

ПРОГРАММА И СОДЕРЖАНИЕ

10 марта		
11.30 – 11.40	Открытие.	
1 заседание	<u>Председатель С.В. Гапонов</u>	
11.40 – 12.10	М.В.Ковальчук <i>Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия</i> Нанотехнологии – фундамент новой наукоемкой экономики 21 века.	
12.10 – 12.40	А.Л.Вихарев, А.М.Горбачев, <u>А.Г.Литвак</u> <i>Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия</i> CVD алмазы.	1
12.40 – 13.10	<u>Н.Н.Салашенко</u> , В.Н.Полковников, Н.И.Чхало <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Перспективы коротковолновой нанолитографии. Многослойная оптика для следующего поколения проекционной рентгеновской литографии.	
13.10 – 13.40	<u>В.Б.Тимофеев</u> , А.В.Горбунов <i>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка</i> Крупномасштабная когерентность Бозе-конденсата дипольных экситонов.	6
13.40 – 14.10	В.В.Мошталков <i>Katholieke Universiteit Leuven, Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Leuven, Belgium</i> Superconductor/ferromagnet Hybrid Nanostructures.	
14.10 – 15.30	Обед	
2 заседание	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур -1. Председатель З.Ф.Красильник</u>	
15.30 – 16.00	В.Г.Дубровский <i>Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, С.-Петербург, Россия</i> Механизмы формирования и свойства полупроводниковых нитевидных нанокристаллов.	10
16.00 – 16.30	И.Г.Неизвестный <i>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия</i> Новые тенденции развития современной кремниевой нанoeлектроники.	14
16.30 – 16.45	О.П.Пчеляков, <u>А.И.Никифоров</u> , Н.А. Паханов, А.И. Якимов <i>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия</i> Кремниевые структуры с нанокластерами германия для применений в фотовольтаике.	17
16.45 – 17.00	В.Я.Демиховский, А.А.Перов <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> Квантовый эффект Холла в двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием, находящемся в поле поверхностной сверхрешетки.	20
17.00 – 17.30	<i>Coffee – break</i>	
17.30	1 стендовая сессия: Ферромагнитные и сверхпроводящие наносистемы, гетероструктуры ферромагнетик/сверхпроводник; Полупроводниковые наноструктуры.	
11 марта		
3 заседание	<u>Сверхпроводящие и магнитные наносистемы. Председатель А.А.Фраерман</u>	
9.00 – 9.30	Ю.В.Кобаев <i>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия</i> Дважды упорядоченное сверхпроводящее состояние купратов.	

9.30 – 10.00	<u>А.Г.Забродский</u> , А.И. Вейнгер <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i> Образование и свойства спиновоупорядоченных наноструктур вблизи перехода изолятор-металл в легированных немагнитных полупроводниках.	557
10.00 – 10.30	V.M.Vinokur <i>Argonne National Laboratory, Argonne, USA</i> Hopping Conductivity in Granular Metals and Superconductors.	
10.30 – 11.00	<u>А.Б.Грановский</u> ¹ , Е.А.Ганьшина ¹ , Н.С.Перов ¹ , А.Ф.Орлов ² , А.П.Виноградов ³ ¹ Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия, ² Государственный институт редких металлов Гиредмет, Москва, Россия, ³ Институт Теоретических и Прикладных Проблем Электродинамики РАН, Россия Магнитофотоника: прошлое, настоящее и будущее.	24
11.00 – 11.30	<u>А.К.Звездин</u> , А.П.Пятаков <i>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва</i> Мультиферроики и Спинтроника.	28
11.30 – 11.50	<i>Coffee – break</i>	
4 заседание	<u>Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур-1.</u> <u>Председатель Ю.Е.Лозовик.</u>	
11.50 – 12.20	<u>В.А.Быков</u> , Ан.В.Быков, В.В.Котов, В.В.Поляков, В.В.Атепалихин, А.Б.Шубин <i>Группа компаний «НТ-МДТ», Москва, Зеленоград</i> Аналитико-технологические комплексы для исследования и формирования наноструктур.	
12.20 – 12.50	<u>А.В.Зотов</u> , А.А.Саранин <i>Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия</i> Исследование методом СТМ самоорганизации наноструктур адсорбатов на поверхности кремния	32
12.50 – 13.10	С.С.Косолобов ¹ , Е.Е.Родякина ¹ , Д.В.Щеглов ^{1,2} , <u>А.В.Латышев</u> ^{1,2} ¹ Институт физики полупроводников СО РАН, ² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия Структурная in situ диагностика низкоразмерных полупроводниковых систем.	35
13.10 – 13.25	<u>А.А.Саранин</u> , А.В.Зотов, И.А.Куянов <i>Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия</i> Модификация нанокластеров Si₇In₆ на поверхности Si(100): электронные свойства и динамика атомов.	39
13.25 – 13.40	И.А.Няпшаев ¹ , Д.С.Кузнецов ² , А.В.Анкудинов ¹ , И.В.Макаренко ¹ , Н.Р.Галль ¹ , А.Н.Образцов ² , <u>А.Н.Титков</u> ¹ ¹ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, ² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия Структурные и электрические свойства планарных нано тонких графитовых слоев на поверхности металлов.	40
13.40 – 15.10	Обед	
5 заседание	<u>Сверхпроводящие наноструктуры -1.</u> Председатель В.В.Курин	
15.10 – 15.40	Ю.Г.Махлин <i>Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Москва, Россия</i> Когерентность в сверхпроводниковых квантовых битах.	
15.40 – 16.10	<u>Т.И.Батурина</u> ^{1,2} , Ю.А.Цаплин ¹ , П.Ю.Гатилов ^{1,2} , А.Е.Плотников ¹ , М.Р.Бакланов ³ ¹ Институт физики полупроводников СО РАН, ² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия. ³ IMEC, Leuven, Belgium Когерентные явления в многосвязных SNS системах.	43

16.10 – 16.40	В.И.Здравков ¹ , А.С.Сидоренко ¹ , Г.Обермайер ² , Ш.Гзель ² , М.Шрек ² , К.Мюллер ² , В.В.Рязанов ³ , З.Хорн ² , Р.Тидекс ² , <u>Л.Р.Тагиров</u> ⁴ , М.Ю.Куприянов ⁵ ¹ Институт Электронной Инженерии и Индустриальных Технологий АНМ, Кишинев, Молдова, ² Институт Физики Университета Аугсбурга, Аугсбург, Германия, ³ Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка, Россия, ⁴ Казанский Государственный Университет, Казань, Россия, ⁵ Институт Ядерной Физики, Московский государственный университет, Москва, Россия	47
	Возвратная сверхпроводимость в бислоях сверхпроводник-ферромагнитный сплав.	
16.40 – 16.55	<u>И.А.Садовский</u> ¹ , Г.Б.Лесовик ¹ , Дж.Блаттер ² ¹ Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Черноголовка, Россия. ² Die Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zürich, Switzerland	48
	Дробный заряд в андреевских квантовых точках.	
16.55 – 17.10	Г.Н.Гольцман Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия	
	Сверхпроводниковый однофотонный детектор на основе NbN наноструктур и его применение для тестирования больших интегральных схем и в квантовой криптографии.	
17.10 – 17.30	<i>Coffee – break</i>	
17.30	Сессия, посвященная конкурсу по программе «У.М.Н.И.К.»	
17.40	2 стендовая сессия: Рентгеновская оптика; Нанофотоника	

12 марта

6 заседание	<u>Рентгеновская оптика / Оптоэлектронные свойства наноструктур.</u> <u>Председатель В.Б.Тимофеев</u>	
9.00 – 9.30	<u>Д.В.Рошупкин</u> , Д.В.Иржак, Д.В.Пунегов Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия	49
	Применение методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии для исследования физических свойств пьезо- и сегнетоэлектрических кристаллов.	
9.30 – 10.00	А. Чумаков European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France, Российский Научный Центр "Институт Курчатова", Москва	53
	Исследования атомных колебаний поверхности ядерным рассеянием синхротронного излучения.	
10.00 – 10.30	И.А.Дмитриев, <u>Р.А.Сурис</u> Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия	54
	Каскадный лазер на квантовых точках.	
10.30 – 11.00	В.Я.Алешкин ¹ , Ю.Б.Васильев ² , <u>В.И.Гавриленко</u> ¹ , А.В.Иконников ¹ , С.С.Криштопенко ¹ , М.Л.Орлов ^{1,4} , Ю.Г.Садофьев ¹ , М.Л.Sadowski ³ , W.Кнар ⁴ , ¹ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ² Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия. ³ Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble, France. ⁴ University of Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France	57
	Исследование циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях.	
11.00 – 11.30	<i>Coffee – break</i>	
7 заседание	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур -2. Председатель Р.А.Сурис</u>	
11.30 – 12.00	<u>Л.Е.Воробьев</u> ¹ , Д.А.Фирсов ¹ , В.А.Шальгин ¹ , В.Ю.Паневин ¹ , А.Н.Софронов ¹ , А.Ю.Егоров ² , В.М.Устинов ² , А.Г.Гладышев ² , О.В.Бондаренко ² , А.А.Андрианов ² , А.О.Захарьин ² , Д.В.Козлов ³ ¹ С.-Петербургский государственный политехнический университет, ² Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия. ³ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	60
	Эмиссия излучения терагерцового диапазона из гетероструктур GaAsN/GaAs в электрическом поле.	

12.00 – 12.30	А.А.Андронов <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Эффективная генерация комбинационных частот в среднем ИК диапазоне при оптической накачке лазерных гетероструктур.	
12.30 – 12.50	<u>В.В.Бельков</u> ¹ , С.Д.Ганичев ² , С.А.Тарасенко ¹ , В.А.Шалыгин ³ ¹ <i>Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия</i> ² <i>University of Regensburg, Germany</i> ³ <i>СПб Гос. Политехнический Университет, С.Петербург, Россия</i> Спин-зависимые фотогальванические явления в (110)-GaAs/AlGaAs наноструктурах.	63
12.50 – 13.10	И.М.Гаджиев, И.О.Бакшаев, <u>Е.Л.Портной</u> , М.М.Соболев <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i> Особенности эффекта Штарка в двухсекционном лазере с квантовыми точками	64
13.10 – 13.30	<u>М.М.Соболев</u> ¹ , Г.Э.Цырлин ¹ , А.А.Тонких ¹ , Р. Werner ² , Н.Д.Захаров ² , В.Г.Талалаев ² ¹ <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.</i> ² <i>Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Halle/Saale, Germany</i> Эффект Ваннье-Штарка в многослойной гетероструктуре квантовых точек Si /Ge	67
13.30 – 15.00	Обед	
8 заседание	<u>Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур-2.</u> <u>Председатель А.Н.Титков.</u>	
15.00 – 15.30	<u>В.П.Вейко</u> , Г.К.Костюк, Н.В.Никоноров, Б.Ю.Новиков, А.Н.Рачинская, Е.Б.Яковлев <i>Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия</i> Быстрые обратимые фазо-структурные модификации стеклокерамических материалов под действием излучения CO₂-лазера.	71
15.30 – 15.50	<u>Y.E.Lozyovik</u> ¹ , E.Bichoutskaia ² , S.P.Merkulova, A.M.Popov ¹ ¹ <i>Institute of Spectroscopy, Troitsk, Moscow region, Russia.</i> ² <i>Cambridge University, Cambridge, UK</i> Multi-wall nanotubes: properties and nanoelectromechanical applications.	75
15.50 – 16.10	D.Ryndyk <i>Institute for Theoretical Physics University of Regensburg, Germany</i> STM spectroscopy of single molecules: from simple complexes to DNA.	76
16.10 – 16.25	Ю.Б.Кудасов <i>РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия</i> Корреляционный механизм отрицательного дифференциального сопротивления при протекании туннельного тока через молекулу.	80
16.25 – 16.40	А.А. Жаров, <u>В.В. Курин</u> <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Резонансный магнетооптический эффект в наноструктурированных ферромагнитных материалах.	83
16.40 – 16.55	В.Н. Петров <i>Санкт Петербургский Государственный Политехнический Университет, С.-Петербург, Россия</i> Электронная спектроскопия поверхности и тонких пленок с анализом по спину.	87
16.55 – 17.10	<u>А.К. Sarychev</u> ^a , G.Tartakovsky ^b <i>Ethertronics, Inc, San Diego, Scranton Rd., CA, Lockheed Martin, Akron, OH, USA</i> Magnetic plasmonic Metamaterials in actively pumped Host Medium and Plasmonic Nanolaser.	89
17.10 – 17.30	<i>Coffee – break</i>	

9 заседание	Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур-3. Председатель В.Л.Миронов	
17.30 – 17.45	К.Н.Ельцов , А.А.Веденеев <i>Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия</i>	92
17.45 – 18.00	Управление атомной структурой поверхности GaAs(001) путем использования молекулярного йода. В.Я.Шур ¹ , Д.К.Кузнецов ¹ , А.И.Лобов ¹ , Е.И.Шишкин ¹ , П.С.Зеленовский ¹ , В.В.Осипов ² , М.Г.Иванов ² , А.Н.Орлов ² , В.В.Платонов ² ¹ Уральский центр коллективного пользования «Сканирующая зондовая микроскопия», Уральский государственный университет, ² Лаборатория квантовой электроники, Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия	96
18.00 – 18.15	Формирование нано-доменных структур в результате импульсного лазерного облучения ниобата лития. Р.В.Гайнутдинов, А.Л.Толстихина , Н.В.Белугина, К.Л.Сорокина, О.А.Лысова <i>Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия</i>	99
18.15 – 18.30	Мультимодовая атомно-силовая микроскопия поверхности сегнетоэлектрических кристаллов ТГС. T.Dziomba ¹ , L.Koenders ¹ , T.Weimann ¹ , P.Hinze ¹ , S.Sievers ¹ , M.Shaleev ² , M.Ritter ³ , A.Kranzmann ³ , M.Senoner ³ , W.Unger ¹ Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig und Berlin (PTB), Braunschweig, Germany. ² Institute for Physics of Microstructures IPM-RAS, Nizhniy Novgorod, Russia. ³ Federal Institute for Materials Research and Testing (BAM), Berlin, Germany	103
	Novel standards for AFM, other SPM methods, and nano-analytical techniques. Банкет	

13 марта

10 заседание	Рентгеновская оптика / Оптоэлектронные свойства наноструктур. Председатель Э.В.Суворов	
9.00 – 9.20	А.С.Пирожков ^{1,2} , С.В.Буланов ^{1,3,4} , Х.Дайдо ¹ , И.Дайто ¹ , Т.Ж.Есиркепов ^{1,3} , М.Кандо ¹ , Ё.Като ¹ , Т.Кимура ¹ , Дж.К.Кога ¹ , Х.Котаки ¹ , Ж.Ма ¹ , М.Мори ¹ , К.Огура ¹ , А.Сагисака ¹ , Т.Гаджима ¹ , Ю.Фукуда ¹ , Ю.Хаяши ¹ , Т.Хомма ¹ , Л.-М.Чен ¹ ¹ Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Agency, Kyoto, Japan. ² Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, ³ Московский физико-технический институт, ⁴ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия.	
9.20 – 9.40	Генерация мягкого рентгеновского излучения при отражении света от релятивистского плазменного зеркала. Е.Б.Клюенков, В.Н.Полковников, Н.Н.Салашенко, Н.И.Чхало <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i>	107
9.40 – 9.55	Коррекция формы оптических поверхностей с субнанометровой точностью. Проблемы, статус, перспективы. В.А.Бушуев , О.Д.Рошупкина <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i>	111
9.55 – 10.10	Тонкопленочный рентгеновский волновод на основе многослойной структуры с нанорезонатором. В.Н.Корнеев ¹ , В.А.Шлектарев ² , В.М.Аульченко ³ , М.Р.Шарафутдинов ⁴ , В.П.Толочко ⁴ , А.В.Забелин ⁵ , О.В.Найда ⁵ , А.А.Вазина ² ¹ Институт биофизики клетки РАН, ² Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН, Пущино, Россия. ³ Институт Ядерной физики им. Будкера СО РАН, ⁴ Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия. ⁵ КЦСИ, РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия	115
	Развитие рентгенографической техники временного разрешения для исследования структуры в нанометровом диапазоне с использованием синхротронного излучения.	

10.10 – 10.25	<u>С.В.Кузин</u> , А.А.Перцов, С.В.Шестов <i>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия</i> Детекторы изображений в МР и ВУФ диапазонах спектра на основе полупроводниковых матриц.	119
10.25 – 10.40	<u>В.В.Вьюрков</u> , В.Ф.Лукичев, А.А.Орликовский <i>Физико-технологический институт РАН, Москва, Россия</i> Квантовое моделирование полевых нанотранзисторов.	122
10.40 – 11.00	<u>А.В.Германенко</u> ¹ , Г.М.Миньков ^{1,2} , О.Э.Рут ¹ , А.А.Шерстобитов ^{1,2} , Б.Н.Звонков ³ ¹ <i>НИИ ФПМ Уральского государственного университета им. А.М.Горького,</i> ² <i>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия.</i> ³ <i>НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> Металлическая проводимость в асимметричных квантовых ямах р-InGaAs.	
11.00 – 11.30	<i>Coffee - break</i>	
11 заседание	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур -3. Председатель А.Л.Асеев</u>	
11.30 – 12.00	Y.E.Loikov <i>Institute of Spectroscopy, Troitsk, Moscow region, Russia</i> Phases and strong correlation effects in low-dimensional exciton systems.	126
12.00 – 12.30	<u>В.И.Балыкин</u> ¹ , П.А.Борисов ¹ , В.С.Летохов ¹ , П.Н.Мелентьев ¹ , С.Н.Руднев ¹ , А.П.Черкун ¹ , А.П.Акименко ² , П.Ю.Апель ² , В.А.Скуратов ² ¹ <i>Институт спектроскопии, Троицк, Московская обл., Россия.</i> ² <i>Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия</i> Атомно-проеctionная параллельная фабрикация наноструктур.	127
12.30 – 12.50	<u>Ю.Ю.Романова</u> , Ю.А.Романов <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Динамическая локализация и самоиндуцированная прозрачность в двумерной сверхрешетке с неаддитивным законом дисперсии.	129
12.50 – 13.10	А.Е.Кожанов ¹ , А.В.Никорич ² , Л.И.Рябова ¹ , <u>Д.Р.Хохлов</u> ¹ , V.Shklover ³ ¹ <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.</i> ² <i>Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова.</i> ³ <i>Swiss Federal Institute of Technology, Zürich, Switzerland</i> Кинетика фотопроводимости Pb_{1-x}Sn_xTe(In) в переменном электрическом поле.	133
13.10 – 13.30	<u>В.Б.Шмагин</u> , А.В.Лютов, Д.Ю.Ремизов, З.Ф.Красильник <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Температурное возгорание электролюминесценции ионов эрбия в кремниевых диодных структурах.	136
13.30 – 15.00	Обед	
12 заседание	<u>Магнитные наноструктуры. Председатель А.Б.Грановский</u>	
15.00 – 15.30	К.М.Салихов <i>Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия</i> Возможность реализации квантовой телепортации в системе электронных спинов.	140
15.30 – 15.50	Н.Е.Кулагин, <u>А.Ф.Попков</u> , Д.А.Попов, М.Ю.Чиненков <i>ФГУП НИИФП им. Ф.В.Лукина, МИЭТ (ТУ)</i> Токовый перенос вращательного момента и стационарные состояния в ферро и антиферро-магнитной слоистой структуре.	142
15.50 – 16.10	А.А.Бухараев ^{1,2} , П.А.Бородин ¹ , Р.Г.Гатиятов ^{1,2} , Д.В.Овчинников ¹ ¹ <i>Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН,</i> ² <i>Казанский государственный университет, Казань, Россия</i> Магнитосопротивление наноконтактов, полученных различными способами.	146

16.10 – 16.25	<u>Е.С.Демидов</u> ¹ , В.В.Подольский ² , В.П.Лесников ² , М.В.Сапожников ³ , Д.М.Дружнов ¹ , С.Н.Гусев ¹ , Б.А.Грибков ³ , Д.О.Филатов ¹ , Ю.С.Степанова ¹ , С.А.Левчук ¹ ¹ Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, ² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, ³ Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Ферромагнетики на основе алмазоподобных полупроводников GaSb, InSb, Ge и Si, пересыщенных примесями марганца или железа при осаждении из лазерной плазмы.	150
16.25 – 16.40	<u>Б.А.Аронзон</u> ¹ , В.В.Рыльков ¹ , М.А.Панков ¹ , Э.М.Пашаев ¹ , М.А.Чуев ² , И.А.Субботин ³ , Б.Н.Звонков ⁴ , Ю.А.Данилов ⁴ , М.Goiran ⁵ ¹ РНЦ «Курчатовский институт», ² Физико-технологический институт РАН, ³ Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия. ⁴ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия. ⁵ Laboratoire National des Champs Magnetique Pulses, Toulouse, France Магнитотранспорт и магнитные свойства квантовых ям GaAs/InGaAs/GaAs с δ – легированным слоем Mn в GaAs	154
16.40 – 16.55	<u>А.К.Мургазаев</u> ¹ , К.Ш.Хизриев ¹ , В.М.Уздин ² ¹ Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия. ² МЦ ДПО СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия Исследование фазовых переходов в модели металлической магнитной сверхрешетки Fe/V.	158
17.00 – 17.30	<i>Coffee - break</i>	
17.30	3 стендовая сессия: Общие свойства наноструктур, Зондовая микроскопия, Лазерное излучение и эффекты инверсии населенности в полупроводниковых гетероструктурах.	

14 марта

13 заседание	<u>Сверхпроводящие наноструктуры -2. Председатель А.С.Мельников</u>	
9.00 – 9.20	<u>В.А.Тулин</u> , В.Л.Гуртовой, С.В.Дубонос, А.В.Никулов Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия Эффекты выпрямления в системах сверхпроводящих колец.	162
9.20 – 9.40	Л.Я.Винников ИФТТ РАН, Черноголовка, Моск.обл., Россия Структура магнитного потока в сверхпроводящих и антиферромагнитных монокристаллах RNi₂B₂C.	
9.40 – 10.00	<u>Я.В.Фоминов</u> ¹ , А.Ф.Волков ^{2,3} , К.Б.Ефетов ^{1,2} ¹ ИТФ им. Ландау РАН, Москва, Россия. ² Ruhr-Universität Bochum, Germany. ³ ИРЭ РАН, Москва, Россия Дальнействующая нечетная триплетная сверхпроводимость в системах сверхпроводник-ферромагнетик с неелевской доменной структурой.	166
10.00 – 10.15	Б.П.Водопьянов Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань, Россия Андреевская спектроскопия точечных контактов сверхпроводников с сильными ферромагнетиками.	167
10.15 – 10.30	С.Г.Овчинников ^{1,2} ¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия Особенности электронной структуры и оптических свойств наночастиц моттовских диэлектриков.	171
10.30 – 10.45	<u>A.A.Shanenko</u> , M.D.Croitoru, R.Mits, F.M.Peeters Universiteit Antwerpen, Antwerpen, Belgium Andreev-like states in nanoscale superconductors.	
10.45 – 11.00	Е.В.Goldobin University of Tuebingen, Germany Experiments with fractional Josephson vortices.	174

11.00 – 11.15	<u>Г.А.Овсянников</u> ^{1,2} , Ф.В.Комиссинский ^{1,2} , Ю.В.Кислинский ¹ , К.И.Константинян ¹ , И.В.Борисенко ¹ , В.К.Корнев ³ , Д.Винклер ² ¹ Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия. ² Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция ³ Московский государственный университет, Москва, Россия. Высокочастотные динамические явления в гибридных гетероструктурах на металлоксидных сверхпроводниках.	175
11.15 – 11.30	<i>Coffee – break</i>	
14 заседание	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур -4. Председатель И.Г.Неизвестный</u>	
11.30 – 12.00	Н.С. Аверкиев, А.В. Кудинов, Б.Р. Намозов, <u>Ю.Г. Кусраев</u> <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i>	179
12.00 – 12.30	Спектроскопия поляризованной люминесценции наноструктур. Е.Б.Ольшанецкий ^{1,2} , З.Д.Квон ^{1,2} , Ю.Г.Сидоров ¹ , Н.Н.Михайлов ¹ , С.А.Дворецкий ¹ , В.А.Ткаченко ¹ , О.А.Ткаченко ^{1,2} , Ж.К.Портал ² , В.А.Гайслер ^{1,3} , <u>А.Л.Асеев</u> ¹ ¹ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия. ² Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, CNRS, Grenoble, France. ³ Institute of Solid State Physics, Technical University, Berlin, Germany.	183
12.30 – 12.45	Полупроводниковые наноструктуры: квантовые эффекты, электронный транспорт и однофотонное излучение. <u>Г.Э.Цырлин</u> ¹⁻⁴ , М.Tchernycheva ⁴ , С.Sartel ⁴ , J.Patriarche ⁴ , L.Vila ⁴ , J.C.Harmand ⁴ ¹ Институт Аналитического приборостроения РАН, ² С.-Петербургский Физико-Технологический Научно-Образовательный Центр РАН, ³ Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия. ⁴ LPN CNRS, Marcoussis, France	187
12.45 – 13.00	АзВ₅ нитевидные кристаллы нанометрового диапазона для микро- и оптоэлектронных приложений. <u>В.Я.Алешкин</u> , А.В.Антонов, Л.В.Гавриленко, В.И.Гавриленко, Б.Н.Звонков <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i>	191
13.00 – 13.15	Резонансы Фано в спектрах примесной фотопроводимости в гетероструктурах GaAs/InGaAsP с квантовыми ямами, легированными мелкими донорами. Н.С.Гинзбург, <u>Е.Р.Кочаровская</u> , А.М.Сергеев <i>Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия</i>	194
13.15 – 13.30	Самостартующий сверхизлучающий лазер на фотонном кристалле: от формирования импульса суперфлюоресценции к оптимальному режиму генерации. Т.В.Теперик ^{1,2} , <u>В.В.Попов</u> ¹ , F.J.García de Abajo ² , Т.Ю.Багаева ¹ , О.В.Полищук ¹ ¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ² Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain, Instituto de Optica, Madrid, Spain	198
13.30 – 15.00	Полное поглощение света в наноструктурах с плазмонным резонансом. <i>Обед</i>	

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

№ стенда	10 марта, суббота – 1 стендовая сессия	стр.
	ФЕРРОМАГНИТНЫЕ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ НАНОСИСТЕМЫ, ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК	
Сб 1	<u>М.В. Сапожников</u> ¹ , Б.А.Грибков ¹ , А.А.Фраерман ¹ , Ю.А.Климов ¹ , В.В.Рогов ¹ , С.Н.Вдовичев ¹ , С.А. Гусев ¹ , Joonyeon Chang ¹ <i>¹Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603600, Россия, ²Korea Institute of Science & Technology, Hawolgok-dong, Seongbuk-gu, Seoul136-791, Korea</i> Получение и исследование гетероструктур разбавленный магнитный полупроводник/ферромагнитные наночастицы.	202
Сб 2	<u>П.Ф.Бессараб</u> , В.М.Уздин <i>Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия</i> Коллективизированные электроны в металлических наносистемах и формирование упорядоченных магнитных структур.	204
Сб 3	<u>Р.Г.Гатиятов</u> ^{1,2} , <u>П.А.Бородин</u> ² , А.А.Бухараев ^{1,2} , Г.Г.Гумаров ^{1,2} , <i>¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского, ² Казанский государственный университет, Казань, Россия</i> Использование ионного травления для получения магниторезистивных наноконтактов	206
Сб 4	<u>С.Н.Варнаков</u> ^{1,2} , <u>J.Bartolome</u> ³ , <u>J.Sese</u> ⁴ , С.Г.Овчинников ¹ , С.В.Комогорцев ¹ , А.С.Паршин ² , Н.Н.Косырев ¹ , Г.В.Бондаренко ¹ , А.В.Ефремов ⁵ <i>¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, ²Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия. ³Instituto de Ciencia de Materiales de Aragun. CSIC-Universidad de Zaragoza, Zaragoza. Spain. ⁴Instituto de Nanociencia de Aragun. Universidad de Zaragoza. Zaragoza. Spain. ⁵Политехнический институт СФУ, Красноярск, Россия</i> Получение наноструктур Fe/Si, с различной концентрацией магнитного элемента и исследование их физических свойств.	208
Сб 5	<u>С.Н.Вдовичев</u> , Б.А.Грибков, А.Ю.Климов, В.В.Рогов <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Исследование перемагничивания тонких магнито жестких пленок Co/Cu-Co и многослойных магнитных структур Co/Si/Co/Cu-Co.	210
Сб 6	<u>Е.А. Ганьшина</u> ¹ , <u>М.В. Вашук</u> ¹ , <u>Л.Л. Голик</u> ² , <u>В.И. Ковалев</u> ² , <u>З.Э. Кунькова</u> ² , <u>О.В. Вихрова</u> ³ , <u>Ю.Н. Сафьянов</u> ⁴ , <u>А.И. Сучков</u> ⁵ <i>¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия. ²Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А. Котельникова, Фрязинский филиал, Фрязино, Московская обл, Россия. ³Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород, Россия. ⁴Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия. ⁵Институт химии высококичестных веществ РАН, Н. Новгород, Россия.</i> Оптическая и магнитооптическая спектроскопия тонких композитных слоёв GaAs-MnAs.	212
Сб 7	<u>М.В. Дорохин</u> ¹ , С.В. Зайцев ² , Н.В. Байдусь ¹ , Ю.А. Данилов ¹ , П.Б. Демина ¹ , Б.Н. Звонков ¹ , В.Д. Кулаковский ² , Е.А.Ускова ¹ <i>¹НИФТИ ННГУ, Н.Новгород, Россия . ²ИФТТ РАН, Черноголовка Моск. обл., Россия</i> Исследование эффектов спиновой инжекции носителей заряда из ферромагнитного контакта Шоттки Ni(Co)/GaAs в гетероструктурах с квантовой ямой.	214
Сб 8	<u>О.В.Вихрова</u> ¹ , <u>Ю.А.Данилов</u> ^{1,2} , <u>А.В.Кудрин</u> ¹ , Б.Н.Звонков ¹ , В.В.Подольский ¹ , <u>Ю.Н.Дроздов</u> ² , <u>М.В.Сапожников</u> ² , <u>С.Moura</u> ³ , <u>M.I.Vasilevskiy</u> ³ , <u>М.П.Темирязева</u> ⁴ <i>¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ³Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal. ⁴Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Фрязино Моск. обл., Россия</i> Ферромагнетизм при комнатной температуре в слоях InMnAs.	216

Сб 9	<p><u>С.В.Демишев</u>, В.В.Глушков, А.Г.Ляпин*, Е.Д.Образцова, А.А.Пронин, Н.Е.Случанко, Н.А.Самарин <i>Институт общей физики РАН, Москва. *Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Моск. обл. Россия</i></p>	218
Сб 10	<p>Универсальный скейлинг магнитосопротивления углеродных наноматериалов. <u>А.Б.Дровосек</u>¹, Н.М.Крейнес¹, А.В.Королев², М.А.Миляев², Л.Н.Ромашев², В.В.Устинов² ¹<i>Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, Москва</i> ²<i>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург</i></p>	220
Сб 11	<p>Статические и резонансные магнитные свойства многослойных структур Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа <u>А.А.Ежевский</u>¹, Д.В.Гусейнов¹, А.В.Сухоруков¹, Д.В.Хомицкий¹, О.А.Кузнецов¹, А.В.Гусев² ¹<i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского</i>, ²<i>Институт химии высокочистых веществ РАН, Н.Новгород, Россия</i></p>	222
Сб 12	<p>Вклад различных механизмов в спиновую релаксацию электронов проводимости в кремнии с различным изотопным составом. Ю.А.Данилов^{1,2}, Е.С.Демидов¹, <u>С.Ю.Зубков</u>¹, В.П.Лесников², Г.А.Максимов¹, Д.Е.Николичев¹, В.В.Подольский². ¹<i>Нижегородский государственный университет имени Н.И.Лобачевского</i>, ² <i>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.новгород, Россия</i></p>	224
Сб 13	<p>Анализ эпитаксиальных слоев магнитных полупроводников на основе Ge:Mn и Si:Mn методами рентгеновской фотоэлектронной и Оже-спектроскопии. Лачинов А.А.^{1,2}, Воробьева Н.В.¹ ¹<i>Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН</i>, ²<i>Башкирский Государственный Университет, Уфа, Россия.</i></p>	226
Сб 14	<p>Влияние внешнего магнитного поля на вольтамперные характеристики структуры ферромагнетик-полимер. Н.В.Воробьева, <u>А.Н.Лачинов</u> <i>Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия.</i></p>	228
Сб 15	<p>Влияние спиновой поляризации электронов на транспорт зарядов в системе ферромагнетик-электроактивный полимер. В.Ф.Гременок¹, <u>В.С. Меркулов</u>¹, В.Л.Романюк¹, С.А.Сорока², В.С.Цымбал² ¹<i>Объединенный институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ</i>, ²<i>НТЦ «Белмикросистемы», Минск, Беларусь</i></p>	230
Сб 16	<p>Некоторые аспекты тестирования магнитных и сегнетоэлектрических структур для энергонезависимой памяти. М.А.Андреева, <u>Н.Г.Монина</u>, S.Stankov <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i></p>	231
Сб 17	<p>Динамические эффекты в ядерно-резонансном брэгговском отражении, влияющие на точность определения коэффициента самодиффузии в периодических ⁵⁶Fe/⁵⁷Fe мультислоях. <u>А.В.Огнев</u>^{1,2}, Ю.П.Иванов¹, Л.А.Чеботкевич^{1,2} ¹<i>Дальневосточный государственный университет</i>, ²<i>Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия</i></p>	233
Сб 18	<p>Особенности магнитных свойств многокомпонентных спин-вентилей В.П.Панаэтов <i>Кабардино –Балкарский госуниверситет, Нальчик, КБР</i></p>	235
Сб 19	<p>Магнитная структура доменов в пленках с низкокоэрцитивными каналами. Н.И.Полушкин <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i></p>	237
Сб 20	<p>Длинноволновые коллективные возбуждения спинов в магнитных сверхрешетках. Савинский С.С. <i>Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия</i></p>	238
	<p>Феноменологическая модель Рашба для расчета спектра электрона на цилиндре.</p>	

- Сб 21** А.А.Фраерман, О.Г.Удалов 239
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Диодный эффект в среде с геликоидальной магнитной структурой.
- Сб 22** А.А.Фраерман, О.Г.Удалов 241
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Фотогальванический эффект в некомпланарных магнитных системах.
- Сб 23** Р.И.Хайбуллин¹, Л.Р. Тагиров^{1,2}, Ш.З. Ибрагимов², Н. Акдоган³, А. Нефёдов³, А. Вестфален³, Х. Цабель³, Б. Рамеев⁴, Б. Акташ⁴ 241
¹Казанский физико-технический институт РАН, Казань, Россия. ²Казанский государственный университет, Казань, Россия. ³Институт экспериментальной физики твердого тела, Университет Рура, Бохум, Германия. ⁴Технологический институт г. Гебзе, Гебзе-Коджаели, Турция
Высокотемпературный анизотропный ферромагнетизм в диоксиде титана, имплантированном ионами кобальта
- Сб 24** Д.В.Хомицкий 243
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Спиновая фильтрация при рассеянии на сверхрешетке со спин-орбитальным взаимодействием.
- Сб 25** Э.М.Пашаев¹, И.А.Субботин^{2,3}, М.А.Чуев^{4,1}, М.В.Ковальчук¹, В.В.Квардаков¹, А.А.Зайцев², П.Г.Медведев⁴, Б.Н.Звонков⁵, Ю.А.Данилов⁵ 245
¹РНИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова, ²Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), ³Институт кристаллографии РАН, ⁴Физико-технологический институт РАН, Москва, Россия. ⁵Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия
Исследование материалов спинтроники методами рентгеновской диагностики.
- Сб 26** М.А.Чуев^{1,3}, И.А.Субботин^{2,3}, Э.М.Пашаев³, В.В.Квардаков³, И.А.Лихачев³, А.Е.Голованов³, П.Г.Медведев¹, В.В.Подольский⁴ 247
¹Физико-технологический институт РАН, ²Институт кристаллографии РАН, ³РНИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия. ⁴Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия
Структурные характеристики магнитных дискретных сплавов по данным рентгеновской рефлектометрии.
- Сб 27** Г.А.Вугальтер, А.В.Швецов 249
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Электромагнитная индуцированная прозрачность магнитных нанокластеров в поле двухчастотной накачки.
- Сб 28** А.В.Бурлаков, В.Л.Гуртовой, С.В.Дубонос, А.В.Никулов, В.А.Тулин 251
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия
Исследования эффекта выпрямления переменного тока на системах асимметричных сверхпроводящих колец с различной геометрией.
- Сб 29** Д.Ю.Водолазов 253
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Отрицательное магнетосопротивление сверхпроводящих нанопроволок и его связь с процессом проскальзывания фазы.
- Сб 30** В.Л.Гуртовой, С.В.Карпий, А.В.Никулов, В.А.Тулин 255
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия
Сдвиг в магнитном поле для критических токов с противоположными направлениями от температуры и степени асимметрии сверхпроводящих алюминиевых колец.
- Сб 31** В.И.Кузнецов, А.А.Фирсов, С.В.Дубонос 257
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия
Нелокальные эффекты в сверхпроводящей микроструктуре с асимметричным кольцом, пронизанным магнитным потоком и смещенным внешним переменным током (без постоянной составляющей)

- Сб 32** В.Л.Гуртовой, С.В.Дубонос, А.В.Никулов, В.А.Тулин 259
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия
Возможные причины наблюдения двух разрешенных состояний сверхпроводящего кольца.
- Сб 33** Ю.В.Кислинский¹, Г.А.Овсянников^{1,2}, Ф.В.Комиссинский^{1,2}, И.В.Борисенко¹, К.И.Константиян¹ 261
¹ *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия.* ² *Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция*
Угловые и амплитудные зависимости критического тока в гибридных оксидных гетероструктурах с антиферромагнитной прослойкой.
- Сб 34** А.С.Мельников¹, Н.Б.Копнин², В.М.Винокур³ 263
¹ *Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.* ² *Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Москва, Россия;* ³ *LTL HUT Finland. Argonne National Laboratory, US*
Контакт SINIS как электронный насос.
- Сб 35** А.Ю.Миронов^{1,2}, Т.И.Батурина^{1,2}, П.Ю.Гатилов^{1,2}, А.Е.Плотников¹, М.Р.Бакланов³ 265
¹ *Институт физики полупроводников СО РАН,* ² *Новосибирский государственный университет. Новосибирск, Россия.* ³ *IMEC, Leuven, Belgium*
Квантовые осцилляции в перфорированных сверхпроводящих плёнках нитрида титана.
- Сб 36** В.М.Винокур¹, Н.Б.Копнин^{2,3}, А.С.Мельников⁴, В.И.Позднякова⁴, Д.А.Рыжов⁴, И.А.Шерешевский⁴ 267
¹ *Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, USA.* ² *Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, Finland.* ³ *Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва, Россия.* ⁴ *Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.*
Тепловой кондактанс вихря в мезоскопическом сверхпроводнике
- Сб 37** А.С.Мельников, М.А.Силаев 269
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Спектр вихревых электронных состояний в сверхпроводнике вблизи плоской границы.
- Сб 38** М.А.Тархов, А.А.Корнеев, А.В.Дивочий, О.В.Минаева, И.И.Милостная, К.В.Смирнов, Г.М.Чулкова, Б.М.Воронов, Г.Н.Гольцман 271
Московский государственный педагогический университет, Москва, Россия
Однофотонный детектор (SSPD) на основе ультратонкой сверхпроводящей пленки NbN, для ближнего и среднего ИК диапазона.
- Сб 39** С.А.Чурин, С.А.Гусев, Ю.Н.Дроздов 273
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Образование решетки наноструктур на совершенных кристаллах YBaCuO.
- Сб 40** К.Н.Югай 275
Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия
Проводимость в двумерных системах: переходы металл-сверхпроводник.
- Сб 41** К.Н.Югай 277
Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия
Теория сверхпроводимости в 2D-системах с сильными взаимодействиями.
- Сб 42** Г.М.Максимова, Р.М.Айнбиндер, И.Л.Максимов 279
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Проникновение вихрей Пирла-Абрикосова в магнитно-сверхпроводящую гетероструктуру.
- Сб 43** М. Ю. Куприянов¹, Н.Г. Пугач², М. М. Хапаев¹, А. В. Ведяев² 281
¹ *НИИ Ядерной Физики им. Д.В. Скобельщина, МГУ, Москва, Россия.* ² *Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*
Плотность критического тока в неоднородных SFS Джозефсоновских переходах.
- Сб 44** А.И.Буздин¹, А.С.Мельников¹, А.В.Самохвалов² 283
¹ *Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux, France.* ² *Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.*
Вихревые состояния индуцированные эффектом близости в гибридных структурах ферромагнетик—сверхпроводник.

- Сб 45** В.Л.Аксенов^{1,2}, К.Н.Жерненков^{2,3}, Ю.В.Никитенко², А.В.Петренко², В.В.Проглядо², Ю.Н.Хайдуков², Х.Цабель³ 285
¹Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва. ²Объединённый институт ядерных исследований, Дубна. ³Рурский университет, Бохум, Германия
Исследование магнитного состояния слоистых Fe/V наноструктур типа «ферромагнетик-сверхпроводник» при помощи стоячих нейтронных волн.
- ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ
- Сб 46** В.Л.Берковиц, А.Н.Карпенко, Т.В.Львова, В.П.Улин 287
 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, С.-Петербург, Россия
Мономолекулярные пленки GaN на поверхности (100)GaAs: получение, свойства, применения.
- Сб 47** Н.В.Востоков, В.М.Данильцев, Ю.Н.Дроздов, Д.А.Пряхин, В.И.Шашкин, И.Ю.Шулешова 289
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Закономерности формирования структур с нанокластерными слоями Al в матрице GaAs в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии.
- Сб 48** А.А.Андронов, Е.П.Додин, Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин 291
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Вертикальный транспорт электронов в сверхрешетках с узкими запрещенными минизонами.
- Сб 49** И.Л.Дричко¹, И.Ю.Смирнов¹, А.В.Суслов², Ю.М.Гальперин^{1,3}, О.А.Миронов⁴, М.Миронов⁵, Т.Е.Whall⁶, V.Vinokur⁷ 293
¹Физико-технический ин-т им. А.Ф.Иоффе, С.-Петербург, Россия. ²National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida, USA. ³Department of Physics and SMN, University of Oslo, Oslo, Norway. ⁴NANOTEC, 111 Thailand Science Park Paholyothin Rd, Phatumthani, Thailand. ⁵Musashi Institute of Technology, Tokyo, Japan. ⁶Department of Physics, University of Warwick, Coventry, UK. ⁷Argonne National Laboratory, Argonne, USA
Транспортные свойства гетероструктур p-Si/SiGe в ультраквантовом пределе.
- Сб 50** А.А.Андронов, Е.П.Додин, Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин 295
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Эффекты зинеровского туннелирования при вертикальном транспорте в СР с узкими минизонами.
- Сб 51** В.Я.Алешкин¹, В.И.Гавриленко¹, А.В.Иконников¹, С.С.Криштопенко¹, М.Л.Орлов^{1,5}, Ю.Г.Садофьев¹, О.Drachenko², M.Goiran³, M.L.Sadowski⁴, W.Кнар⁵ 297
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Research center Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, FZR, FZD, Dresden, Germany. ³Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés, Toulouse, France. ⁴Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble, France. ⁵University of Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France
Циклотронные переходы в гетероструктурах InAs/AlSb в ультраквантовом пределе
- Сб 52** Козлов Д.В. 299
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Оптические переходы между состояниями акцепторов в односно сжатом германии.
- Сб 53** А.В.Мурель, В.И.Шашкин 301
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Диагностика низкобарьерных диодов Шоттки с приповерхностным δ-легированием.
- Сб 54** А.А.Перов, О.А.Кузнецова 303
 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород
Магнитные спиновые блоховские состояния электронов, находящиеся в поле двумерной сверхрешетки.

- Сб 55** О.В.Полищук¹, В.В.Попов¹, Т.В. Теперик¹, М.С. Shur² 305
¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ²Department of Electrical, Computer, and System Engineering, Rensselaer Polytechnic Institute, and RPI/IBM Center for Broadband Data Transfer, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, USA
Экранирование межконтактных плазмонов удаленным затвором в полевом гетеротранзисторе с двумерным электронным каналом.
- Сб 56** Y.S.Joe¹, E.R.Hedin¹, A.M.Satanin² 307
¹Center for Computational Nanoscience, Department of Physics and Astronomy Ball State University, Muncie, IN, USA. ²Institute for Physics of Microstructures, RAS, N.Novgorod, Russia
Fano resonance induced by a quantum dot in an open three-terminal interferometer.
- Сб 57** Н.В.Сибирев^{*}, В.Г.Дубровский^{□,♠}, Г.Э.Цырлин^{*□,♠,♠}, И.П.Сошников^{□,♠}, J.C.Harmand[^], М.Тchernycheva[^] 309
^{*}Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия. [□]Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр РАН», Санкт-Петербург, Россия. [♠]Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия. [^]CNRS-LPN, Marcoussis, France
Влияние условий роста на форму полупроводниковых нанометровых нитевидных кристаллов.
- Сб 58** И.П.Сошников^{1,2}, Г.Э.Цырлин^{1,2,3}, В.Г.Дубровский^{1,2}, Н.В.Сибирев^{2,3}, В.Т.Барченко⁴, А.В.Веретеха⁴, О.М.Горбенко³, В.М.Устинов^{1,2} 311
¹НОК С.-Петербургский Физико-Технический Научно-Образовательный Центр РАН, ²Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ³Институт Аналитического приборостроения РАН, ⁴С.-Петербургский Государственный Электротехнический Университет (ЛЭТИ), С.-Петербург, Россия
Формирование массивов GaAs нитевидных нанокристаллов методом магнетронного осаждения.
- Сб 59** В.И.Гавриленко, С.С.Криштопенко, Ю.Г.Садофьев, К.Е.Спирин 313
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород
Обменное усиление g-фактора в гетероструктурах InGaAs/GaAs с двумерным электронным газом.
- Сб 60** Т.В.Теперик¹, В.В.Попов¹, F.J.García de Abajo², Л.А.Васильев¹, Д.В.Фатеев¹ 315
¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ²Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain, Instituto de Optica, Madrid, Spain
Пространственная передача ближнего светового поля эванесцентными волнами в фотонном кристалле.
- Сб 61** Д.О.Филатов¹, М.В.Круглова¹, М.А.Исаков¹, С.В.Сипрова¹, М.О.Марычев¹, В.Г.Шенгуров², С.П.Светлов², В.Ю.Чалков², С.А.Денисов² 317
¹НОЦ «Физика твердотельных наноструктур», Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, ²Научно-исследовательский физико-технический институт, Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Морфология и фотолюминесценция самоформирующихся нанокластеров GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде □ермана.
- Сб 62** В.Я.Демиховский, А.А.Каякин, Е.В.Фролова 319
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Поверхностные сверхрешетки в системах со спин-орбитальным взаимодействием: квантовые состояния и блоховские осцилляции в электрическом поле.
- Сб 63** С.В.Хазанова¹, М.И.Василевский² 321
¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия. ²Centro de Física, Universidade do Minho, Braga, Portugal
Монте-Карло моделирование эффекта сегрегации при выращивании напряженных квантовых гетероструктур InGaAs/GaAs.

Сб 64	Ю.Н.Бузынин ¹ , Н.В.Востоков ¹ , Н.А.Гамов ² , В.М.Данильцев ¹ , Ю.Н.Дроздов ¹ , М.Н.Дроздов ¹ , Е.В.Жданова ² , М.М.Зверев ² , В.Б.Студенов ² , <u>О.И.Хрыкин¹</u> , В.И. Шашкин ¹ <i>¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (Технический университет), Москва, Россия</i>	323
Сб 65	Исследование процесса МОГФЭ и свойств гетероструктур AlGaIn/GaN. А.А.Шерстобитов ¹ Г.М. Миньков ¹ , А.В. Германенко ² , О.Э. Рут ² , Б.Н. Звонков ³ <i>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия. ²НИИ ФПМ, УрГУ, Екатеринбург, Россия. ³НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i>	325
Сб 66	Исследование вольт-фарадных характеристик двумерных структур при переходе к неоднородному распределению электронного газа. И.Н.Яснеевич ФТИ им. А.Ф.Иоффе, С.-Петербург, Россия Механизм переноса энергии возбуждения в SiO₂ с нанокристаллами кремния	327

11 марта, воскресенье – 2 стендовая сессия

РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА

Вс 1	А.Д.Ахсаханян, В.А.Муравьев, Н.Н.Салащенко <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Аберрации многослойных рентгеновских уголкового отражателей эллиптического типа.	329
Вс 2	<u>М.М.Барышева</u> , А.М.Сатанин, В.Н.Полковников <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Оптимизация отражательных характеристик трехкомпонентных зеркал.	331
Вс 3	В.А.Бушуев <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> Эволюция функции пространственной когерентности на пути “источник- объект-детектор.	333
Вс 4	<u>Б.Г.Гольденберг</u> , В.С.Елисеев, В.И.Кондратьев, С.А.Кузнецов, Г.Н.Кулипанов, Е.В.Петрова, В.Ф.Пиндюрин, В.М.Попик <i>Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия</i> LIGA-методы создания металлических сеточных структур для частотной и пространственной селекции мощного излучения терагерцового лазера на свободных электронах.	335
Вс 5	L.I.Goray, J.F.Seely <i>Институт аналитического приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия</i> Grazing Incidence Multilayer Grating Working in Conical Diffraction for 1-Å FEL Beam Splitter	337
Вс 6	<u>Григорьев М.В.¹</u> , Снигирев А. ² , Снигирева И. ² , Юнкин В.А. ¹ Кузнецов С.М. ¹ Ди Микиэль М. ² <i>¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черногловка, Россия. ²European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France.</i> Нанофокусировка жесткого синхротронного излучения кремниевыми планарными параболическими линзами.	339
Вс 7	<u>Д.В.Иржак</u> , Д.В.Пунегов, Д.В.Рощупкин <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черногловка, Россия</i> Исследование пьезоэлектрического эффекта в кристаллах ниобата и танталата лития методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии.	341
Вс 8	С.В.Зуев ¹ , В.И.Лучин ¹ , <u>С.В.Кузин²</u> , С.В.Шестов ² , А.А.Перцов ² , Х.Жоу ³ , Т.Хуо ³ <i>¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия. ³National Synchrotron Radiation Laboratory, Хэфей, КНР</i> Спектральные калибровки фильтров и детекторов солнечного телескопа на диапазон 132 Å проекта ТЕСИС.	343

- Вс 9** А.Н.Артемьев^а, Н.А.Артемьев^б, Б.Ф.Кириллов^а, В.В.Квардаков^а, А.В.Забелин^а, А.Б.Ласточкин^а, А.Г.Маевский^а, О.В.Найда^а, А.А.Дятлов^а, А.А.Стенин^а 345
^аРоссийский научный центр Курчатовский институт, Москва, Россия. ^бLaboratoire d'Optique Appliquee, ENSTA, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France
Создание рентгеновских рефракционных линз из ПММА и исследование их на Курчатовском источнике СИ.
- Вс 10** А.М.Манукян 347
 Ереванский государственный университет, Республика Армения, Ереван
Влияние случайных отклонений периода сверхрешетки на дифракционную картину.
- Вс 11** А.В.Митрофанов, Ф.А.Пудонин 349
 Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Москва
Разные концепции конструирования фильтров детекторов рентгеновского излучения.
- Вс 12** А.А.Жуков¹, А.В.Митрофанов² 349
¹ЦНИИ "Циклон", ²Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия
Тонкие полиимидные пленки для изготовления рентгеновских фильтров и окон.
- Вс 13** В.Н.Сивков¹, Д.В.Вялых², С.В.Некипелов¹, R.Follath³, С.Л.Молодцов² 351
¹Сыктывкарский госуниверситет, Сыктывкар, Россия. ²Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, Dresden, Germany. ³BESSY GmbH, Berlin, Germany
Применение Ti - фильтров для измерения и подавления немонохроматического фона в синхротронном излучении.
- Вс 14** А.Е.Пестов, Н.Н.Салашенко, Н.И.Чхало 353
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Моделирование интенсивности излучения рентгеновских трубок в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазоне.
- Вс 15** В.И.Пунегов¹, Д.В.Сивков², А.А.Ломов³, К.Д.Щербачев⁴, D.Nohavica⁵, P.Gladkov⁵ 355
¹Коми Научный Центр УрО РАН, Сыктывкар, Россия. ²Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. ³Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия. ⁴Московский государственный институт стали и сплавов, Москва, Россия. ⁵Institute of Radio Engineering and Electronics, Academy of Sciences CR, Prague, Czech Republic
Рентгеновская дифракция в нанопористых системах: от модели поверхностной решетки до ближнего структурного порядка.
- Вс 16** В.И.Пунегов¹, Я.И.Нестерец², Д.В.Иржак³, Д.В.Пунегов³, Д.В.Рощупкин³ 357
¹Коми Научный Центр УрО РАН, Сыктывкар, Россия. ²CSIRO Manufacturing and Materials Technology, Victoria, Australia. ³Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия
Отражение рентгеновского излучения от несовершенных структур, промодулированных поверхностной акустической волной.
- Вс 17** E.N.Ragozin^а, A.S.Pirozhkov^{а, б}, A.Yogo^б, J.Ma^б, K.Ogura^б, S.Orimo^б, A.Sagisaka^б, M.Mori^б, Z.Li^б, M.Nishiuchi^б, H.Daido^б 359
^аP.N.Lebedev Physical Institute RAS Moscow, Russia. ^бAdvanced Photon Research Center, Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency, Kyoto, Japan
XUV diagnostics of preformed plasma in laser-driven proton acceleration experiments.
- Вс 18** Г.М.Живлюк, К.Н.Медников, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин 361
 Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия
Широкополосные зеркала нормального падения в области $\lambda < 11$ нм.
- Вс 19** М.М.Барышева, А.М.Сатанин 363
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Стохастические рентгеновские зеркала.
- Вс 20** В.Н.Сивков¹, С.В.Некипелов¹, Д.В.Вялых², С.Л.Молодцов² 364
¹Сыктывкарский госуниверситет, Сыктывкар, Россия. ²Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, Dresden, Germany
Применение метода полного электронного выхода для изучения распределения сил осцилляторов в области XANES с использованием синхротронного излучения.

Вс 21	И.А.Смирнова ¹ , Э.В.Суворов ¹ , В.И.Вдовин ² <i>¹Институт физики твердого тела РАН, Черногловка, Моск. обл., Россия. ²Государственный институт редких металлов, Москва, Россия</i> Исследование SiGe/Si гетероструктур с Si и SiGe буфером методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии.	366
Вс 22	Э.В.Суворов ¹ , И.А.Смирнова ¹ , Е.В.Шулаков ² <i>¹Институт физики твердого тела РАН, ²Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черногловка, Моск. обл., Россия</i> Тонкая структура дифракционного изображения дислокаций, ориентированных вдоль вектора дифракции.	368
Вс 23	Н.Н.Салашенко, <u>М.Н.Торопов</u> , Н.И.Чхало <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Влияние неровностей краев субмикронных отверстий на дифракцию света.	370
Вс 24	И.А.Дорофеев, Н.Н.Салашенко, <u>М.Н.Торопов</u> , Н.И.Чхало <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Дифракция плоской волны на круглом отверстии в плёнке конечной толщины с реалистичными электродинамическими свойствами.	372
Вс 25	О. П.Смелова, <u>В.Н.Трушин</u> , А.С.Маркелов, А.В.Марков, Е.В.Чупрунов <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> Корректировка сходимости рентгеновских пучков путем управления профилем фокусирующих дифракционных элементов.	374
Вс 26	А.В.Марков, <u>В.Н.Трушин</u> , А.С.Маркелов, Е.В.Зайцева, Е.В.Чупрунов <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i> Управление интенсивностью дифракционных максимумов пьезоэлектрических кристаллов путем формирования в них искусственных неоднородных структур	375
Вс 27	Т.Чен <i>Московская государственная академия тонкой химической технологии им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> Динамическая теория дифракции фемтосекундных рентгеновских импульсов деформированными кристаллами.	376
Вс 28	Ю.А.Вайнер ¹ , В.И.Лучин ¹ , Н.Н.Салашенко ¹ , <u>В.В.Чернов</u> ¹ , Н.И.Чхало ¹ , А.П.Шевелько ² <i>¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия</i> Фокусирующие дисперсионные элементы на основе многослойных Cr/Sc зеркал для спектроскопии плазменных источников излучения в диапазоне 3.1 – 4.0 нм.	378
Вс 29	М.С.Бибишкин ¹ , Е.Д.Казаков ² , Ю.С.Касьянов ² , В.И.Лучин ¹ , Н.Н.Салашенко ¹ , <u>В.В.Чернов</u> ¹ , Н.И.Чхало ¹ , А.П.Шевелько ² <i>¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия</i> Светосильный рентгеновский спектрометр на основе цилиндрического многослойного зеркала для диагностики лазерной плазмы.	380
Вс 30	<u>М.С.Бибишкин</u> , Н.Н.Салашенко, Н.И.Чхало <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Рефлектометрия многослойных рентгеновских зеркал в области аномальной дисперсии материалов слоев с использованием сплошного спектра вольфрамовой мишени.	382
Вс 31	А.Ю.Климов, В.В.Рогов, Н.Н.Салашенко, <u>Н.И.Чхало</u> <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Источник сферической волны на основе зонда ближнепольного микроскопа.	384
Вс 32	Е.В.Шулаков <i>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черногловка, Московская область, Россия</i> Рентгеновская топография в области дифракции Френеля	386
Вс 33	И.А.Щелоков <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов</i> Линеаризация обратной задачи в методе рентгеновской in-line (Габоровской) голографии.	386

- Вс 34** М.С.Бибишкин¹, С.А.Гусев¹, И.Г.Забродин¹, Е.Б.Клюенков¹, А.Я.Лопатин¹, В.И.Лучин¹, А.Е.Пестов¹, Н.Н.Салащенко¹, Н.Н.Цыбин¹, Н.И.Чхало¹, Л.А.Шмаенок^{2,3} 388
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, ³PhysTeX, Netherlands
Долговременные испытания свободновисящих абсорбционных EUV-фильтров при высоких тепловых нагрузках.

НАНОФОТОНИКА

- Вс 35** M.-E.Pistol, C.Ellström, W.Seifert, C.Pryor 390
Lund university, Lund Sweden
Finestructure in the exciton emission from individual InP quantum dots in GaInP
- Вс 36** Б.А. Андреев¹, З.Ф. Красильник¹, Д.И. Крыжков¹, А.Н. Яблонский¹, В.П. Кузнецов², Т. Gregorkiewicz³ 392
¹Институт физики микроструктур РАН, ²Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, Россия. ³Van der Waals-Zeeman Institute, University of Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands
Излучательные свойства примесных центров, связанных с эрбием, в структурах Si:Er/SOI, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии.
- Вс 37** Д.И.Тетельбаум^{1,2}, А.Н.Михайлов^{1,2}, А.В.Ершов¹, А.И.Белов¹, С.М.Планкина¹, В.Н.Смирнов¹, А.И.Ковалев², R.Turan³, T.G. Finstad⁴ 394
¹Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия. ²НТВП «Поверхность», Москва, Россия. ³Middle East Technical University, Ankara, Turkey. ⁴University of Oslo, Blindern, Norway
Свойства наноструктур Al₂O₃:nc-Si, сформированных путем ионной имплантации кремния в сапфир и аморфные пленки оксида алюминия.
- Вс 38** В.А.Беляков, В.А.Бурдов, А.Н.Михайлов, Д.И.Тетельбаум 396
Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Аномально сильный химический сдвиг и особенности фотолюминесценции в кремниевых нанокристаллах с мелкими донорами замещения.
- Вс 39** В.Я.Алешкин, Н.В.Востоков, Д.М.Гапонова, В.М.Данильцев, А.А.Дубинов, З.Ф.Красильник, А.И.Корытин*, Д.И.Курицин, Д.А.Пряхин, В.И.Шашкин 397
*Институт физики микроструктур РАН, *Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия*
Исследование пикосекундной кинетики фотоносителей в арсениде галлия с нанокластерными слоями алюминия.
- Вс 40** N.V.Garonenko^{*a}, G.K.Malyarevich^a, A.V.Mudryi^a, D.M.Unuchak^a, O.B.Gusev^b, M.V.Stepikhova^c, M.Yu.Tsvetkov^d, S.M.Kleshcheva^d, M.I.Samoilovich^d, A.P.Stupak^e 399
^aBelarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus. ^bIoffe Physicotechnical Institute RAS, St.-Petersburg, Russia. ^cInstitute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia. ^dCentral Research Technological Institute "Technomash", Moscow, Russia. ^eInstitute of Molecular and Atomic Physics, Minsk, Belarus
Modification of Erbium Photoluminescence Excitation Spectra for the Emission Wavelength 1.54 μm in 3D and 2D Mesoscopic Structures.
- Вс 41** Ю.А.Данилов^{1,2}, Н.В.Байдусь^{1,2}, М.И.Василевский¹, О.В.Вихрова², Б.Н.Звонков², А.В.Кудрин², А.Chahboun^{1,3} 400
¹Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal. ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия. ³LPS, Dhar Mehraz Sciences Faculty, Fes, Morocco
Особенности температурных зависимостей фотолюминесценции легированных марганцем структур с квантовыми точками InAs/GaAs.
- Вс 42** В.М.Данильцев, Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, М.Н.Дроздов, А.В.Мурель, Д.Г.Пряхин, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин. 402
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Влияние атомов бора на свойства квантовых точек InAs в матрице GaAs.

- Вс 43** Е.С.Демидов, И.С.Рассолова, О.Н.Горшков, В.К.Васильев, М.О.Марычев, А.Н.Михайлов, Д.И.Тетельбаум, С.А.Филлипов
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Фотолюминесценция и ЭПР пористого кремния, на p⁺- и p⁺-монокристаллах, легированных ионной имплантацией бора или фосфора. 404
- Вс 44** Д.М.Жигунов, О.А.Шалыгина, В.Ю.Тимошенко, П.К.Кашкаров, М.Zacharias*
Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.
**Max-Planck-Institute of Microstructure Physics, Halle, Germany*
Исследование фотолюминесценции ионов эрбия в структурах с кристаллическими и аморфными нанокластерами кремния.
- Вс 45** К.Е.Кудрявцев¹, В.Б.Шмагин¹, В.П.Кузнецов², З.Ф.Красильник¹ 406
¹Институт физики микроструктур РАН, ²НИФТИ ННГУ, Н.Новгород, Россия
Кинетика люминесценции диодных структур Si/Si:Er, полученных методом сублимационной МЛЭ.
- Вс 46** А.В.Антонов, В.И.Гавриленко, З.Ф.Красильник, Д.И.Курицын, С.В.Морозов, К.Е.Спирин 408
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Развитие методов спектроскопии полупроводниковых наноструктур с использованием терагерцового излучения, генерируемого импульсами фемтосекундного лазера.
- Вс 47** А.А.Мармалюк¹, А.А.Падалица¹, А.В.Сухарев¹, Д.Р.Сабитов¹, М.А.Ладугин¹, К.Ю.Телегин¹, П.И.Лапин², Д.С.Мамедов², С.Д.Якубович² 410
¹ООО "Сигм Плюс", ²ООО «Суперлюминесцентные диоды», Москва
Оптимизация геометрии квантовых ям для создания широкополосных суперлюминесцентных диодов
- Вс 48** Н.В.Востоков, Д.М.Гапонова, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, Л.Д.Молдавская, В.И.Шашкин 412
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Сендвич-структура с квантовыми точками InGaAs для фотоприемников ИК диапазона.
- Вс 49** А.В.Нежданов, А.И.Машин, В.Г.Шенгуров, А.Г.Разуваев 414
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Кремниевые нанопроволоки. Квантово-химические расчеты и оптические свойства.
- Вс 50** Н.П.Нетёсова 416
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия
Оптические электронные параметры фосфида галлия.
- Вс 51** Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, К.Е.Кудрявцев, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, Д.В.Шенгуров, В.Б.Шмагин, А.Н.Яблонский 418
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Фото- и электролюминесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся nanoостровков при комнатной температуре.
- Вс 52** В.Я.Гавриленко¹, З.Ф.Красильник¹, Е.В.Киселева², Д.Н.Лобанов¹, А.В.Новиков¹, С.В.Оболенский², В.В.Платонов³ М.В.Шалеев¹, А.Н.Яблонский¹ 420
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
³Саровский физико-технический институт, Саров, Россия
Исследование радиационного воздействия на оптические свойства Ge/Si гетероструктур с квантовыми ямами и самоформирующимися островками.
- Вс 53** Д.Ю. Ремизов, В.Б. Шмагин, В.П. Кузнецов¹, З.Ф. Красильник 422
Институт физики микроструктур РАН, ¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Эффективность возбуждения ионов Er³⁺ в светоизлучающих туннельно-пролетных диодных структурах на основе Si:Er.
- Вс 54** С.Ш.Рехвиашвили, Д.С.Гаев 424
Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик, КБР
Теоретическая модель фотолюминесценции полупроводниковых квантовых точек.

- Вс 55** А.А.Мармалюк, Ю.Л.Рябоштан 426
 ООО “Сигм Плюс”, Москва, Россия
Оптимизация фотолюминесцентных характеристик сильнонапряжённых InGaAs – квантовых ям в системе материалов InP/AlGaInAs/AlInAs, используемых в длинноволновых лазерах с генерацией до 1,9 мкм.
- Вс 56** Н.А.Соболев¹, Р.Н.Кютт¹, В.И.Сахаров¹, И.Т.Серенков¹, Е.И.Шек¹, В.И.Вдовин² 428
¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.
²Институт химических проблем микроэлектроники, Москва, Россия
Дефектообразование в имплантационных Si:O и Si:Si светоизлучающих структурах с дислокационной люминесценцией.
- Вс 57** А.Г.Спиваков, Л.В.Красильникова, М.В.Степихова, З.Ф.Красильник, В.Ю.Чалков*, В.Г.Шенгуров* 430
 Институт физики микроструктур РАН, *Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета, Н.Новгород, Россия
Люминесцентные и электрофизические свойства диодных гетероструктур Si/SiGe:Er/Si
- Вс 58** Д.В.Ушаков, И.С.Манак 432
 Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
Двухпериодная модель расчета оптоэлектронных свойств квантовокаскадных сверхрешеточных структур.
- Вс 59** Л.Ю.Надькин, О.Ф.Флорина 434
 Приднестровский Государственный Университет им. Т.Г.Шевченко, Тирасполь, MD
Метод pump-probe в исследовании оптических свойств экситонов и биэкситонов в полупроводниках.
- Вс 60** М.В.Шалеев¹, А.В.Новиков¹, А.Н.Яблонский¹, О.А.Кузнецов², Ю.Н.Дроздов¹, Д.Н.Лобанов¹, З.Ф.Красильник¹ 436
¹Институт физики микроструктур РАН, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия
Особенности фотолюминесценции выращенных при различных температурах Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между слоями напряженного Si.
- Вс 61** О.А.Шалыгина, Д.М.Жигунов, В.Ю.Тимошенко, П.К.Кашкаров 438
 Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия
Динамика релаксации энергии оптического возбуждения в ансамблях кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния.
- Вс 62** Э.А.Штейнман¹, А.Н.Терещенко¹, J.Rabier² 440
¹Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Москва. ²Laboratoire de Métallurgie Physique, Université de Poitiers, France
Изменение дислокационной люминесценции при релаксации дислокаций в Si, созданных в условиях высоких давлений и низких температур.
- Вс 63** В.А.Юхимчук, В.Я.Братусь, М.Я.Валах, В.П.Мельник, Б.Н.Романюк, И.М.Хацевич 442
 Институт физики полупроводников им.В.Е.Лашкарёва НАН Украины, Киев, Украина
Оптические и структурные свойства нанокластеров, сформированных имплантацией в SiO₂ ионов Si⁺ (Ge⁺, C⁺).
- Вс 64** А.Н.Яблонский, А.В.Новиков, Д.Н.Лобанов, М.В.Шалеев, З.Ф.Красильник 444
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Температурная зависимость фотолюминесценции структур SiGe/Si с самоформирующимися nanoостровками Ge(Si).

13 марта, вторник – 3 стендовая сессия

ОБЩИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР, СКАНИРУЮЩАЯ ЗОНДОВАЯ
МИКРОСКОПИЯ

- | | | |
|-------|--|-----|
| Вт 1 | <p>T.Dziomba¹, S.Sievers¹, S.Dreyer², J.Lüdke¹, M.Albrecht¹, U.Siegner¹, Ch.Jooss²
 ¹Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany. ²Institut für
 Materialphysik, Universität Göttingen, Göttingen, Germany
 Quantitative Magnetic Imaging using Combined Magneto-optics and Magnetic Force
 Microscopy.</p> | 446 |
| Вт 2 | <p>О.А.Агеев, В.В.Поляков, А.М.Светличный, В.А.Смирнов, А.С.Коломийцев
 Технологический институт Южного федерального университета, Таганрог, Россия
 Исследование режимов фотоннотимулированной зондовой нанолитографии
 методом локального анодного окисления.</p> | 448 |
| Вт 3 | <p>О.А.Агеев, С.П.Авдеев, Е.Ю.Гусев, А.Г.Клово, Д.И.Чердниченко, Н.И.Алябьева
 Технологический институт Южного федерального университета, Таганрог, Россия
 Исследование влияния электронно-лучевой обработки на наноструктуру
 поверхности подложек для нанoeлектроники.</p> | 450 |
| Вт 4 | <p><u>A.M.Alexeev</u>¹, F.A.Pudonin², A.F.Popkov³, A.N.Shokin³, N.A.Dyuzhev³, A.B.Shubin¹
 ¹NT-MDT Co, ²Lebedev General Physics Institute RAS, ³Lukin State Institute of Physical
 Problems, Moscow, Russia
 Development and characterization of the magnetic cantilevers covered by cobalt-
 nickel alloy</p> | |
| Вт 5 | <p><u>А.В.Анкудинов</u>, А.Н.Титков, К.С.Ладутенко, В.П.Евтихийев, И.Н.Яссьевич,
 Д.А.Явсин, В.М.Кожевин, С.А.Гуревич
 Физико-технический институт им А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
 Роль внутренней засветки в сканирующей Кельвин-зонд микроскопии
 локальных потенциалов на поверхностях полупроводников.</p> | 452 |
| Вт 6 | <p>Е.В.Гущина, <u>А.В.Анкудинов</u>, Е.И.Теруков
 Физико-технический институт им А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
 Исследование локальной проводимости в пленках металлофталоцианинов с
 помощью сканирующего зондового микроскопа.</p> | 454 |
| Вт 7 | <p><u>Д.А.Антонов</u>¹, Г.А.Максимов¹, Д.О.Филатов¹, А.В.Зенкевич², Ю.Ю.Лебединский²
 ¹НОЦ “Физика твердотельных наноструктур” ННГУ им Н.И.Лобачевского,
 Н.Новгород, Россия. ²Московский инженерно-физический институт Москва,
 Россия
 Нанокластеры Au на поверхности и в объеме туннельно-прозрачных пленок
 SiO₂. АСМ/СТС исследования.</p> | 456 |
| Вт 8 | <p><u>С.А.Асеев</u>, Б.Н.Миронов, С.В.Чекалин, В.С.Летохов
 Институт спектроскопии РАН, Моск. обл., Троицк, Россия
 Фемтосекундный источник пучка направленных электронов на основе
 капиллярного наностррия.</p> | 458 |
| Вт 9 | <p>А.В.Беляев
 ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Москва, Россия
 Высокостабильный СЗМ для измерений в широком диапазоне температур.</p> | 460 |
| Вт 10 | <p><u>В.В.Бауков</u>, А.В.Беляев, В.В.Жижимонтов.
 ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Москва, Россия
 Подавление блужданий полупроводникового лазера для повышения
 чувствительности СЗМ.</p> | 461 |
| Вт 11 | <p>И.В. Быков
 ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Москва, Россия
 Режимы притяжения и отталкивания в полуконтактном методе атомно-
 силовой микроскопии. Автоматизированные способы оптимизации работы в
 режиме притяжения.</p> | 463 |
| Вт 12 | <p><u>В.Ю.Винниченко</u>, Л.А.Фомин, И.В.Маликов, Г.М.Михайлов
 Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов
 РАН, Черноголовка, Россия
 Исследование размерной зависимости доменной структуры наноструктур из железа
 методом магнитной силовой микроскопии.</p> | 465 |

- Вт 13** Р.Г.Гатиятов¹, П.А.Бородин¹, Д.А.Бизяев¹, А.А.Бухараев^{1,2} 467
¹Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского, ²Казанский государственный университет, Казань, Россия
Исследование методами СЗМ ионного распыления ферромагнитных нанопленок.
- Вт 14** В.В.Гончаров, И.В.Шальнев, М.Н.Корытов, П.Н.Брунков, А.Т.Дидейкин, А.Я.Вуль 469
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
Исследование ультрадисперсных алмазов на поверхности кремния с помощью динамической электростатической силовой микроскопии.
- Вт 15** С.Н.Вдовичев¹, Б.А.Грибков¹, С.А.Гусев¹, А.Ю.Климов¹, В.Л.Миронов¹, Д.С.Никитушкин¹, В.В.Рогов¹, А.А.Фраерман¹, В.Hervarson² 471
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Uppsala university, Angstrom laboratory, Uppsala, Sweden
MCM исследования трехслойных наночастиц на основе кобальта.
- Вт 16** П.А.Дементьев, М.С.Дунаевский, А.Н.Титков, А.Н.Баранов¹, V.Tasco¹, E.Tournie¹, V.Satpati², A.Trampert². 472
Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия. ¹Institute d'Electronique du Sud, Universite Montpellier 2, Montpellier, France. ²Paul-Drude-Institute fur Festkorperforschung, Berlin, Germany
Зондовая и электронная микроскопия плотных ансамблей малых квантовых точек InSb в GaSb.
- Вт 17** П.А. Дементьев¹, М.С. Дунаевский¹, Л.В.Соколов², О.П.Пчеляков², Ю.Б.Самсоненко¹, И.П. Сошников¹, А.Н. Титков¹, Г.Э.Цырлин¹ 474
¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия. ²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
Исследование электронных и структурных свойств одиночных нитевидных нанокристаллов (нановискеров) GaAs и Si методами атомно-силовой микроскопии.
- Вт 18** I.Dorofeyev 476
Institute for physics of microstructures RAS, N.Novgorod, Russia
Dispersion interaction of microparticles with a nonlocal matter in a system out of thermal equilibrium.
- Вт 19** В.Ю.Юров, К.Н.Ельцов, В.В.Черкез, Б.В.Андрюшечкин 478
Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия
Образование nanoостровков при осаждении меди на поверхность Ag/Cu(111)-(9x9).
- Вт 20** К.Н.Ельцов¹, С.В.Зайцев-Зотов², Б.А.Логинов³, А.Н.Климов¹, А.Н.Косяков⁴, О.В.Объедков⁴, В.Н.Трофимов⁵, А.Н.Черников⁵, В.М.Шевлюга¹ 480
¹ЦЕНИ ИОФРАН, Москва, Россия. ²ИРЭ РАН, Москва, Россия. ³МИЭТ, Зеленоград, Моск. обл., Россия. ⁴ЗАО НПФ "Сигма Скан", Москва, Россия. ⁵ОИЯИ, Дубна, Моск. обл., Россия
Низкотемпературный (гелиевый) сверхвысоковакуумный сканирующий туннельный микроскоп GPI CRYO и его возможности.
- Вт 21** А.А.Жаров, Р.Е.Носков 482
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Оптический левосторонний метаматериал на основе решеток сдвоенных металлических наночастиц.
- Вт 22** А.В.Беляев, В.В.Жижимонтов 484
ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Москва, Россия
Механизм аномального поведения кантилеверного зонда в контактном режиме АСМ.
- Вт 23** В.В.Азарова¹, В.Е.Асадчиков², Ю.Д.Голяев¹, М.Л.Занавескин², Г.Я.Колодный¹, Н.В.Тихменев¹ 484
¹ФГУП НИИ «Полюс» им. М.Ф.Стельмаха, Мос Moscow, Russia. ²Institute of Crystallography, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia.
Сравнительный анализ методов светового и рентгеновского рассеяния, оптической и механической профилометрии прецизионных оптических поверхностей с субнанометровой точностью.

- Вт 24** М.Л.Занавескин, Ю.В.Грищенко, Е.С.Колачикова, А.Л.Толстихина 486
Институт кристаллографии имени А.В.Шубникова РАН
Влияние режимов получения и способов обработки АСМ изображений на рассчитываемую высоту шероховатости.
- Вт 25** С.И.Кудряшов,*¹ М.Kandyla,² С.Roeser,² Е.Mazur³ 488
¹*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.* ²*MIT, Lexington, USA.* ³*Department of Physics and Division of Engineering and Applied Sciences, Harvard University, Cambridge, USA*
Измерение параметров короткоживущих суб-ангстремных когерентных колебаний подрешеток α -теллура, возбужденного фемтосекундным лазерным излучением.
- Вт 26** М.А.Лапшина, Д.О.Филатов, Д.А.Антонов 488
НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Формирование токового изображения при исследовании металлических нанокластеров в диэлектрических пленках методом комбинированной СТМ/АСМ.
- Вт 27** О.Л.Ермолаева, В.Л.Миронов, А.А.Фраерман, В.В.Чернов 490
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Влияние магнитного поля МСМ зонда на распределение намагниченности исследуемых объектов.
- Вт 28** В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева 492
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Оптимизация системы записи информации на основе МСМ и массива ферромагнитных наночастиц.
- Вт 29** В.В.Чернов, О.Л.Ермолаева, А.А.Фраерман, В.Л.Миронов 494
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда магнитно-силового микроскопа.
- Вт 30** В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева 496
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Оптимизация параметров зондов магнитно-силового микроскопа.
- Вт 31** Александров А.П., Малышев А.Ю., Неруш Е.Н., Степанов А.Н. 498
Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия
Формирование наноструктур на поверхности фоторезиста под иглой АСМ при воздействии второй гармоникой излучения Ti:Sa фемтосекундного лазера.
- Вт 32** В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, С.А.Гусев, С.В.Гапонов 499
Институт Физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных ферромагнитных наночастиц.
- Вт 33** Р.Е.Носков, А.А.Жаров 501
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Перенос изображений и оптическое ближнепольное зондирование с помощью одно, двух и трехмерных решеток металлических наночастиц
- Вт 34** Нургазизов Н.И.^{1,2}, Ждан П.А.¹ 503
¹*University of Surrey, Guildford, Surrey, UK.* ²*КФТИ КазНЦ РАН, Казань, Россия*
Оптимизация параметров магнитных зондов приготовленных на основе кремниевых игл с вискером на конце.
- Вт 35** D.V.Ovchinnikov, J. Loos 505
Technical University of Eindhoven, The Netherlands
Scanning Thermal Microscopy of Chips for Nanocalorimetry
- Вт 36** В.В.Атепалихин^{1,2}, В.А.Быков², А.В.Быков², В.В.Поляков^{1,2} 505
¹*Московский физико-технический институт (государственный университет),* ²*ЗАО «Нанотехнология - МДТ», Москва, Россия*
Нанотехнологические комплексы и их применение в наноэлектронике.
- Вт 37** А.Е.Почтенный¹, В.К.Долгий¹, И.П.Ильющонок¹, П.Карагеоргиев², А.Н.Лаппо¹, А.В.Мисевич¹, Б.Штиллер³ 507
¹*Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь*
²*Center of advanced European studies and research, Bonn, Germany*

³Potsdam University, Potsdam, Germany

- Электронные свойства пленок производных фталоцианина и перилена по данным сканирующей зондовой микроскопии и макроскопических измерений.**
Вт 38 М.Н.Савватеев 508
ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Россия
Особенности исследования биологических макромолекул методом атомно-силовой микроскопии.
- Вт 39 Е.Е.Щербакова, М.А.Исаков, Д.А.Воронцов, Д.О.Филатов 510
НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Метод комбинированной СТМ/АСМ на сколах в жидкости. Исследование гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками.
- Вт 40 Д.А.Савельев¹, Д.О.Филатов¹, Е.С.Демидов¹, Д.М.Дружнов¹, С.М.Планкина¹, 512
Р.В.Яковлев¹, А.В.Зенкевич², Ю.Ю.Лебединский²
¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, Россия. ²Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия
Электрофизические свойства ультратонких пленок Ni_xSi_{1-x} сформированных на кварцевой подложке методом импульсного лазерного осаждения.
- Вт 41 S.S.Kharintsev^{1,2} and G.G.Hoffmann^{1,3} 514
¹Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. ²Kazan State University, Kazan, Russia. ³University of Duisburg-Essen, Essen, Germany
Nanosopic Imaging of Single Walled Carbon Nanotubes with Tip-Enhanced Raman Scattering.
- Вт 42 П.В.Волков, А.В.Горюнов, В.М.Данильцев, А.Ю.Лукьянов, Д.А.Пряхин, 514
А.Д.Тертышник, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Оптический мониторинг параметров технологических процессов в условиях металлорганической газофазной эпитаксии.
- Вт 43 Б.В.Андрюшечкин, К.Н.Ельцов, В.В.Черкез 516
Центр естественно-научных исследований Института общей физики им.А.М.Прохорова РАН, Москва
Структурные фазовые переходы в слое хемосорбированного йода на поверхности Ag(111).
- Вт 44 Чукланов А.П.¹, Зиганшина С.А.^{1,2}, Бухараев А.А.^{1,2} 518
¹Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойской КазНЦ РАН, ²Казанский государственный университет, Казань, Россия
Изучение процессов десорбции на поверхности кремния с помощью атомно-силовой спектроскопии
- Вт 45 Чукланов А.П.¹, Зиганшина С.А.^{1,2}, Лебедев Д.В.^{1,2}, Бухараев А.А.^{1,2} 520
¹Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойской КазНЦ РАН, ²Казанский государственный университет, Казань, Россия
Характеризация методами СЗМ наноструктурированных катализаторов.
- Вт 46 П.С.Дорожкин^{1,2}, С.С.Харинцев³, А.Б.Шубин¹, В.А.Быков¹ 522
¹ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Россия. ²Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия. ³Технический университет Эйндховена, Эйндховен, Нидерланды
Комбинация атомно-силового и конфокального рамановского микроскопов: транспорт света по наноструктурам, субволновое оптическое разрешение и другие области применения.
- Вт 47 А.Б.Шубин 523
ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Россия
Комплексный подход в развитии приборной базы нанотехнологий.
- Вт 48 М.Е.Гиваргизов¹, Е.И.Гиваргизов² 523
¹Научно-исследовательское предприятие «Вискер», ²Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия
Монокристаллические вискерные зонды с малым углом конуса для АСМ.
- Вт 49 Бедин С.А., Загорский Д.Л., Виленский А.И., Кудрявцев В.Н.* , Павлов М.Р.* , 525
Мчедлишвили Б.В.
Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, *Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева, Москва, Россия
Микро- и наноструктурные полимерные матрицы и металлические реплики на

их основе.

- Вт 50** Карбань О.В., Саламатов Е.И., Коньгин Г.Н.
Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия
Распределение металлических включений в нанокompозитах (1-x) Al₂O₃ + xFe.

ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЭФФЕКТЫ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТИ В
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

- Вт 51** А.А.Афоненко¹, В.М.Стецки¹, В.Я.Алешкин², В.И.Гавриленко², А.А.Дубинов²,
С.В.Морозов², Б.Н.Звонков³, С.М.Некоркин³ 527
¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, ²Институт физики
микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия, ³НИФТИ Нижегородского
госуниверситета, Н.Новгород, Россия
Генерация самоподдерживающихся пульсаций излучения в лазерах с квантовыми
ямами в системе InGaAs/GaAs/InGaP.
- Вт 52** М.Ю.Барабаненков 529
*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов
РАН, Черноголовка, Россия*
**Оптические свойства инверсных двумерных фотонных структур при
разупорядочении их элементарной ячейки.**
- Вт 53** Н.А.Бекин, В.Н.Шагин 531
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Квантово-каскадный лазер на примесях в δ-легированных сверхрешетках.
- Вт 54** А.А.Бирюков¹, Б.Н.Звонков¹, С.М.Некоркин¹, Н.Н.Семенов¹, В.Я.Алешкин²,
В.И.Гавриленко², А.А.Дубинов², К.В.Маремьянин², С.В.Морозов², А.А.Белянин³,
В.В.Кочаровский³, Вл.В.Кочаровский⁴ 533
¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород,
Россия. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ³Физический
факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США. ⁴Институт
прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия
**Экспериментальное исследование нелинейного смешения мод в двухчастотном
межзонном каскадном лазере с туннельным переходом.**
- Вт 55** И.В.Гончар 535
*Приднестровский государственный университет им. Т.Г.Шевченко, Тирасполь,
Молдова, Приднестровье*
**Нелинейное пропускание и отражение лазерного излучения
полупроводниковой пластинкой с учетом двухфотонного одноимпульсного
возбуждения биэкситонов.**
- Вт 56** В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов 537
Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия
**О генерации разностной частоты в субпикосекундных полупроводниковых
лазерах.**
- Вт 57** Vl.V. Kocharovsky¹, V.Ya. Aleshkin², A.V. Andrianov¹, A.A. Belyanin³, A.A. Dubinov²,
V.V. Kocharovsky^{1,3}, V.A. Kukushkin¹ 539
¹Institute of Applied Physics RAS, ²Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny
Novgorod, Russia. ³Physics Dept. and Inst. Quantum Studies, Texas A&M University, TX,
USA
**Mode-locking regime of the pulsed difference-frequency generation in the nonlinear-
mixing dual-wavelength heterolasers.**
- Вт 58** N.V.Tcherniega, A.D.Kudryavtseva 541
P.N.Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow, Russia
Photonic flame effect
- Вт 59** В.И.Гавриленко¹, К.В.Маремьянин¹, М.Л.Орлов^{1,2}, N.Dyakonova², W.Knap²,
Y.Todorov³, I.Sagnes³, C.Minot^{3,4} 543
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Groupe d'Etude des
Semiconducteurs-UMR, CNRS-Universite Montpellier Montpellier, France. ³CNRS/LPN,
Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Marcoussis, France. ⁴GET/Telecom
Paris, Paris, France
Генерация терагерцового излучения в квантовых каскадных структурах.

- Вт 60** М.Л.Орлов^{1,2}, К.В.Маремьянин¹, С.В.Морозов¹, В.И.Гавриленко¹, N.Dyakonova², W.Knap², A.Shchepetov³, Y.Roelens³, S.Bollaert³ 545
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Groupe d'Etude des Semiconducteurs-UMR, CNRS-Universite Montpellier, Montpellier, France. ³Institut d'Electronique, de Microelectronique et de Nanotechnologie, Villeneuve d'Ascq, France
Генерация терагерцового излучения в субмикронных полевых транзисторах с двумерным электронным газом
- Вт 61** А.А.Андронов¹, Ю.Н.Ноздрин¹, А.В.Окомельков¹, А.А.Бабенко², В.С.Варавин², Д.Г.Икусов², Р.Н.Смирнов² 547
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
Генерация разностной и комбинационных частот в среднем ИК диапазоне при оптической накачке лазерных гетерослоев Cd_xHg_{1-x}Te.
- Вт 62** А.А.Андронов¹, Ю.Н.Ноздрин¹, А.В.Окомельков¹, А.А.Бабенко², В.С.Варавин², Д.Г.Икусов², Р.Н.Смирнов² 549
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
Стимулированное излучение и нелинейное преобразование волн в варизонных гетероструктурах Cd_xHg_{1-x}Te на GaAs и Si подложках при оптической накачке.
- Вт 63** P.V.Seredin¹, Е.Р.Домашевская¹, А.Н.Лукин¹, Л.А.Битюцкая¹, I.N.Arsentyev², D.A.Vinokurov², I.S.Tarasov² 551
¹Voronezh State University, Voronezh, Russia. ²Ioffe Physical and Technical Institute, St-Petersburg, Russia
IR reflection spectra of multilayered epitaxial heterostructures with embedded nanolayers InAs and GaAs.
- Вт 64** И.С.Манак, Д.В.Ушаков, В.С.Белявский 553
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
Лазерные диоды с широким плоским спектром волноводного усиления в диапазоне 1 – 3 мкм.
- Вт 65** Д.А.Фирсов¹, Л.Е.Воробьев¹, В.А.Шалыгин¹, В.Ю.Паневин¹, А.Н.Софронов¹, С.Д.Ганичев², С.Н.Данилов², А.А.Андрианов³, А.О.Захарьин³, А.Е.Жуков³, В.С.Михрин³, А.П.Васильев³ 555
¹С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург
³Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург
²University of Regensburg, Regensburg, Germany
Поглощение и эмиссия излучения терагерцового диапазона в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs.

CVD алмазы

А.Л. Вихарев, А.М. Горбачев, А.Г. Литвак

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия

e-mail: litvak@appl.sci-nnov.ru

Наблюдаемое во многих странах мира бурное развитие технологии синтеза искусственных алмазных пленок путем химического осаждения из газовой фазы (CVD технологии) объясняется уникальными физическими свойствами таких пленок и предпосылками развития при их использовании многих отраслей электроники (силовой электроники и нанoeлектроники), оптики УФ и ИК диапазонов и техники. Повышенный интерес к CVD алмазам связан с такими характеристиками этого материала, как рекордно высокая твердость (до 90 ГПа) и износостойкость, наивысший модуль упругости ($1,2 \cdot 10^{12}$ Н/м²), наименьший коэффициент теплового расширения при комнатной температуре (10^{-6} К⁻¹), оптическая прозрачность в широком диапазоне от ультрафиолетового до глубокого инфракрасного диапазона длин волн, химическая стойкость к большинству агрессивных сред, высокая подвижность основных носителей, радиационная стойкость.

Для газофазного осаждения алмазных пленок необходимо создать неравновесные условия, например, неравновесную концентрацию атомов водорода в углеводородной газовой среде, тогда происходит преимущественное образование алмаза по сравнению с графитом. Для получения неравновесных условий применяют CVD реакторы, в которых активация газовой среды осуществляется с помощью горячих нитей, тлеющего разряда, плазменного факела и СВЧ разряда. В этих реакторах в зависимости от

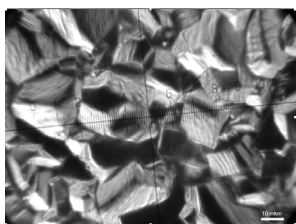


Рис.1. Микрофотография поликристаллической алмазной пленки (ИПФ РАН)

Монокристаллический CVD алмаз привлекает всеобщее внимание прежде всего для создания алмазной электроники из-за того, что натуральный алмаз не подходит для этих целей, так как содержит неконтролируемый набор дефектов и примесей. Высококачественные монослои CVD алмаза с высокой степенью кристаллического совершенства, как высокочистые, так и легированные, удалось

вырастить в нескольких зарубежных научных центрах [6,7], используя в качестве подложки также искусственные монокристаллы алмаза, синтезированные в аппаратах высокого давления и температуры, рис.3. Единственным недостатком этих монослоев является их малая площадь. Поэтому усилия многих исследователей направлены на синтезирование монокристаллических алмазных пластин

условий: давления и скорости газового потока, температуры подложки и состава газовой смеси выращиваются поликристаллические, нанокристаллические и монокристаллические алмазные пленки. Кратко отметим особенности этих пленок. Поликристаллические алмазные пленки выращиваются на различных подложках при предварительном создании на поверхности подложек центров кристаллизации (нуклеации) в наиболее часто используемой смеси водорода с 1-5% примесью метана при давлении 50-150 Торр [1]. На рис.1 приведена микрофотография поверхности пленки. Особенностью поликристаллической алмазной пленки является столбчатое строение микрокристаллов, их ось направлена по нормали к поверхности пленки.

Нанокристаллические алмазные пленки имеют в 100-1000 раз меньшие размеры кристаллов на поверхности, чем поликристаллические, рис.2. Они выращиваются в газовой смеси Ar/H₂/CH₄ при содержании аргона более 90% [2]. Обладая большей однородностью, меньшей шероховатостью, существенно более плоской и ровной поверхностью, чем поликристаллические, эти пленки используются в электронных устройствах на поверхностных акустических волнах [3], таких как, например, узкополосные фильтры радиочастотного и микроволнового диапазона, а также в качестве катодов с холодной эмиссией электронов [4].

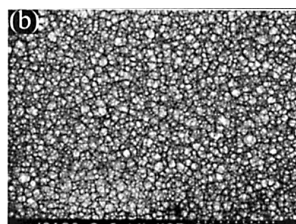


Рис.2. Микрофотография нанокристаллической алмазной пленки [5]

вырастить в нескольких зарубежных научных центрах [6,7], используя в качестве подложки также искусственные монокристаллы алмаза, синтезированные в аппаратах высокого давления и температуры, рис.3. Единственным недостатком этих монослоев является их малая площадь. Поэтому усилия многих исследователей направлены на синтезирование монокристаллических алмазных пластин

большой площади. В настоящее время наилучшим результатом такого синтеза является выращивание пластины монослоя алмаза размером 16x16 мм и толщиной 1 мм, используя панно из 16 затравочных монокристаллов [8]. В

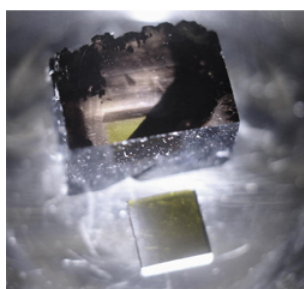


Рис.3. Фотография CVD монокристалла [6], выращенного на 6 затравочных монокристаллах с размерами 4x4x1,5мм (нижний снимок) (Институт Карнеги, США).

В настоящее время имеются многочисленные примеры опытно-конструкторских разработок приборов на основе CVD алмаза, например, солнечно-слепых датчиков ультрафиолетового излучения, датчиков рентгеновского, α , β , γ излучений, датчиков высокоэнергетических частиц, высоковольтных диодов «Шоттки», полевых транзисторов, сообщается о применении алмазных пленок и пластин в качестве выходных окон мощных СВЧ приборов (гиротронов), лазеров ИК диапазона, элементов микроэлектромеханических систем (МЭМС). Остановимся на некоторых упомянутых применениях CVD алмаза.

Поликристаллические алмазные пластины толщиной 1-2 мм и диаметром 75-110 мм являются единственным материалом для окон



Рис.5(а). Алмазный диск диаметром 75 мм, толщиной 0,65 мм, выращенный в ИПФ РАН.

России также разрабатывается технология гомоэпитаксиального осаждения высококачественных CVD слоев на пластины монокристаллического алмаза небольшой площади до 1 см², рис.4.

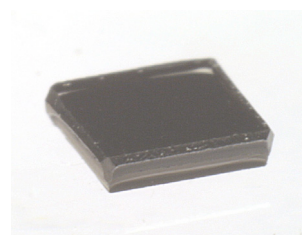


Рис.4. Фотография монокристалла 2,5x2,5x0,3 мм (ФГУ ТИСНУМ), на который осажден качественный CVD слой толщиной 80 микрон (ИПФ РАН).

вывода энергии из мощных источников излучения миллиметровых волн – гиротронов. В настоящее время удается выращивать алмазные поликристаллические пластины с малым тангенсом угла диэлектрических потерь порядка 10^{-5} на частотах 80-170 ГГц, что позволяет выводить из гиротрона непрерывную мощность 1-2 МВт при относительно простой схеме охлаждения окна по периметру алмазного диска, рис.5. Поликристаллический алмаз нашел применение также и в оптике. Во Фраунгоферовском институте (Германия) [9] по CVD-технологии выращиваются алмазные линзы и окна для лазеров ИК-диапазона со спектральными характеристиками близкими к характеристикам натурального алмаза 2А типа, рис.6.

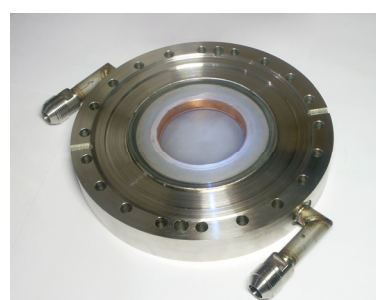
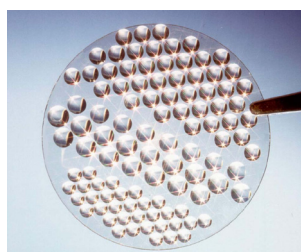


Рис.5(б). Выходное окно гиротрона в сборе с алмажным диском диаметром 75 мм, толщиной 1,5 мм (ИПФ РАН).



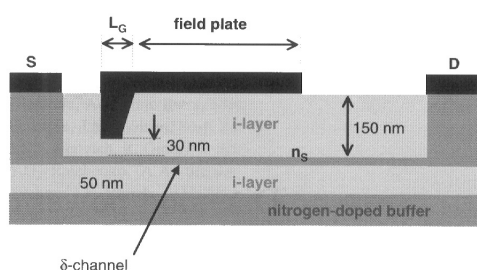
а)



б)

Рис.6. Алмазные линзы диаметром до 5 мм (а) и лазерные окна (б) [9].

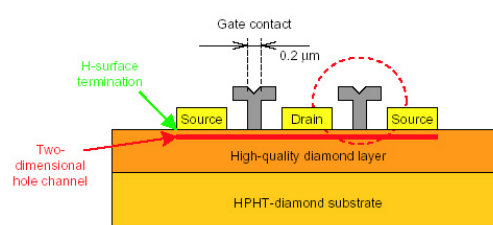
Полупроводниковый CVD алмаз создается при синтезе монокристаллического алмаза путем легирования, например, бором, имеет ширину запрещенной зоны – 5,47 эВ. При комнатной температуре получены очень высокие подвижности электронов и дырок – 4500 и 3800 см²/В с, соответственно [10]. CVD алмаз существенно превосходит другие известные полупроводниковые материалы, включая кремний и германий, по быстродействию, допустимой мощности, радиационной, химической и тепловой стойкости. Поэтому во многих зарубежных фирмах изучают CVD алмаз в качестве основы для изготовления полупроводниковых устройств. К настоящему времени значительные результаты достигнуты в разработке СВЧ транзисторов и диодов Шоттки. Можно выделить два способа создания транзисторных структур на основе алмаза. Так, в первом варианте [11] используется тонкий дельта-слой, легированный бором, рис. 7(а). Этот



а)

слой наносится на высококачественный CVD алмаз толщиной 50-250 нм. На поверхность дельта слоя снова осаждается тонкий слой CVD алмаза-изолятора, на котором размещается затвор из алюминия. Толщина дельта слоя не превышает 10 нм. Канал формируется непосредственно над легированным слоем и чем острее профиль легирования, тем выше подвижность дырок в канале.

Другой вариант транзистора разработан на основе поверхности проводимости алмазных пленок. Дело в том, что при синтезе CVD алмаза его поверхность содержит много атомарного водорода (hydrogen-termination), что приводит к появлению тонкого приповерхностного слоя с проводимостью р-типа, в результате формируется слой двумерного дырочного газа. Затвор изменяет проводимость дырок, делая возможным работу транзистора [12], рис.7(б).



б)

Рис.7. Структура первого [11] и второго [12] вариантов полевого СВЧ транзистора.

В настоящее время СВЧ транзисторы на CVD алмазе имеют максимальную частоту до 81 ГГц и ведется разработка структур способных работать на частоте до 200 ГГц и выходной мощностью 27 Вт/мм. Оценки показывают, что на 4x4 мм² алмазной структуре 100 Вт усилитель может работать при максимальной температуре в канале всего равной 237⁰С [13].

О создании высоковольтного диода Шоттки на монокристаллическом CVD алмазе недавно объявила компания Element Six (Великобритания). Диод может работать при напряжении 1700 В и плотности тока более 10 А/см².

Приведенные выше примеры показывают, что CVD алмаз является перспективным материалом для многих направлений твердотельной электроники, оптики и техники. Следует отметить, что существующие промышленные CVD установки не обеспечивают широкого использования приборов на основе алмазных пленок. Это связано с тем, что из-за невысокой скорости роста пленок их стоимость все еще высока, порядка 200-400 долларов за

кват, отсутствуют монокристаллические пленки с размерами, необходимыми для массового производства, не совсем решена проблема легирования алмаза.

Среди разнообразной техники метод плазменного синтеза алмазных пленок с использованием плазмы газовых разрядов, поддерживаемых СВЧ излучением, получил наибольшее распространение [14]. Одним из важных преимуществ такого метода является отсутствие загрязнений пленок от электродов, нитей или стенок камеры, поскольку плазма существует лишь около подложки и изолирована от стенок.

Для получения CVD алмаза обычно используют несколько типов плазмохимических реакторов на основе СВЧ плазмы, выпускаемых промышленностью. На рис.8 приведены основные типы микроволновых CVD реакторов, которые отличаются формами реакционных камер и, соответственно, геометрией электромагнитного поля в области формирования плазмы около подложки [15-17].

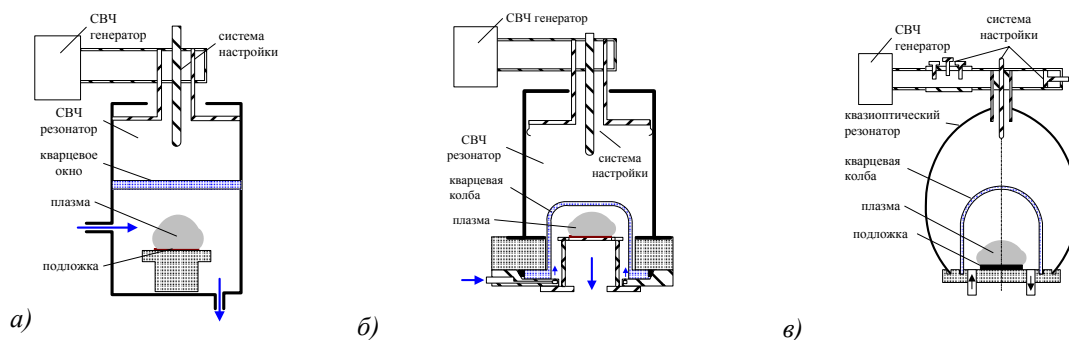


Рис. 8. Микроволновые CVD реакторы на базе объемного (а и б) и многомодового (в) резонаторов.

Эти устройства являются реакторами резонаторного типа и плазма в них создается в форме сферы или полусферы. Диаметр однородной плазмы около подложки не намного превышает половину длины волны. Плазма поддерживается СВЧ излучением, которое имеет частоту 2,45 ГГц или 915 МГц, поэтому наибольшие диаметры выращенных алмазных пленок равняются 60-75 мм и 100-120 мм, соответственно. В этих реакторах высококачественные алмазные пленки (имеющие коэффициент теплопроводности 1500-1800 Вт/м·К) в водород-метановых смесях выращиваются как правило со скоростью 1-2 микрона в час. Для того чтобы алмазные пленки получили широкое распространение, необходимо улучшить технику осаждения с тем, чтобы увеличить скорость роста алмаза.

Скорость роста алмазной пленки в плазмохимическом реакторе определяется величиной концентрации углеродосодержащих радикалов и атомов водорода около подложки. Согласно результатам, полученным в работах [18, 19], скорость роста G и относительная плотность дефектов X_{def} (которая определяет качество пленки) могут быть оценены по следующим формулам:

$$G \propto \frac{[CH_3]_{sur} [H]_{sur}}{3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} + [H]_{sur}}$$

$$X_{def} \propto \frac{G}{[H]_{sur}^2}$$

Здесь $[H]_{sur}$ соответствует концентрации атомарного водорода и $[CH_3]_{sur}$ – концентрации метила около подложки. Часто газофазная реакция, $CH_4 + H \leftrightarrow CH_3 + H_2$, является быстрой и близка к равновесию [20], поэтому концентрация метила химически связана с атомарным водородом. Таким образом, качество алмазной пленки и скорость роста определяются плотностью атомарного водорода около поверхности подложки.

В работах [20, 21] было показано, что существенное повышение скорости осаждения алмазных пленок из газовой фазы достигается за счет создания плазмы, активирующей газовую среду, СВЧ излучением более высокой частоты,

чем 2,45 ГГц. Создаваемая около подложки плазма имеет, за счет высокой частоты СВЧ излучения, более высокую величину электронной концентрации и, соответственно, более высокую плотность радикалов и атомарного водорода, и обеспечивает тем самым более высокую скорость роста алмазной пленки, чем в обычно используемых плазменных реакторах с СВЧ разрядом.

При создании плазмы в плазмохимическом реакторе с помощью коротковолнового СВЧ излучения требуемый размер плазмы около подложки значительно превышает длину электромагнитной волны. Поэтому создание плазмы СВЧ излучением более высокой частоты, чем 2,45 ГГц, осуществляется на основе электродинамической системы квазиоптического типа. В такой системе излучение подводится к области создания плазмы около подложки с помощью одного или нескольких волновых пучков. На рис.9 представлена блок-схема нового 30 ГГц плазмохимического реактора для осаждения алмазных пленок.

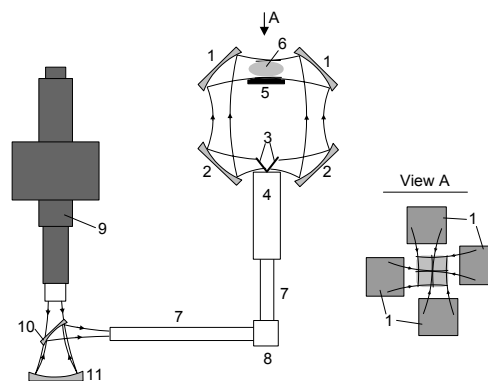


Рис. 9. Блок-схема установки: 1 – верхние фокусирующие зеркала, 2 – нижние фокусирующие зеркала, 3 – плоские зеркала, 4 – делитель волнового пучка, 5 – подложка, 6 – область плазмы, 7 – круглый гофрированный волновод, 8 – уголкового отражатель, 9 – гиротрон, 10 и 11 – модовый преобразователь.

Формирование плазменного слоя около подложки осуществляется с помощью СВЧ разряда в четырех пересекающихся пучках электромагнитных волн. В области пересечения

пучков образуется область усиленного поля, в которой происходит локализация и поддержание СВЧ разряда. Изменяя форму и размеры поперечного сечения пучков, можно регулировать размеры и форму плазмы и, соответственно, площадь осаждения. На рис. 10(а) приведена фотография СВЧ разряда над подложкой. Как видно из рисунка, разряд имеет форму тонкого диска с диаметром равным диаметру подложки. Такая форма разряда позволяет создавать плазму небольшого объема и достичь достаточно высоких энергозатрат в плазму. На этом реакторе в экспериментах по осаждению алмазных пленок на кремниевые

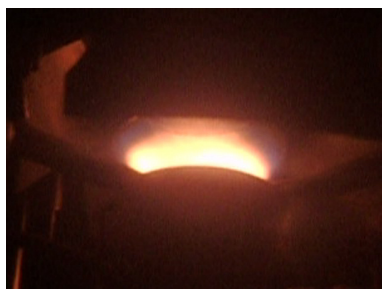


Рис.10(а). Фотография СВЧ разряда над подложкой при давлении газа 150 Торр.

Литература

- [1] Kobashi K., Nishimura K., Kawate Y. et al., *Physical Review*, **38B**, 4067 (1988).
 [2] Gruen D.M., *Annual Review Materials Science*, **29**, 211 (1999).
 [3] Bi B., Huang W.S., Asmussen J. et. al, *Diamond and Related Materials*, **11**, 677 (2002).
 [4] Gupta S., Weiner B.R., Morell G., *Diamond and Related Materials*, **11**, 799 (2002).
 [5] Sharda T., Rahaman M.M., Nukaya et al., *Diamond and Related Materials*, **10**, 561 (2001).
 [6] Hemley R.J. et al., *Industrial Diamond Review*, **N1**, 28 (2006).
 [7] Tallaire A., Achard J., Silva F. et al., *Diamond and Related Materials*, **14**, 249 (2005).
 [8] Kobashi K., Nihbayashi Y., Yokota Y. et al., *Diamond and Related Materials*, **12**, 233 (2003).
 [9] Woerner E., Wild C., Mueller W. et al., *Diamond and Related Materials*, **10**, 557 (2001).
 [10] Isberg J., Hammersberg J., Johansson E. et al., *Science*, **297**, 1670 (2002).
 [11] Denisenko A., Kohn E., *Diamond and Related Materials*, **14**, 491 (2005).
 [12] Kasu M., *NTT Technical Review*, **2**, N6, 19 (2004).
 [13] Aleksov A., Kubovic M., Kaeb N. et al., *Diamond and Related Materials*, **12**, 391 (2003).

подложки диаметром 60 и 75 мм получены высокие скорости роста алмазных пленок до 9 микрон в час. Проведенное сравнение результатов выращивания алмаза в 2,45 ГГц и 30 ГГц реакторах показало, что скорость роста алмазных пленок в 30 ГГц реакторе в 5-7 раз выше, чем скорость роста в 2,45 ГГц реакторе при одинаковых рабочих параметрах. Полученные экспериментальные образцы поликристаллических алмазных пластин различной толщины, в частности толщиной 0,65 мм и диаметром 75 мм отличаются высоким качеством (рис.10(б)), однородностью поверхности роста и толщины.

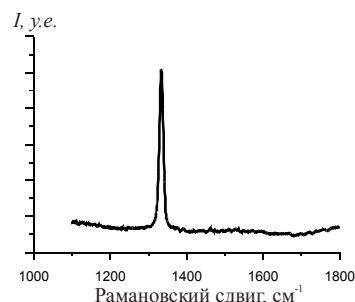


Рис.10(б). Спектр рамановского рассеяния от алмазной пленки, выращенных на 30 ГГц реакторе.

- [14] Grotjohn T. A. and Asmussen J., in *Diamond Films Handbook*, ed. by J. Asmussen and D. K. Reinhard, New York, Marcel Dekker (2001), p.211.
 [15] Asmussen J., in *High Density Plasma Sources*, ed. by O.A.Popov, Park Ridge, NJ: Noyes (1995), p.251.
 [16] Funer M., Wild C., Koidl P., *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 1149 (1998).
 [17] Sevillano E., in *Low-pressure synthetic diamond*, ed. by B.Dischler and C.Wild, Berlin: Springer (1998), p.11.
 [18] Goodwin D.G., *J. Appl. Phys.* **74**, 6888 and 6895 (1993).
 [19] Goodwin D.G., Butler J.E., in *Handbook of Industrial Diamonds and Diamond Films*, ed. by M.A.Prelas, G.Popovici and L.K.Bigelow, New York-Basel-Hong Kong: Marcel Dekker (1998), p.527.
 [20] Vikharev A.L., Gorbachev A.M., Litvak A.G. et al., in *Proc. Int. Workshop "Microwave Discharges: Fundamental and Applications"*, ed. A. Ohl, Greifswald: INP (2003), p.84.
 [21] Vikharev A.L., Gorbachev A.M., Kozlov A.V. et al., *Diamond and Related Materials*, **15**, 502 (2006).

Крупномасштабная когерентность Бозе-конденсата дипольных экситонов

В.Б. Тимофеев, А.В. Горбунов

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка Московской области, Россия

timofeev@issp.ac.ru

Водородоподобные экситоны в полупроводниках являются композитными бозонами и имеют целочисленный спин, поскольку содержат две фермиевские частицы, электрон и дырку, у которых спин полуцелый. На этом основывалась гипотеза, сформулированная еще в начале 60-х годов прошлого века, о возможности Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК) слабо неидеального и разреженного газа экситонов ($n a_{ex}^d \ll 1$, n – экситонная плотность, a_{ex} – боровский радиус экситона, d – размерность системы), охлажденном до достаточно низких температур [1 - 5]. БЭК в газе тождественных бозе-частиц происходит, когда де-Бройлевская длина волны превосходит среднее межчастичное расстояние, $\lambda_{dB} = (2\pi\hbar^2 / m_{ex} k_B T)^{1/2} \geq n^{-1/2}$. БЭК сопровождается макроскопическим заполнением основного состояния с нулевым моментом и появлением спонтанного параметра порядка (когерентности), который разрушается

тепловыми флуктуациями. Значительное заполнение основного состояния и возникновение спонтанной пространственной когерентности было обнаружено при БЭК разреженных атомных газов, накапливаемых в магнитных ловушках и охлаждаемых до очень низких температур, 10^{-6} К [6]. Эффективные массы экситонов в полупроводниках на порядки меньше атомных масс, поэтому БЭК экситонного газа может происходить при обычных криогенных температурах, составляющих несколько К.

В последние годы интерес к этой проблеме сконцентрировался на экситонах в квазидвумерных системах. Наиболее интенсивно исследуются квазидвумерные экситоны в пространственно разделенных электронно-дырочных слоях [7-17], а также двумерные экситонные поляритоны (экситоны в квантовых ямах, помещенных в микрорезонаторе [18]).

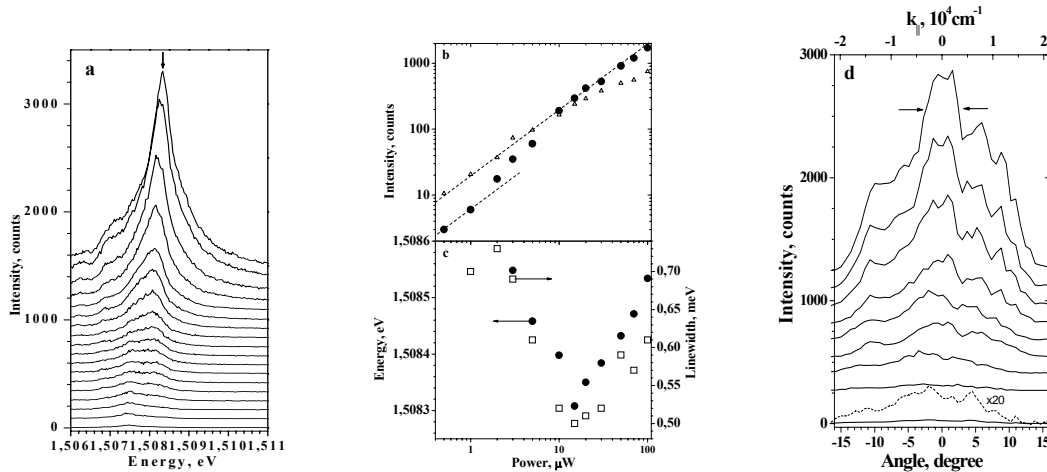


Рис.1. Поведение спектров люминесценции дипольных экситонов – (а), интенсивности линии (черные кружки) и фона под ней (полые треугольники) – (б), ее ширины и спектрального положения – (с), а также углового размера пятна люминесценции в дальней зоне (в пространстве волновых векторов K , см^{-1}) – (д) от мощности Ne-He лазера. $T=1.7\text{K}$

В случае двойных квантовых ям в электрическом поле, поперечном гетерослоям, фотовозбужденные электрон и дырка в экситоне оказываются пространственно разделенными. Такие экситоны называют пространственно непрямыми или дипольными. Из-за ограниченного перекрытия волновых функций электрона и дырки в направлении электрического поля, излучательные времена

дипольных экситонов становятся большими, в сравнении со временами жизни прямых экситонов в этих же структурах. Поэтому такие экситоны легче накапливать и охлаждать до достаточно низких температур, близких к температуре кристаллической решетки. Вследствие нарушенной центральной симметрии пространственно не прямые экситоны имеют статический дипольный момент уже в основном

состоянии. Поэтому, из-за диполь-дипольного отталкивания, такие экситоны не связываются в молекулы, либо иные сложные молекулярные комплексы.

БЭК 2D-экситонного газа может происходить только в условиях пространственного ограничения, например, при возбуждении экситонов в латеральных ловушках, приготовленных тем или иным способом. В этом случае можно избежать “разбегания” дипольных экситонов из-за диполь-дипольного отталкивания. Для приготовления ловушек, где могут накапливаться дипольные экситоны, используют неоднородные электрические и деформационные поля [16, 19- 21].

В представленном докладе мы обсудим коллективные свойства дипольных экситонов в условиях их Бозе-конденсации в кольцевых латеральных ловушках. Работа велась с пространственно непрямыми, дипольными экситонами в GaAs/AlGaAs широкой (25 нм) одиночной квантовой яме, помещенной в поперечное гетерослоям электрическое поле. Напряжение прикладывалось между металлической пленкой на поверхности структуры (затвор Шоттки) и проводящим электронным слоем внутри гетероструктуры (встроенный электрод). Возбуждение дипольных экситонов и наблюдение их люминесценции с высоким пространственным разрешением велось через круглые окна диаметром 5 и 10 мкм в металлической маске. Окна протравливались в маске с помощью электронно-лучевой эпитаксии. Фотовозбужденные экситоны накапливались в кольцевой латеральной ловушке, которая возникала вдоль периметра окон из-за сильно неоднородного электрического поля [20].

При достижении критических условий конденсации, по накачке и температуре, в спектре спонтанной люминесценции пороговым образом вырастает узкая линия дипольных экситонов, соответствующая экситонному конденсату (рис.1a, b, c, d) [21, 22]. В области порога конденсации спектр спонтанной люминесценции ведет себя сильно нелинейно: ширина линии сужается почти вдвое (рис.1c), а ее интенсивность возрастает экспоненциально (рис.1b), в соответствии с макроскопическим заполнением нижайшего состояния в ловушке. Вблизи порога максимум линии сначала сдвигается в сторону меньших энергий на величину около кТ, также в согласии с макроскопическим заполнением нижайшего состояния в ловушке (рис.1c). При наблюдении пространственного распределения свечения экситонов в дальнем поле угловой размер пятна люминесценции вблизи порога конденсации существенно сужается, вследствие накопления экситонов вблизи волновых векторов $K=0$ (обратная ширина пика ΔK равна радиальной ширине ловушки ≈ 1 мкм (рис.1d)). Такое

поведение является следствием процессов стимулированного рассеяния дипольных экситонов в нижайшее состояние в ловушке с нулевым импульсом, сопровождающегося макроскопическим заполнением этого состояния (скорость стимулированного рассеяния пропорциональна числу экситонов в конечном состоянии, т.е. $\gamma_s \propto (n_q + 1)$, n_q – число заполнения экситонов, которое выше порога конденсации становится больше единицы). Измерения мощности излучения, с учетом геометрии эксперимента и времени жизни экситонов, дают для чисел заполнения в области порога $n_q \approx 1$ с точностью до фактора 2. При дальнейшем увеличении мощности возбуждения, ширина экситонной линии начинает увеличиваться, а спектральное положение ее максимума сдвигается в сторону больших энергий, что соответствует возрастанию отталкивательного взаимодействия между экситонами при увеличении их плотности.

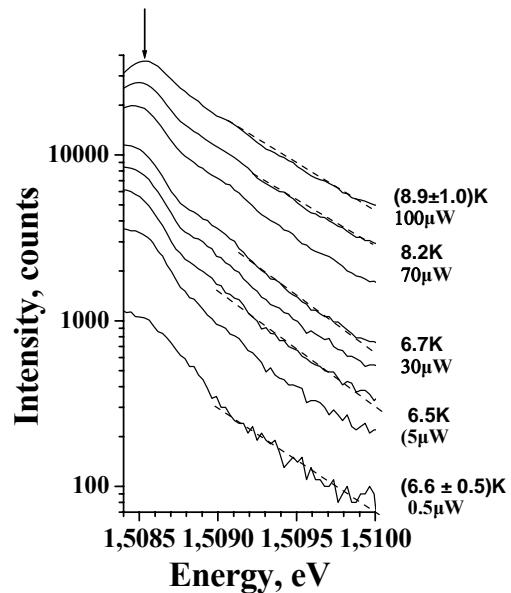


Рис.2 Экспоненциальные “хвосты” интенсивности люминесценции, отражающие распределение чисел заполнения надконденсатной части экситонов. По наклону “хвостов” в шкале $(\ln I - E)$ находилась температура экситонного газа. Определенные таким способом температуры при различных накачках приведены справа у кривых. Пунктирные линии – линейные аппроксимации логарифмических “хвостов”. Стрелка указывает позицию дипольного экситона. $T=1.7K$.

Наблюдаемый фазовый переход, связанный с БЭК дипольных экситонов, происходит в термодинамически квазиравновесных условиях. “Надконденсатные” экситоны распределены квазиравновесно, что отражается в экспоненциальном поведении интенсивности люминесценции в области

высокоэнергетических “хвостов” экситонной линии, где энергии трансляционного движения экситонов превышают kT (рис. 2). Найденные без подгоночных параметров экситонные температуры превышают температуру решетки на несколько градусов и увеличиваются с ростом накачки (рис.2). Это связано с конечными временами жизни диполярных экситонов (около 1 нсек в рассматриваемом случае).

В условиях Бозе-конденсации экситонов, в картине люминесценции, которая наблюдалась из окна с разрешением около 1 мкм и селектировалась с помощью интерференцион-

ного фильтра, появляется пространственно-периодическая структура эквидистантно расположенных пятен свечения (Рис.3). В окнах размером 5 мкм периодическая структура пятен аксиально-симметрична. В 10 мкм окнах, помимо аксиальной структуры, появляется еще и радиальная структура колец. Экспериментально реализовано *in situ* оптическое Фурье-преобразование пространственно-периодических структур (преобразование в K – пространство). Полученные Фурье-образы, воспроизводящие картину распределения интенсивности люминесценции в дальнем поле (Рис.4),

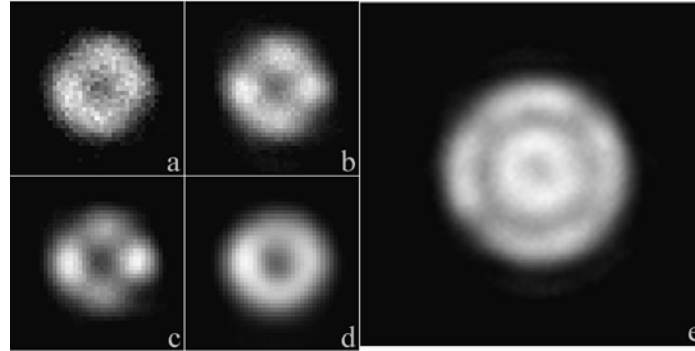


Рис.3 Изображения пятен люминесценции из окна 5 мкм (a,b,c,d – возрастающие накачки) и 10 мкм (e). $T=1.7K$

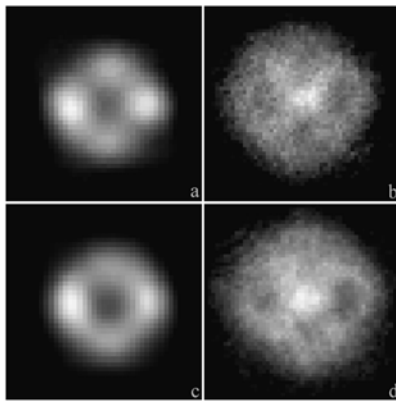


Рис.4 Реальные изображения (a,c) и Фурье-образы (b,d) пятен свечения при 2-х накачках He-Ne лазера (15 и 30 мквт). $T=1.7K$

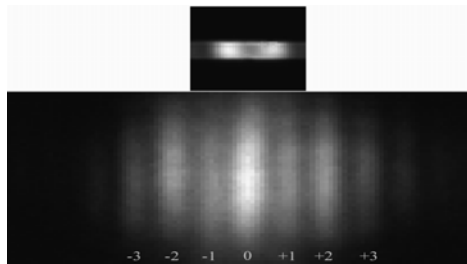


Рис.5 Двухлучевая интерференция люминесценции от двух пятен свечения, расположенных вдоль диаметра в кольце. $T=1.7K$

демонстрируют результат деструктивной и конструктивной интерференции, а также пространственную направленность люминесценции по нормали к гетерослоям. Эти результаты являются естественным следствием крупномасштабной когерентности конденсированного экситонного состояния в кольцевой латеральной ловушке.

Прямые измерения двухлучевой интерференции от пар люминесцирующих пятен вдоль диаметра в кольце позволили установить (рис.5), что длина пространственной когерентности превышает 4 мкм (близка к периметру кольцевой ловушки), что более чем на порядок превышает де-Бройлевскую длину волны в этих же условиях. Впервые обнаруженные столь большие масштабы пространственной когерентности означают, что экспериментально наблюдаемые пространственно-периодические структуры люминесценции в условиях Бозе-конденсации диполярных экситонов в латеральных кольцевых ловушках описываются единой волновой функцией. Обнаружение пространственно-периодических структур в ближнем и дальнем поле является прямым свидетельством спонтанного нарушения симметрии в условиях Бозе-конденсации диполярных экситонов, а именно: макроскопическая когерентная фаза Бозе-конденсата возникает спонтанно в резервуаре некогерентных экситонов. Анализ видности интерференционной картины на рис.5 свидетельствует, что Бозе-конденсат диполярных экситонов в рассматриваемом случае обеднен, и

оцениваемая нами величина обеднения составляет около двадцати процентов.

Недавно была обнаружена крупномасштабная когерентность Бозе-конденсата двумерных экситонных поляритонов в микрорезонаторе [18].

С люминесценцией экситонного конденсата связано еще одно интересное явление. Оказалось, что люминесценция пятен свечения в пространственно-периодических структурах частично линейно поляризована. Плоскость поляризации перпендикулярна поверхности структуры и ориентирована в окне радиально вдоль кристаллографического направления $\langle 110 \rangle$. Обнаруженная линейная поляризация люминесценции может быть прямым следствием нарушенной симметрии в условиях Бозе-конденсации, а также проявлением когерентности и свойств фазы собственно волновой функции, описывающей конденсат. Для Бозе-конденсата 2D-экситонных поляритонов эффект линейной поляризации люминесценции рассматривался в работе [23].

При БЭК взаимодействующих дипольных экситонов может возникать

вихревое поведение конденсата, которые должно проявляться в особенностях углового распределения интенсивности люминесценции, благодаря деструктивной интерференции (этот эффект рассмотрен в работе [24]). Наши экспериментальные результаты, по меньшей мере, качественно, согласуются с заключениями, сделанными в статье [24]. Мы не исключаем, что обнаруженные нами пространственно-периодические конфигурации пятен люминесценции, которые пиннингуются флуктуациями хаотического потенциала, несомненно, присутствующего в исследуемых структурах, отражают вихревой характер взаимодействующей Бозе-системы дипольных экситонов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Программы Президиума РАН по физике и технологии наноструктур, Программ ОФН РАН по электронным коррелированным системам и по спинтронике.

1. Moskaleiko S. A., *Sov.Phys.Solid State* **4**, 199 (1962).
2. Blatt J. M., Boer K.W. and Brandt W., *Phys.Rev.* **126**, 1691-1692 (1962).
3. Keldysh L.V., Kopaev Yu.V. *Sov.Phys.Solid State*, **6**, 2219 (1965)
4. Kozlov A. N. and Maksimov L. A., *Sov.Phys.JETP* **21**, 790 (1965).
5. Keldysh L. V. and Kozlov A. N., *Sov.Phys.JETP* **27**, 521-528 (1968).
6. W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131-1151 (2002).
7. Fukuzawa T., Mendez E. E. and Hong J. M., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3066-3069 (1990).
8. Lozovik Yu.E., Yudson V.I., *JETP Lett.*, **22**, 274 (1976); Lozovik Yu.E., and Berman O.L., *JETP*, **84**, 1027 (1997)
9. Butov L. V., Imamoglu A., Mintsev A. V. et al. *Phys.Rev.B* **59**, 1625-1628 (1999).
10. Butov L. V., Mintsev A. V., Lozovik Yu. E. et al. *Phys.Rev.B* **62**, 1548-1551 (2000).
11. Larionov. A. V., Timofeev V. B. Hvam, J. M. et al. *JETP* **90**, 1093-1104 (2000).
12. Butov L. V., Gossard A. C., and Chemla D. S., *Nature (London)* **418**, 751-754 (2002).
13. Snoke D., Denev S., Lui Y., Pfeiffer L., and West K., *Nature (London)* **418**, 754-757 (2002).
14. Larionov A. V., Timofeev V. B., Ni P. A. et al., *JETP Lett.* **75**, 570-574 (2002).
15. Dremin A. A., Timofeev V. B., Larionov A. V. et al. *JETP Lett.* **76**, 450-455 (2002).
16. Snoke D. W., Lui Y., Voros Z., Pfeiffer L., and West K., *cond-mat/0410298*, (2004).
17. Berman O.L., Lozovik Yu.E., Snoke D. and Coalson R. *Phys.Rev.* **B70**, 235310 (2004)
18. Kasprzak J. et al., *Nature*, **443**, 409 (2006)
19. Rapaport R., Gang Chen, Snoke D, Simon S. H., Pfeiffer L., West K., Liu Y, and Denev S., *Phys.Rev.Lett.* **92**, 117405-1-4 (2004).
20. Gorbunov A. V. and Timofeev V. B., *JETP Lett.* **80**, 185-1889 (2004).
21. V. Gorbunov and V. B. Timofeev, *JETP Lett.* **83**, 146-151 (2006)
22. A.V.Gorbunov and V.B.Timofeev, *JETP Lett.* **84**, 390 – 396 (2006)
23. Laussy F.P., Shelykh I.A., Malpuech G., Kavokin A. *Phys.Rev B* **73**, 035315 (2006)
24. Keeling J., Levitov L. S., and Littlewood P. B. *Phys. Rev. Lett.* **92** 176402-1-4 (2004).

Механизмы формирования и структурные свойства полупроводниковых нитевидных нанокристаллов

В.Г.Дубровский^{1,2}, Г.Э.Цырлин¹⁻⁴, Н.В.Сибирев³, И.П.Сошников^{1,2},

В.М.Устинов^{1,2}, М.Тchernycheva⁴, J.C.Harmand⁴

¹Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, С.Петербург, Россия

²Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия

³Институт Аналитического приборостроения РАН, С.Петербург, Россия

⁴LPN CNRS, Marcoussis, France

e-mail: dubrovskii@mail.ioffe.ru

1. Введение

Полупроводниковые нанометровые нитевидные кристаллы (ННК) (иначе – нановискеры) в настоящее время привлекают большой интерес как с точки зрения фундаментальной физики ростовых процессов одномерных наноструктур и исследования их свойств, так и для разнообразных приложений. Полупроводниковые ННК имеют большие перспективы применения в микроэлектронных, оптоэлектронных и аналитических приборах. На их основе можно создавать Si [1] и Ge [2] полевые транзисторы, III-V гетеробиполярные транзисторы и светоизлучающие устройства [3-5], Si биосенсоры [6], сверхбыстрые интегральные схемы [7], совмещать микро- и оптоэлектронные компоненты на едином чипе [8], изготавливать другие функциональные наноустройства [9]. Современные ростовые технологии позволяют выращивать ННК с диаметром порядка 10 нм и длиной 10 мкм и выше [1-9]. В настоящее время ННК выращиваются, в основном, методами газофазной эпитаксии (ГФЭ) или молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на поверхностях, активированных каплями катализатора роста. Процесс формирования ННК состоит из следующих этапов. На первом на поверхность полупроводникового материала (например, Si(111) или GaAs(111)) наносится буферный слой для устранения возможных неоднородностей и шероховатостей поверхности. На втором этапе на поверхности тем или иным способом формируют ансамбль капелек раствора материала подложки с катализатором (Au-Si или Au-GaAs). На третьем этапе производится осаждение полупроводникового материала (Si или GaAs). При этом рост на поверхности под каплей происходит во много раз быстрее, чем на неактивированной поверхности, что и приводит к образованию одномерных ННК.

Общепринятым механизмом формирования ННК является предложенный Вагнером и Эллисом [10] и развитый Гиваргизовым [11] механизм роста «пар – жидкость – кристалл» (ПЖК). В обобщенном ПЖК механизме

считается, что материал, попадающий в каплю из газообразной фазы или с боковых стенок ННК, вначале растворяется в капле, а затем кристаллизуется на границе раздела жидкость – твердое тело под каплей. Сама капля, оставаясь жидкой в течение всего процесса роста, движется вверх со скоростью, равной вертикальной скорости роста ННК. ПЖК механизм, предложенный вначале для описания роста микронных кристаллов [10], в дальнейшем был использован и для описания процессов формирования различных ННК.

Морфология ансамбля ННК в заданной системе материалов определяется, во-первых, начальным распределением капелек по размерам, и, во-вторых, условиями осаждения полупроводникового материала. Морфология ансамбля капелек зависит от метода нанесения вещества – катализатора на поверхность, а условия осаждения зависят от параметров эпитаксиального процесса. Контролируемое создание ансамблей ННК с необходимыми структурными свойствами требует проведения детальных исследований процессов формирования ННК. Задачей теории здесь является построение моделей, позволяющих рассчитывать ростовую динамику ННК и предсказывать зависимость их структурных свойств от условий роста. Комплекс методов экспериментальной диагностики свойств ННК, использованных при выполнении работы, включает методы дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) (при МПЭ), растровой электронной микроскопии (РЭМ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

В настоящей работе будет дан обзор результатов, полученных нами в течение последних 2 лет в области моделирования, выращивания методами МПЭ и магнетронного осаждения (МО) и исследования структурных свойств различных III-V ННК на поверхностях GaAs и Si. В частности, будут рассмотрены вопросы о кинетических механизмах формирования ННК, зависимости морфологии

ННК от условий роста (размер капли, температура поверхности, скорость осаждения материала), их форме, кристаллографической структуре ННК, создании регулярных массивов ННК, формировании гетероструктур типа квантовых точек в ННК и др.

2. Механизмы формирования ННК

В работах [11-15] была построена обобщенная теоретическая модель формирования ННК, учитывающая процессы, изображенные на Рис.1. Эти процессы включают: 1 – прямое попадание полупроводникового материала в каплю из газовой фазы, 2 – десорбцию из капли, 3 – адсорбцию на боковой поверхности и диффузию в каплю, 4 – десорбцию с боковой поверхности, 5 – адсорбцию на основной поверхности и 6 – диффузию в каплю, 7 – нуклеацию на основной поверхности. На вставке показан механизм формирования слоев за счет двумерной кристаллизации пересыщенного раствора на границе жидкость-кристалл под каплей. Пересыщение газообразной фазы обозначается буквой Φ , скорость вертикального роста поверхности под каплей – V_L , радиус ННК – R , длина ННК $L=L_0-H_s$, где H_s – средняя толщина эпитаксиального слоя на поверхности подложки. В данной постановке модель подходит для описания ростового процесса как при газовой фазной эпитаксии, так и при высоковакуумном росте (например, МПЭ и МО). В работах [11-14,16-18] были проведены ростовые эксперименты МПЭ и МО по выращиванию Ga(Al)As ННК на поверхностях GaAs(111)В и Si(111) при различных условиях роста и структурная диагностика ННК методами ДБЭО, РЭМ и ПЭМ.

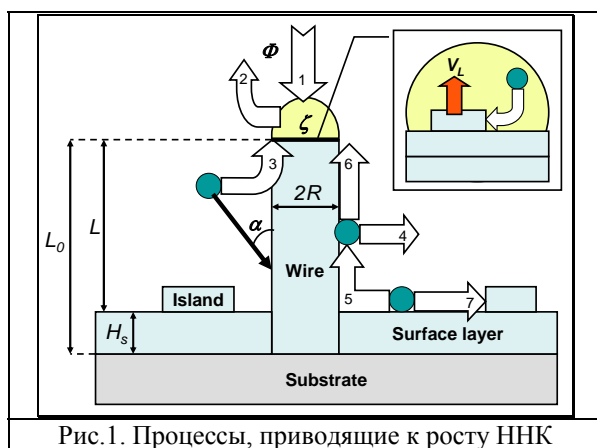


Рис.1. Процессы, приводящие к росту ННК

Основные новые результаты исследований механизмов формирования ННК, полученные в [11-18], сводятся к следующему:

1) В общем случае рост ННК контролируется как диффузионными, так и адсорбционными процессами, дающими качественно различные вклады в зависимость длины ННК от радиуса. Конкуренция эффекта Гиббса-Томсона, связанного с кривизной поверхности капли и ННК, и диффузии адатомов, приводят к

зависимости $L(R)$ с минимумом при определенном критическом радиусе R_c (Рис. 1). Согласно результатам работы [20], для системы GaAs/GaAs(111)В-Au значения R_c находятся в области 60-90 нм, в зависимости от условий МПЭ роста. При этом экспериментальные данные хорошо описываются зависимостью вида

$$\frac{L}{L_\infty} = \left[\frac{Q}{R^2} - \frac{P}{R} + 1 \right] \quad (1)$$

где L_∞ – длина ННК бесконечного радиуса, Q и P – коэффициенты, определяемые условиями роста.

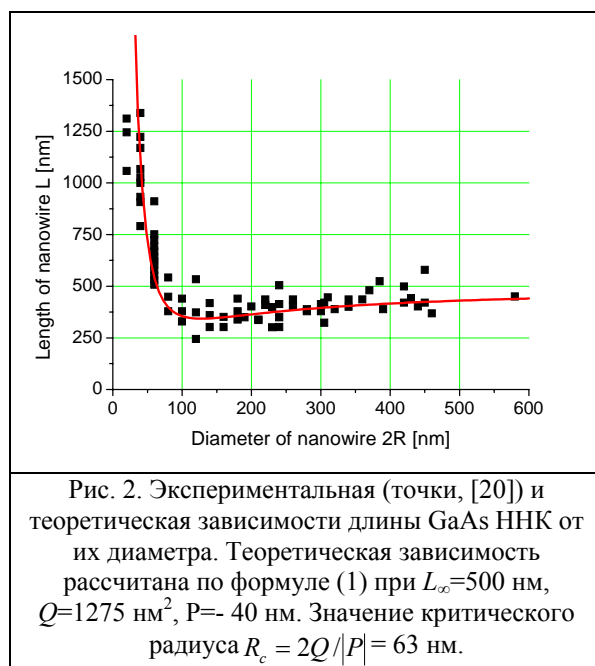


Рис. 2. Экспериментальная (точки, [20]) и теоретическая зависимости длины GaAs ННК от их диаметра. Теоретическая зависимость рассчитана по формуле (1) при $L_\infty=500$ нм, $Q=1275$ нм², $P=40$ нм. Значение критического радиуса $R_c = 2Q/|P| = 63$ нм.

2) Если пересыщение газообразной среды много больше пересыщения раствора в капле ($\Phi \gg \zeta$), то, независимо от условий роста, формирование ННК контролируется диффузией адатомов с боковой (при ГФЭ) или основной (при МПЭ и МО) поверхности. Этот результат подтверждается многочисленными экспериментами по выращиванию Ga(Al)As/GaAs(111)В-Au, GaAs/Si(111)-Au, InAs/GaAs(111)В и Si/Si(111)-Au ННК в диапазоне ростовых температур 400-600°C [13,17,19,20].

3) При диффузионном росте ННК за счет миграции адатомов с поверхности подложки зависимость длины ННК от их радиуса в случае достаточно малой поверхностной плотности определяется формулой

$$L \cong \left[\varepsilon - \gamma + \frac{2\lambda_s K_1(R/\lambda_s)}{RK_0(R/\lambda_s)} \right] H \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon = (V - V_s)/V$ – коэффициент, учитывающий рост на поверхности подложки, $\gamma = 1/(\Phi + 1)$ – коэффициент десорбции, λ_s – эффективная диффузионная длина адатома на поверхности подложки с учетом нуклеации, $K_i(z)$ – модифицированные функции Бесселя. Как следует из (2), при условии $R \gg \lambda_s$ зависимость $L(R)$ имеет классический вид $1/R$, а в случае

$R \ll \lambda_s$ ведет себя как $1/R^2$ с малой логарифмической добавкой. На Рис.3 приведено РЭМ изображение GaAs ННК, выращенных на поверхности GaAs(111)В, активированной Au, при ростовой температуре поверхности $T=560^\circ\text{C}$. Внизу приведено сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей $L(R)$ для данного образца. Полученное из сопоставления теории и эксперимента значение λ_s , лимитированное нуклеацией, равно 35 нм.

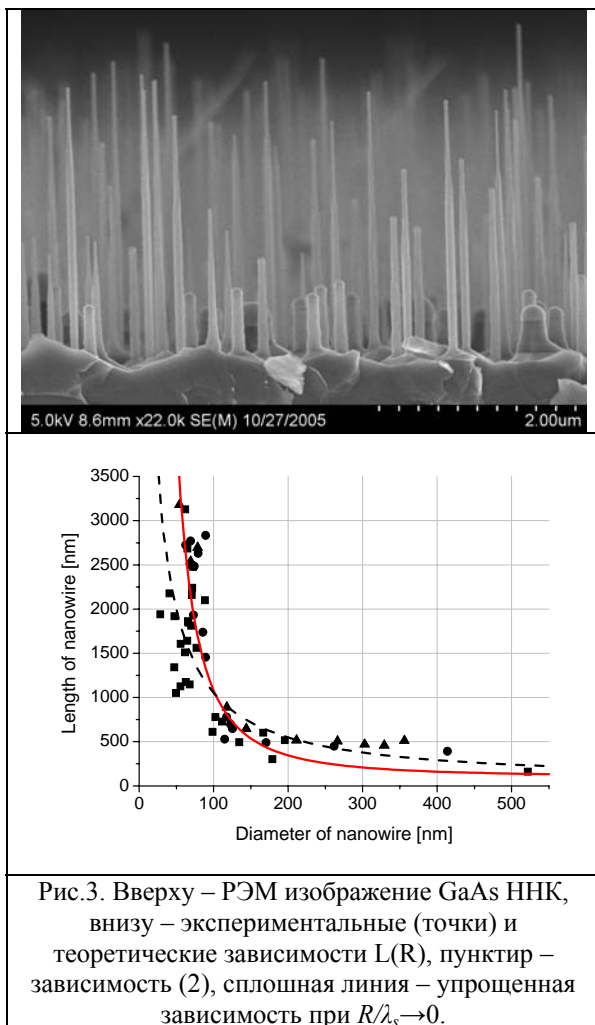


Рис.3. Вверху – РЭМ изображение GaAs ННК, внизу – экспериментальные (точки) и теоретические зависимости $L(R)$, пунктир – зависимость (2), сплошная линия – упрощенная зависимость при $R/\lambda_s \rightarrow 0$.

4) Оптимальный температурный диапазон для выращивания GaAs ННК методами МПЭ и МО с максимальным отношением длины к диаметру – примерно $500-600^\circ\text{C}$. При понижении температуры (в диапазоне $400-500^\circ\text{C}$) начинает сказываться нуклеация на боковых стенках, приводящая к конусообразной форме и уменьшению длины ННК. На Рис. 4 представлены результаты теоретических расчетов формы вискерсов в зависимости от ростовой температуры поверхности, а на вставках – РЭМ изображение GaAs ННК, выращенных при температурах $T=550^\circ\text{C}$ и 430°C . Оказывается, что физической причиной латерального роста ННК при уменьшении температуры является уменьшение диффузионного потока к основанию ННК. При понижении температуры до некоторого критического значения ННК вообще не могут

расти диффузионно. Критическая кривая, описывающая форму ННК в данном случае, определяется универсальной формулой

$$\rho_c(x, l) = \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \left(\frac{l + \sqrt{2}}{x + \sqrt{2}} \right)^2 \quad (3)$$

Здесь ρ – приведенный радиус ННК, l – приведенная длина, x – координата по оси, перпендикулярной поверхности подложки.

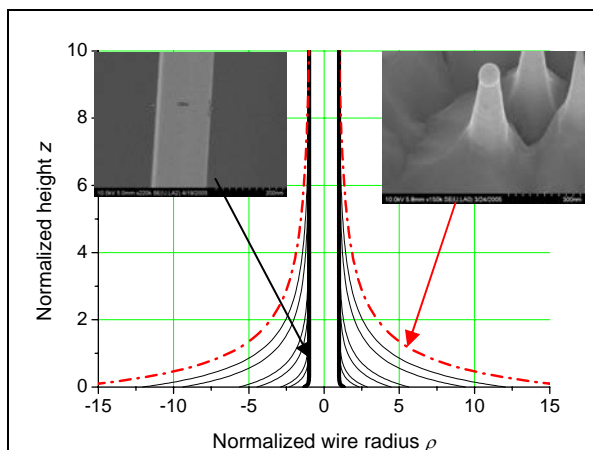


Рис.4. Теоретический расчет формы ННК, демонстрирующий переход от цилиндрической к конусообразной форме ННК при уменьшении T . На вставках показаны изображения GaAs ННК при высоких и низких температурах.

5) Цилиндрические GaAs ННК, выращиваемые методами МПЭ и МО, начинают заостряться после достижения длины, примерно равной диффузионной длине адатома на боковых стенках λ_f . При ростовой температуре $T=585^\circ\text{C}$ экспериментально полученное значение λ_f примерно равно 3 мкм.

3. Структурные свойства III-V ННК

В результате проведения структурных исследований различных III-V ННК, выращенных методами МПЭ и МО, были, в частности, получены следующие результаты:

- 1) Разработан метод, позволяющий с помощью электронной литографии создавать регулярные ансамбли капель Au с контролируемым диаметром и поверхностной плотностью, упорядоченные в двумерную периодическую решетку. МПЭ рост GaAs и других соединений III-V на подготовленных таким образом поверхностях позволяет получать упорядоченные массивы ННК с одинаковым диаметром, высотой и формой. Пример упорядоченного массива GaAs ННК приведен на Рис.5. В данном случае расстояние между ННК равно 2 мкм.
- 2) Обнаружен эффект спонтанной переброски вюрцитной и политропной фаз при росте GaAs и $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ННК с размерами до 100 нм, который, по-видимому, объясняется влиянием структурных трансформаций в капле-катализаторе. На Рис.6

приведены ПЭМ изображения участка GaAs ННК с различной структурой.

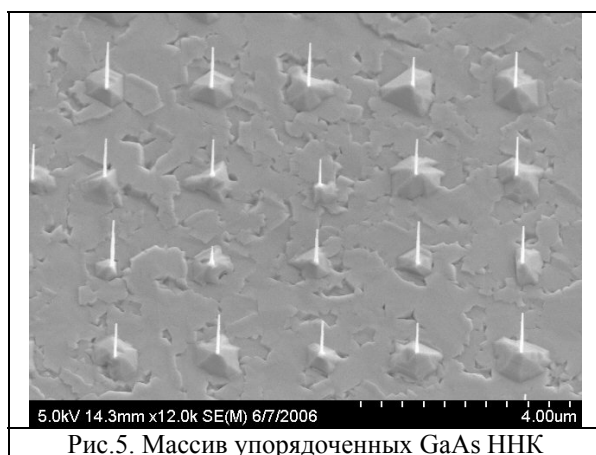


Рис.5. Массив упорядоченных GaAs ННК

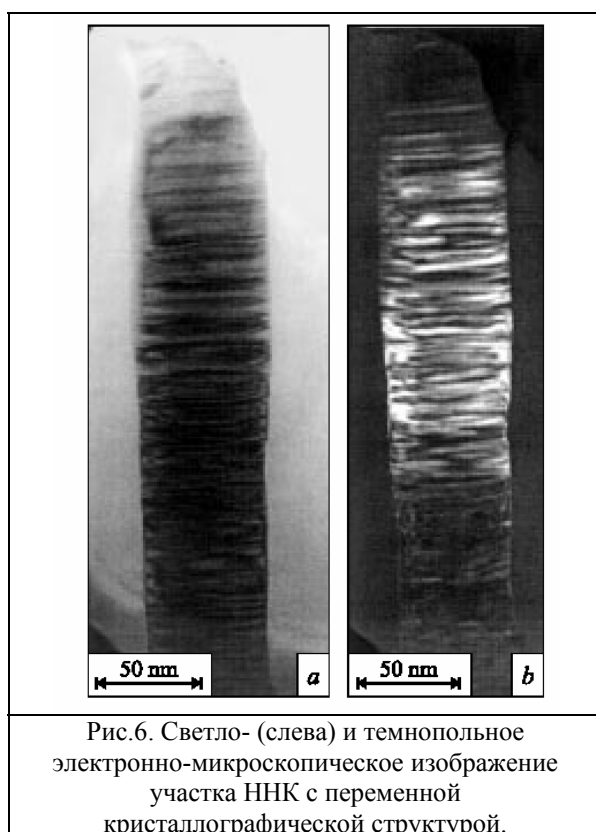


Рис.6. Светло- (слева) и темнопольное электронно-микроскопическое изображение участка ННК с переменной кристаллографической структурой.

3) Получены гетероструктуры AlGa_{0.2}N/GaN в GaN висерах, выращенные методом МПЭ (Рис. 7). Оптические свойства AlN/GaN/AlN гетероструктур в висерах были исследованы методом фотолюминесценции, результаты приводятся в отдельном сообщении.

Данная работа проводилась при финансовой поддержке программой SANDiE, грантами РФФИ и различными научными программами РАН.

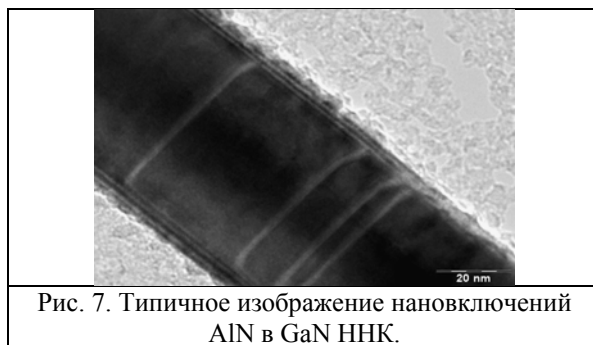


Рис. 7. Типичное изображение нановключений AlN в GaN ННК.

Литература

- [1] G.Zheng, W.Lu, S.Jin and C.M.Lieber. Adv. Mater. **16**, 1890 (2004).
- [2] A.B.Greytak, L.J.Lauhon, M.S.Gudiksen and C.M.Lieber. Appl. Phys. Lett. **84**, 4176 (2004).
- [3] M.T.Bjork, B.J.Ohlsson, T.Sass, A.I.Persson, C.Thelander, M.H.Magnusson, K.Deppert, L.R.Wallenberg and L.Samuelson. Appl. Phys.Lett. **80**, 1058 (2002).
- [4] Y.Cui and C.M.Lieber. Science **291**, 851 (2001).
- [5] S.Gradecak, F.Quin, Y.Li, H.-G.Park and C.M.Lieber. Appl. Phys. Lett. **87**, 173111 (2005).
- [6] E.Patolsky, G.Zheng, O.Hayden, M.Lakadamyali, X.Zhuang and C.M.Lieber. Proc. Nat. Acad. Sci. USA **101**, 14017 (2004).
- [7] R.S.Friedman, M.C.McAlpine, D.S.Ricketts, D.Ham and C.M.Lieber. Nature **434**, 1085 (2005).
- [8] Y.Huang and C.M.Lieber. Pure Appl. Chem. **76**, 2051 (2004).
- [9] D.Whang, S.Jin and C.M.Lieber. Jap. J. Appl. Phys. **43**, 4465 (2004).
- [10] R.S.Wagner, W.C.Ellis. Appl. Phys. Lett. **4**, 89 (1964).
- [11] Е.И.Гиваргизов. *Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара*. М.: Наука, 1977.
- [12] V.G.Dubrovskii and N.V.Sibirev. Phys. Rev. E **70**, 2004, 031604.
- [13] V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, I.P.Soshnikov, A.A.Tonkikh, N.V.Sibirev, Yu.B.Samsonenko, V.M.Ustinov. Phys. Rev. B **71**, 205325 (2005).
- [14] В.Г. Дубровский, Н.В.Сибирев, Р.А.Сурис, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, М. Tchernycheva, J.C. Harmand. ФТП **40**, 1103 (2006).
- [15] V.G.Dubrovskii, N.V.Sibirev, G.E.Cirlin, J.C.Harmand, and V.M.Ustinov. Phys. Rev. E **73**, 021603 (2006).
- [16] И.П. Сошников, Г.Э.Цырлин, В.Г.Дубровский, А.В.Вертеха, А.Г.Гладышев, В.М.Устинов. ФТТ **48**, 737 (2006).
- [17] V.G.Dubrovskii, I.P.Soshnikov, N.V.Sibirev, G.E.Cirlin, and V.M.Ustinov. J. Cryst. Growth **289**, 31 (2006).
- [18] M.Tchernycheva, J.C.Harmand, G.Patriarche, L.Travers and G.E.Cirlin. Nanotechnology **17**, 4025 (2006).
- [19] J.Johansson, B.A.Wacaser, K.A.Dick and W.Seifert. Nanotechnology **17**, S355 (2006).
- [20] M.C. Plante, R.R. LaPierre. J. Cryst. Growth **286** (2), 394 (2006).

Новые тенденции развития современной кремниевой нанoeлектроники.

И.Г.Неизвестный

Институт Физики Полупроводников СО РАН. 630090 Новосибирск 90, Пр-кт Лаврентьева 13.
т.333-23-67,333-39-50 neizv@isp.nsc.ru

В настоящее время в наиболее прогрессивных микроэлектронных фирмах обычной технологической нормой (ТН) является 90 нм. Считается, что в ближайшем будущем будет освоена ТН – 60 нм. Понятно, что это уменьшение ТН, прежде всего, отражается на длине канала.

В соответствии с законами масштабирования при этом снижается напряжение питания и возрастают подпороговые токи утечки (I_{off}). Основные усилия разработчиков на этом этапе развития нанoeлектроники были сосредоточены на улучшении характеристик транзистора, применяя, прежде всего, различные методы подавления т.н. *короткоканальных эффектов*.

Иначе говоря, каждый шаг в сторону уменьшения размеров требует новых конструктивных и технологических решений для предотвращения возникающих при этом деградации определённых характеристик МДПТ:

1. Уменьшение порогового напряжения
2. Рост туннелирования через затворный окисел
3. Рост инжекция горячих носителей в окисел
4. Рост вероятности прокола последовательного сопротивления между ист.и стоком
6. Уменьшение подвижности в канале

В числе этих методов можно назвать расширение областей истока и стока, ореольное легирование, ретроградное легирование, подбор металла затвора для обеспечения необходимого порога открывания транзистора и т.д.

Кроме этого, при формировании подзатворного диэлектрика применялись диэлектрики с высокой диэлектрической проницаемостью (high-k) и структуры кремний на изоляторе.

Все эти технологические приёмы позволили поддерживать токи утечки на уровне транзисторов больших размеров, которые можно назвать «микроэлектронной серией» приборов. Понятно, что разработчики всех ведущих электронных фирм пытаются разработать новые тенденции развития, как отдельных транзисторов, так и КМОП структур, применяя для достижения высоких параметров новые технологические разработки.

Одним из наиболее перспективных технологических приёмов для получения высоких параметров для МДПТ- 90-45 нм, предполагается введение в область канала транзистора локальных механических напряжений с целью увеличения подвижности носителей заряда в канале транзистора. Показано,

что такая операция, позволяет улучшать параметры транзисторов для каждой технологической нормы на много процентов.

Необходимо сразу отметить, что обнаружение влияния напряжения на характеристики МДПТ именно за последнее время, связано именно с появлением наноразмерных каналов. Дело в том, что благодаря собственным механическим свойствам кремния, поля напряжений от локальных источников распространяются приблизительно на 200нм в соседние области кристалла. Иначе говоря, напряжение падает обратно пропорционально расстоянию от источника на этом расстоянии в три раза. Следовательно этот эффект трудно было наблюдать и использовать при микронных размерах приборов.

Напомним физические основы изменения подвижности при введении механических напряжений в кремний.

В недеформируемом кремнии все шесть минимумов зоны проводимости совершенно равноправны и одинаково заполнены электронами.

Под воздействием механической нагрузки кристалл кремния деформируется, и расстояние между соседними атомами меняется. Под действием **всестороннего** растяжения (сжатия) симметрия кристаллической решётки не нарушается, поэтому все шесть минимумов дна зоны проводимости смещаются на одинаковую величину.

Анизотропная деформация нарушает эквивалентность минимумов по энергии.

Впервые на это указал Ч.Смит в 1954г.

Проследим за этим явлением на примере приложения двухосного напряжения в кремниевой пластине вдоль плоскости (100).

При растяжении пластины в выбранном направлении расстояние между атомами, определяющее энергию долин 1-4, становится больше и, следовательно, их энергия этих минимумов растёт (см. Рис.1). Для долин 5-6, расположенных в направлении сжатия кристалла, энергия падает.

Далее, в соответствии с новой энергетической картиной, электроны из долин с большей энергией (1-4) начинают перетекать в долины с меньшей энергией (Рис.2).

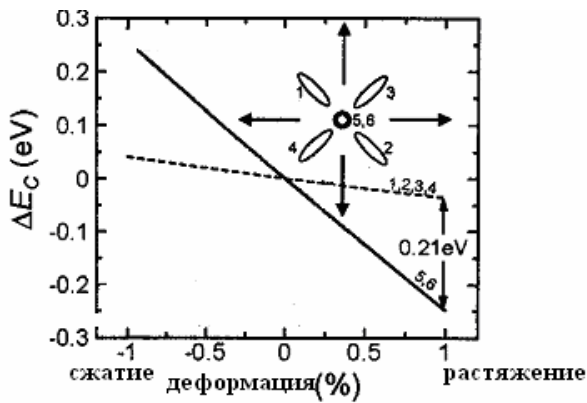


Рис.1. Сдвиг края зоны проводимости - ΔE_c от деформации при двухосном напряжении вдоль плоскости (100). Штриховая линия - долины 1-4, сплошная - 5-6.

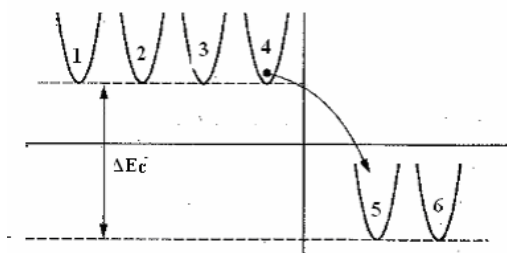


Рис.2. Смещение минимумов для зоны проводимости при нагрузке параллельно [100] и соответствующее направление перераспределения электронов.

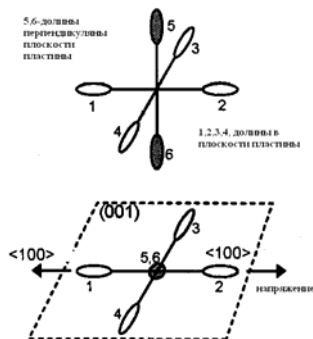


Рис.3 Перераспределение электронов при одноосной нагрузке.

Эллипсоиды постоянной энергии перпендикулярные плоскости (100) проецируются на неё в виде окружностей. (Рис.3) Электроны, находящиеся в этих долинах для движения вдоль поверхности обладают меньшей эффективной массой, чем средняя в образце до приложения напряжения.

В то же время подвижность носителей заряда $\mu \sim 1/m^*$, то, следовательно соотношение для подвижностей электронов обратное: $\mu_{\parallel} < \mu_{\perp}$.

Рассмотрев проекцию всех эллипсоидов на поверхность (100) легко увидеть, что теперь большинство электронов участвующих в проводимости движутся в направлении малой оси эллипсоидов долин перпендикулярных поверхности (100), содержащих подавляющее

количество электронов в системе. Следовательно, большинство электронов движущихся в канале транзистора будут обладать большей подвижностью, чем в приборе созданном на недеформированном кремнии.

Аналогичные рассуждения можно привести и для дырочного кремния.

В докладе будет изложены физические основы современных методов введения напряжения. Так как подвижность дырок увеличивается при введении напряжения сжатия, а подвижность электронов при растяжении, то и методы введения их различны. Первично для растяжения кремния применяли нанесение его на сплав GeSi, который обладает постоянной решётки больше кремния и, следовательно, при контакте с кремнием растягивает его (Рис.4). Эта технология получил название «метод растянутого кремния» (*Tensile silicon – TS*) или «напряжённого кремния» (*Strained Si – S Si*).

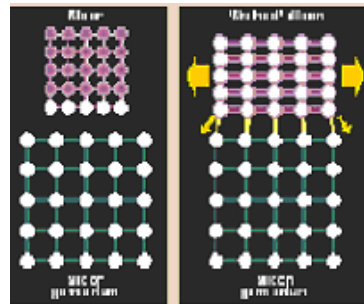


Рис.4. Изменение параметров кристаллической решётки при сращивании Si с SiGe/

Как для растяжения, так и для сжатия применяют нанесение покрытия плёнкой Si_3N_4 как n- так и p- канального транзистора в составе КМОП-структуры. (Рис.5)

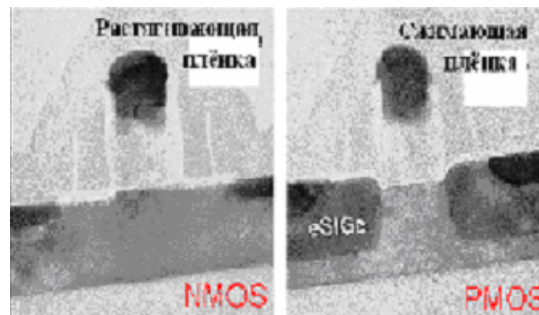


Рис.5 Введение напряжения нанесением плёнки нитрида кремния

Для n- МДПТ разработан процесс введения растягивающего напряжения в область канала и последующего его сохранения носит название «технология запоминания напряжённого состояния» (*Stress Memorization Technology – SMT*). Нанесение плёнки нитрида кремния на n- МДПТ на слой поликремния в связи с разностью коэффициентов термического расширения после охлаждения приводит к растягиванию кремния в области канала. Оказалось, что после удаления этой плёнки атомарная решетка кремния

локально сохраняют («запоминают») своё положение. Отсюда и название метода.

Расположение сплава Si-Ge в канавку, окружающую канал р-МДПТ (PMOS) приводит к сжатию области канала. Эту технологию можно назвать «внедрение соединения германий-кремний» - (*Embedded Silicon Germanium* - e-SiGe). (Рис.6)

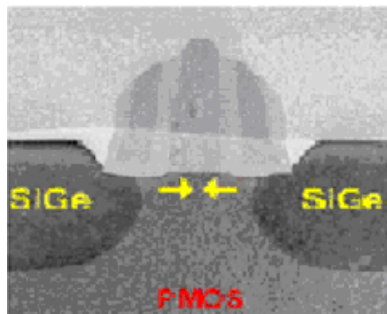


Рис.6 Сжатие канала введением сплава Ge-Si в области истока и стока Р-МДПТ

В случае применения технологии увеличения подвижности введением напряжения в КМОП-структурах, необходимо ввести, как растягивающее напряжение для n- МДПТ, так и сжимающее напряжение для р - МДПТ на одной подложке. Для этого применяется технология «двойного нанесения плёнки создающей напряжение» (*Dual Stress Liner* - DSL). В этом методе после использования операций по методам SMT e-SiGe, на КМОП-структуру наносят слой пленки нитрида кремния, который с помощью ионной имплантации из растягивающей превращается в сжимающую.

Участок этой сжимающей плёнки над n – МДПТ удаляется. Далее на всю схему наносится растягивающая плёнка нитрида кремния. Последней операцией является удаление растягивающей плёнки с р-МДПТ.

Необходимо также отметить, что в перечисленных технологиях наибольшее увеличение подвижности для р-МДПТ достигается на подложке с ориентацией (110), а для n – МДПТ наилучшая ориентация (100).

Для обеспечения этого условия при использовании КМОП-структур применяется технология создания подложек со смешанной ориентацией. Эта технология включает обычно метод прямого сращивания и локальную эпитаксию. Сначала сращивают пластины с (100) и (110) - ориентациями. Затем участок (110) пластины предназначенный для n-МДПТ ионной бомбардировкой аморфизируют до поверхности (100) - пластины. Последующий отжиг приводит к кристаллизации слоя, причём его ориентация определяется (100) пластиной, играющей роль «затравки» в происходящем процессе «твёрдотельной эпитаксии». (Рис.7)

Уменьшение ТН ниже 60 нм потребовало также более точного подбора величины и знака порогового напряжения, особенно для КМОП-структур.

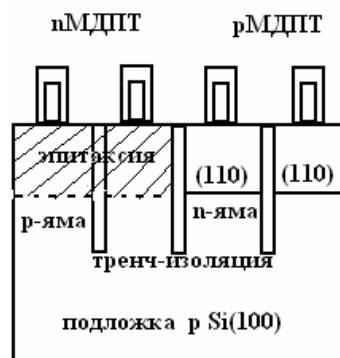


Рис.7. Схема КМОП-структуры сформированной на подложке с «гибридной ориентацией»

Наиболее действенным методом оказались способы изменения работы выхода металла затвора. Примером может служить сочетание силицида никеля и чистого никеля различной толщины в структуре затвора, или применение легирования материала затвора ионами различных элементов. Внедрённые молекулы образуют зарядовые диполи на границе раздела создающие от их ориентации положительный или отрицательный заряд различной величины.

В результате получают не только изменение величины, но и знака работы выхода «эффективного» затвора. (Рис.8)

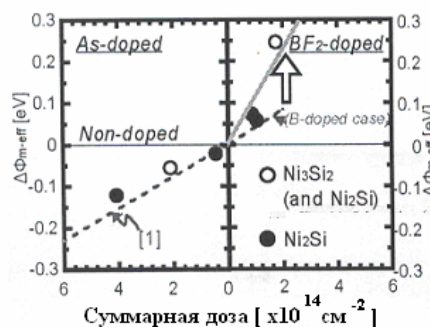


Рис.8. Изменение работы выхода затвора с применением ионного легирования.

Из изложенного материала видно, что в настоящее время усилия разработчиков сосредоточились не на **улучшении характеристик транзисторов**, построенных по обычному алгоритму, учитывая **уменьшение их размеров**, а на поиски **новых материалов подложки** (напряжённый кремний, сплав GeSi, Ge), затвора (многослойный металл, легирование), диэлектриков (большая и малая диэлектрическая проницаемость) и т.д.

В этом же направлении ведутся работы В ИФП по созданию каналов нанометровой толщины методом КНИ.

Интересным в развитии нанотехнологий являются также работы в ИФП СО РАН В.Я.Принца по формированию Si - МДП нанотрубок с использованием упругих свойств эпитаксиальных плёнок.

Кремниевые структуры с нанокластерами германия для применений в фотовольтаике

О.П.Пчеляков, А.И.Никифоров, Н.А. Паханов, А.И. Якимов

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

E-mail: pch@isp.nsc.ru

Перспективность применения нанотехнологии в фотовольтаике фотоэлектроники и появление нового класса полупроводников с промежуточной (или отщепленной) разрешенной зоной подтверждается уже многими публикациями последних лет [см. например 1-3]. Экспериментальное подтверждение возможности получения таких материалов продемонстрировано на примере полупроводниковых соединений A_3B_5 легированных азотом и A_2B_6 легированных кислородом в работах В. Валюкевича с соавторами [3]. Теоретически эффект был предсказан ранее А. Лукье с соавторами [2] и позже доказан ими экспериментально [4]. В этой работе показано, что эффективность преобразования излучения в электричество для таких материалов может достигать 57%. В более поздних исследованиях эта оценка была увеличена до 63%. Можно предположить, что новый материал образуется в результате самоформирования в приповерхностном объеме полупроводников, подвергнутых воздействию ионного облучения и термообработки, нанокластеров с отличной от матрицы шириной запрещенной зоны. Позже подобные представления были перенесены на систему элементарных полупроводников и для кремниевых слоев с нанокластерами германия было предсказано повышение эффективности преобразования света в электричество на 30% [5]. Реализация такого материала возможна только в случае формирования нанокластеров размерами менее 10 нм, разделенных еще меньшими расстояниями. В связи с этим представляется очень важным исследовать возможность синтеза материала с промежуточной зоной на основе плотного массива нанокластеров Ge предельно малых размеров в кремниевой матрице.

Для системы Ge/Si ранее нами были разработаны методы получения массивов квантовых точек Ge малого размера (<10 нм) [6], распределенных на Si с поверхностной плотностью до $(3-0) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и разбросом размеров не более 17%. Типичные условия формирования структур Ge/Si(100) включают процессы гомоэпитаксии при 800°C со скоростью 1-2 монослоя (МС) в секунду, гетероэпитаксии Ge при <300°C, 0.2 МС/с, и эпитаксии Si поверх островков Ge при <500°C. Низкая температура при осаждении Ge и Si обеспечили подавление взаимной диффузии и нанокластеры Ge практически не содержали Si. Увеличение

плотности островков Ge наблюдалось нами также в условиях роста на предварительно окисленной поверхности Si.

Не менее важной задачей является обеспечение предельно малых расстояний между нанокластерами германия для протекания эффектов туннельного переноса фотовозбужденных носителей заряда вдоль промежуточной разрешенной зоны. Эта проблема может быть решена путем получения вертикально упорядоченных сверхрешеток, состоящих из рядов нанокластеров находящихся в чередующихся слоях точно друг над другом. В этом случае расстоянием между кластерами в направлении транспорта носителей можно точно управлять толщиной промежуточного слоя кремния. Упорядочение нанокластеров в плоскости подложки может происходить благодаря влиянию сверхструктурной перестройки атомарно-чистой поверхности кремния [6]. Таким образом существует возможность получения трехмерных упорядоченных массивов нанокластеров германия в кремнии. Первым шагом на пути разработки воспроизводимой технологии получения таких структур является изучение воздействия упругих искажений кристаллической решетки тонкого слоя кремния разделяющего слои с кластерами германия на их самоформирование. С этой целью нами были проведены измерения *in situ* параметра поверхностной элементарной ячейки упруго деформированных слоев кремния в процессе зарастивания слоя германия с nanoостровками путем регистрации интенсивности картины дифракции быстрых электронов (ДБЭ) в процессе МЛЭ.

Полученные данные позволили определить глубину проникновения упругих напряжений в пленку кремния, выращиваемую на слое германия и определить максимальную толщину этой пленки, необходимую для вертикального упорядочения nanoостровков германия. Проведен синтез квантово-размерных структур, содержащих массив вертикально сопряженных самоорганизованных Ge островков для исследования их оптических и электронных свойств. Синтез проводился в установке МЛЭ «Катунь-С». В процессе роста дифракционная картина регистрировалась CCD-камерой, и изображение вводилось в персональный компьютер. Программное обеспечение позволяло наблюдать и регистрировать дифракционную картину со скоростью 10 кадров в секунду. Скорость роста Ge составляла 10

МС/мин, температура подложки - 500°C. Метод ДБЭ позволял *in situ* контролировать изменение параметра a_{\parallel} . Для этого регистрировалось изменение интенсивности дифракционной картины вдоль линии, пересекающей тужи и объемные рефлексы в процессе роста Ge и Si. Расстояние между ними пропорционально величине параметра поверхностной элементарной ячейки. Изменение параметра a_{\parallel} пленки Ge в процессе напыления показано ранее в работе [7].

Оценка степени релаксации пленки кремния, выращиваемой на слое германия, проводилась по аналогичной методике. Измерялось изменение параметра a_{\parallel} по картине RHEED как в процессе формирования германиевого слоя, так и последующего кремниевого. Причем слой германия мог иметь различное морфологическое состояние. Это достигалось остановкой напыления германия на различных стадиях роста. Измерения проводились при температуре подложки 500°C. На рис.1 показана зависимость

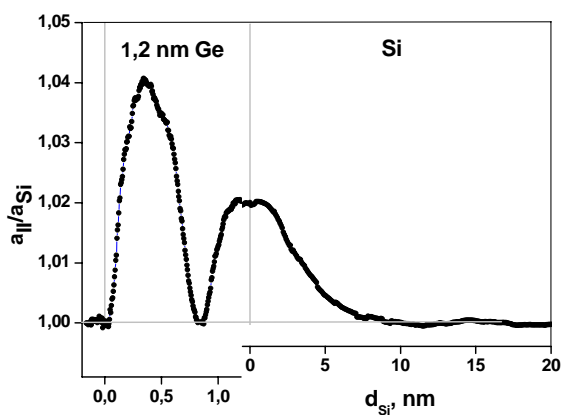


Рис. 1 Изменение относительного параметра элементарной ячейки поверхностного слоя кристалла в процессе роста 1.2 нм германия и 20 нм кремния.

изменения параметра a_{\parallel} относительного исходного (кремниевого) в процессе роста 1.2 нм германия и кремния. Вертикальная линия разделяет области роста Ge и Si. Параметр a_{\parallel} в процессе роста пленки кремния на слое германия постепенно стремится к величине, характерной для объемного материала и отражает процесс релаксации механических напряжений пленки. Степень релаксации упругих деформаций в пленке кремния, вызванных наличием захороненного слоя германия, зависит от толщины этого слоя. Полная релаксация напряжений в пленке кремния достигается на толщине, при которой параметр a_{\parallel} приближается к начальному значению на рис.1. На рис. 2 представлена зависимость толщины эпитаксиального слоя кремния требуемого для полной релаксации упругих напряжений в системе от толщины зарастиваемого слоя германия. Экспериментальные результаты (точки на рис.2.) достаточно хорошо

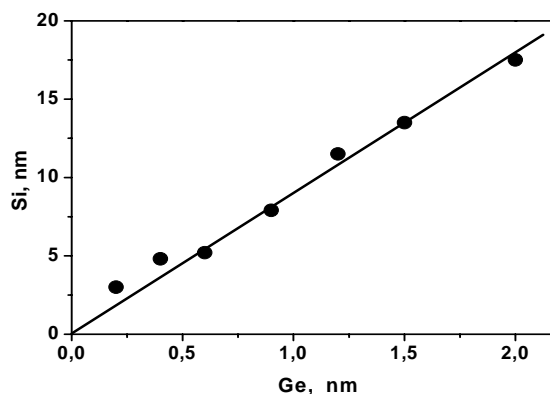


Рис. 2 Зависимость толщины эпитаксиального слоя кремния требуемого для полной экранировки упругих искажений в системе от толщины зарастиваемого слоя германия.

описываются линейной зависимостью, проходящей через начало координат.

Для подтверждения образования вертикального упорядочения Ge кластеров была выращена структура с различной толщиной слоя Si (3 and 5 нм) между слоями Ge. На рис.3 приведено электронно-микроскопическое изображение высокого разрешения этой эпитаксиальной структуры. Все слои выращивались при 500°C. Хорошо видно, что островки германия в последующем слое расположены над островками германия в предыдущем слое для толщин Si равном 3 нм, а при при толщине кремния порядка 5 нм это явление проявляется в меньшей степени. Этот результат достаточно хорошо согласуется с

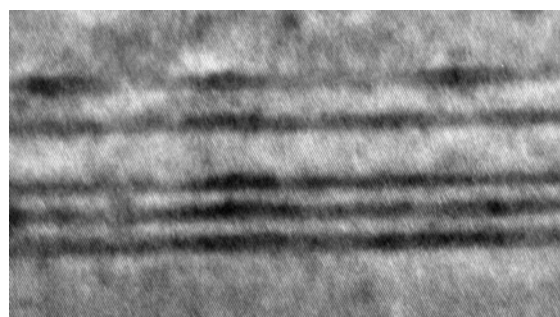


Рис. 3 Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза гетероструктуры со слоями кремния 3 и 5 нм между слоями с кластерами германия (0.9 нм).

зависимостью изображенной на рис. 3. Таким образом, неравномерные по поверхности растущей пленки Si упругие напряжения, обусловленные наличием островков германия, распространяются на глубину более толщины прослойки кремния, что ведет к организации роста квантовых точек друг над другом.

Присутствие только "hut"- кластеров на поверхности подтверждается анализом *ex situ* STM первого и шестого слоя германия в периодической структуре с толщиной прослойки кремния 3 нм. Вертикальное упорядочение

островков германия в многослойной структуре приводит к уменьшению их плотности с уменьшением разброса по их размерам и форме. На рис.4 представлена закономерность

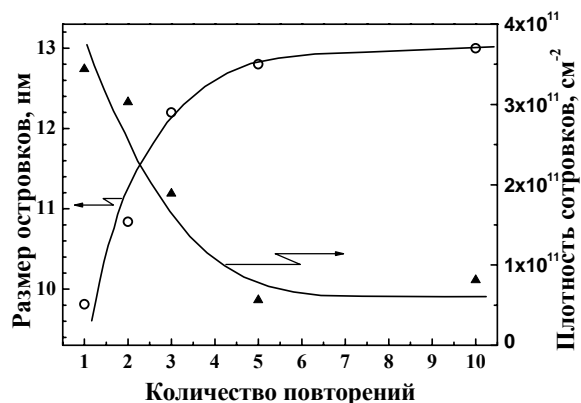


Рис.4. Изменение плотности и размеров “hut”-кластеров в зависимости от количества повторений в многослойной структуре с толщиной прослойки кремния 3 нм.

изменения плотности и размеров “hut”-кластеров в зависимости от количества повторений в многослойной структуре с толщиной прослойки кремния 3 нм. Существенное уменьшение плотности нанокластеров обусловлено конкуренцией мест предпочтительного зарождения островков в местах с различным градиентом напряжения на поверхности кремния, которое имеет большее значение над островками большего размера в нижележащем

слое германия. Распределение упругих напряжений по поверхности становится более равномерным вследствие сепарации мест роста островков при их вертикальном упорядочении. Основания большинства островков стремятся к квадратной форме по мере увеличения количества слоев. Это может быть объяснено подавлением анизотропии поверхностной диффузии напряжениями, вызванными наличием слоя германия.

Работа выполняется в ИФП СО РАН при поддержке Гранта Президента для ведущей научной школы НШ-6624.2006.2 (Госконтракт № 02.445.11.7418) и грантов РФФИ (гранты № 06-02-17412 и № 06-02-17275).

1. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Румянцев В.Д. ФТП, **38** (8),937 (2004)
2. Cuadra L., Martí A., and Luque A. Physica E, **14**, 162 (2002)
3. Yu K. M., Walukiewicz W. at al. Phys. Rev. Letters. **91**(24), 246403-1(2003)
4. Luque A., Martí A. at al. APL, **87**, 083505 (2005)
5. Kechiantz A. M., Sun K.W. at al. Int. Sci. Journal. for Alternative Energy and Ecology ISJAEE. **12**(32), 85 (2005)
6. Pchelyakov O.P., Nikiforov A.I., at al. Journal of Phys. and Chem. of Solids, Publisher ELSEVIER ISSN 0022-3697 (2005).
7. Никифоров А.И., Черепанов В.А., Пчеляков О.П. Изв. РАН. Серия физическая. **66**, 169 (2002).

Квантовый эффект Холла в двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием, находящемся в поле поверхностной сверхрешетки

В.Я.Демиховский, А.А.Перов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского

603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

e-mail: demi@phys.unn.ru

Известно, что динамика электронов в периодическом потенциальном поле, а также в постоянных магнитном и электрическом полях определяется топологией магнитных блоховских функций. В такой ситуации квазиклассические уравнения движения и закон магнитного квантования содержат дополнительные слагаемые, выражающиеся через так называемую кривизну Берри [1]. В присутствии спин-орбитального (СО) взаимодействия, когда форма электронных орбит определяется также прецессией спина, возникают новые особенности динамики заряженных частиц.

В настоящей работе рассчитан холловский кондактанс двумерной электронной системы со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в присутствии внешнего периодического потенциала поверхностной сверхрешетки и перпендикулярного магнитного поля (см. также [2]). Данная проблема представляется нам актуальной и в связи с тем, что в последние годы проводилось активное изучение квантовых состояний и транспорта в двумерном электронном газе, находящемся во внешнем периодическом потенциале и постоянном магнитном поле. Так в работе [3] были получены первые экспериментальные результаты, касающиеся структуры магнитных блоховских состояний по данным магнитотранспортных измерений в таких системах. Однако при анализе экспериментальных данных обычно использовались теоретические модели, в которых не принималось во внимание СО взаимодействие электронов.

Наши расчеты были проведены для электронного газа с параметрами, типичными как для системы со слабым СО взаимодействием ($AlGaAs/GaAs$), так и относительно сильным ($GaAs/InGaAs$) взаимодействием Рашбы.

На основе анализа симметрии квантовых состояний нами ранее были проведены расчеты зависимости положения магнитных подзон от величины магнитного поля (рис.1а, 1б), а также законов дисперсии в магнитных подзонах (см. рис.2а, 2б, соответственно), число которых удваивается за счет спин-орбитального взаимодействия по

сравнению с классической задачей Харпера-Ховштадтера [4]. Расчеты проводились для электронного газа со слабым и сильным СО взаимодействием.

Гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в виде суммы двух слагаемых $\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x, y)$, где в слагаемом

$$\hat{H}_0 = \frac{(\hat{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A})^2}{2m^*} + \frac{\alpha}{\hbar} (\hat{\sigma}_x (\hat{p}_y - e/c A_y) - \hat{\sigma}_y (\hat{p}_x - e/c A_x)) - g\mu_B H \hat{\sigma}_z$$

учтено спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, а $V(x, y) = V(x+a, y+a)$ -

периодический потенциал. Здесь a - период, $\hat{p}_{x,y}$ - компоненты оператора импульса,

$\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$ - векторный потенциал, m^* -

эффективная масса, $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ - матрицы Паули, α -

параметр Рашбы, g - фактор Ландэ,

μ_B - магнетон Бора. Ниже периодический

электростатический потенциал сверхрешетки моделируется функцией

$$V(x) = V_0 (\cos[2\pi x/a] + \cos[2\pi y/a]).$$

Собственную функцию гамильтониана \hat{H} ,

удовлетворяющую условию периодичности Блоха-Пайерлса

$$\Psi_{\mathbf{k}}(x+qa, y+a) = \Psi_{\mathbf{k}}(x, y) \exp(ik_x qa) \exp(ik_y a) \exp(2\pi i p y/a),$$

будем искать в виде:

$$\Psi_{\mathbf{k}}(x, y) = \begin{pmatrix} \Psi_{1\mathbf{k}}(x, y) \\ \Psi_{2\mathbf{k}}(x, y) \end{pmatrix} = \sum_{n=1}^p \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \exp(ik_x [lqa + nqa/p]) \times \exp(2\pi i y [lp + n]/a) \{ A_{0n}(\mathbf{k}) \cdot \psi_{0n\mathbf{k}}^+(x, y) + \sum_{S=1}^{\infty} (A_{Sn}(\mathbf{k}) \cdot \psi_{Sn\mathbf{k}}^+(x, y) + B_{Sn}(\mathbf{k}) \cdot \psi_{Sn\mathbf{k}}^-(x, y)) \}, \quad (1)$$

где спиноры $\psi_{0n\mathbf{k}}^+ = \exp(ik_y y) \begin{pmatrix} 0 \\ \phi_0[\xi_{l,n}] \end{pmatrix}$,

$$\psi_{Sn\mathbf{k}}^+ = \frac{\exp(ik_y y)}{\sqrt{1+D_S^2}} \begin{pmatrix} D_S \phi_{S-1}[\xi_{l,n}] \\ \phi_S[\xi_{l,n}] \end{pmatrix} \quad \text{и}$$

$$\psi_{Sn\mathbf{k}}^- = \frac{\exp(ik_y y)}{\sqrt{1+D_S^2}} \begin{pmatrix} \phi_{S-1}[\xi_{l,n}] \\ -D_S \phi_S[\xi_{l,n}] \end{pmatrix} \quad \text{- собственные}$$

функции гамильтониана \hat{H}_0 , определенные в

$$[5], \quad D_S = \sqrt{2S} \alpha / \ell_H \sqrt{E_0^+ + \sqrt{(E_0^+)^2 + 2S \frac{\alpha^2}{\ell_H^2}}},$$

$S = 1, 2, 3, \dots$, $\phi_S(\xi)$ - осцилляторная функция,

ℓ_H – магнитная длина, $E_0^+ = \hbar\omega_c/2 + g\mu_B H$, $p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$ есть число квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки, p и q – взаимно простые числа. Коэффициенты $A_{S_n}(\mathbf{k})$ и $B_{S_n}(\mathbf{k})$ удовлетворяют системе обобщенных уравнений типа Харпера. При условии, когда спин-орбитальное расщепление уровней Ландау удовлетворяет неравенствам $\Delta E_{SO} \propto V_0 \leq \hbar\omega_c$, система уравнений распадается на группы из $2p$ уравнений, отвечающих уровню Ландау, расщепленному СО-взаимодействием.

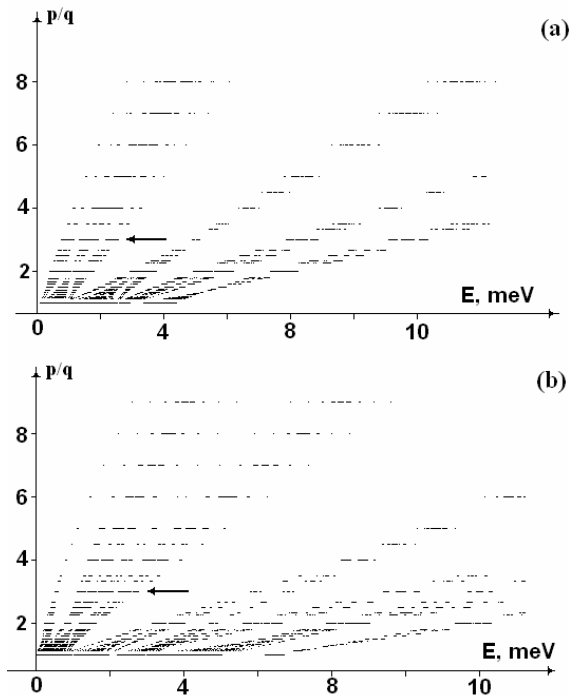


Рис.1. Зависимость положения магнитных подзон от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку p/q : (а) – для структуры $AlGaAs/GaAs$ ($m^* = 0.067 m_0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-12} eV \cdot m$, $g = -0.44$, $a = 80 nm$, $V_0 = 1 meV$); (б) – для структуры $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$ ($m^* = 0.05 m_0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11} eV \cdot m$, $g = -4.0$, $a = 80 nm$, $V_0 = 1 meV$). Стрелками отмечены магнитные подзоны, в которых рассчитаны законы дисперсии.

Можно видеть (см. рис.1а,б), что при выбранных расчетных параметрах структур, когда вырождение по спину снято, каждый уровень Ландау расщепляется периодическим потенциалом сверхрешетки на $2p$ магнитных подзон, группирующихся вблизи невозмущенных уровней. Таким образом, при $p/q \geq 3$ магнитные подзоны в спектре

оказываются достаточно хорошо разрешенными.

Проведенные нами расчеты законов дисперсии $E_\mu(\mathbf{k})$ ($\mu = 1, \dots, 2p$) в магнитных подзонах при фиксированных значениях числа квантов потока через элементарную ячейку решетки p/q показали, что зависимость энергии электрона от его квазиимпульса, определенного в магнитной зоне Бриллюэна, обладает симметрией точечной группы C_{4v} (см. рис.2а,б).

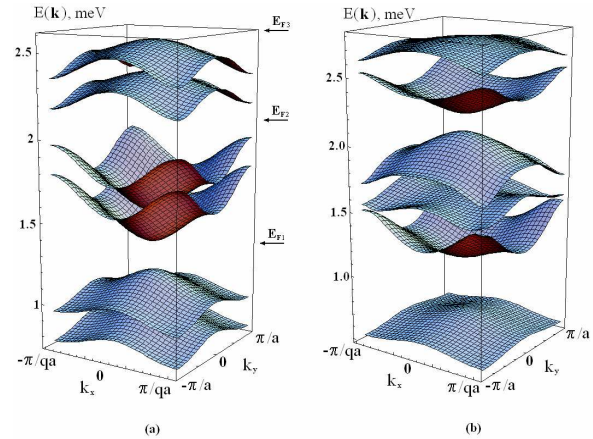


Рис.2. Законы дисперсии $E_\mu(\mathbf{k})$ ($\mu = 1, \dots, 6$) в магнитных подзонах при $p/q = 3/1$: (а) – три пары перекрытых магнитных подзон для системы $AlGaAs/GaAs$ ($m^* = 0.067 m_0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-12} eV \cdot m$, $g = -0.44$, $a = 80 nm$, $V_0 = 1 meV$); (б) – шесть разделенных энергетическими щелями магнитных подзон для системы $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$ ($m^* = 0.05 m_0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11} eV \cdot m$, $g = -4.0$, $a = 80 nm$, $V_0 = 1 meV$).

Квантовый холловский кондактанс был рассчитан нами при рациональном значении магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки $p/q = 3/1$. С помощью формулы Кубо кондактанс σ_{xy}^μ полностью заполненной μ -ой подзоны определялся как интеграл по магнитной зоне Бриллюэна (МЗБ) от кривизны Берри $\Omega_\mu(\mathbf{k})$ – топологической характеристики магнитных блоховских состояний [6]:

$$\sigma_{xy}^\mu = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \iint_{\mathbf{k} \in \text{МЗБ}} \Omega_\mu(\mathbf{k}) d^2\mathbf{k}, \quad (2)$$

где

$$\Omega_\mu(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi^2} \left(-\hat{\ell}_H^z + i \sum_{\nu \neq \mu} \left[\frac{\left(\sum_{m'} d_m^{\mu\nu}(\mathbf{k}) d_m^{\nu\mu}(\mathbf{k}) \frac{\partial H_{mm'}}{\partial k_x} \right) \left(\sum_{r'} d_r^{\nu\mu}(\mathbf{k}) d_r^{\mu\nu}(\mathbf{k}) \frac{\partial H_{rr'}}{\partial k_y} \right)}{(E_\mu(\mathbf{k}) - E_\nu(\mathbf{k}))^2} - c.c. \right] \right) \quad (3)$$

Здесь матричные элементы гамильтониана $H_{mm'}$ определены в нашей предыдущей работе [4]. Коэффициенты $d_m^\mu(\mathbf{k})$ есть собственные векторы гамильтоновской матрицы $H_{mm'}$, определенные через коэффициенты $A_{S_n}(\mathbf{k})$ и $B_{S_n}(\mathbf{k})$ разложения волновой функции электрона по спинорному базису (1). Рассчитанные функции $\Omega_\mu(\mathbf{k})$ ($\mu=1,\dots,6$) для структур $AlGaAs/GaAs$ и $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$ представлены (в относительных единицах) на рис.3а и 3б соответственно. Исходя из анализа выражения (3) и расчетных данных, представленных на рис.2а,б, можно видеть, что функции $\Omega_\mu(\mathbf{k})$ имеют максимумы в тех точках МЗБ, где щели, разделяющие соседние к μ -ой магнитные подзоны, достаточно узкие.

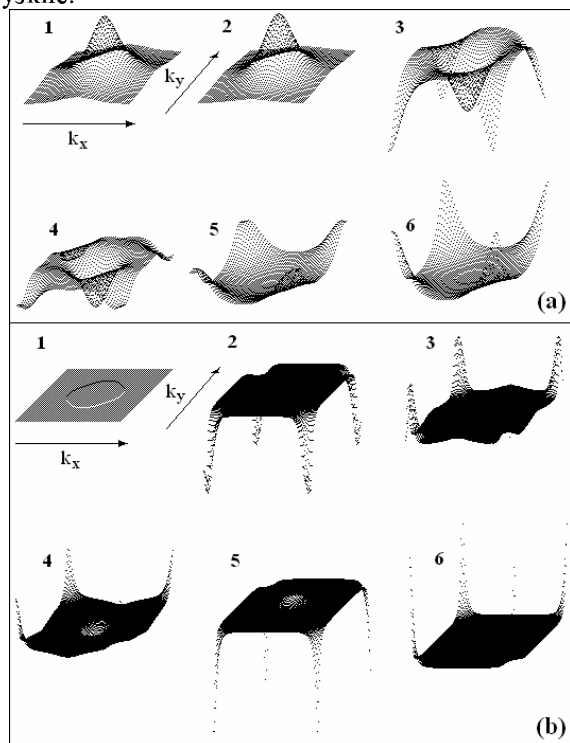


Рис.3. Кривизна Берри $\Omega_\mu(\mathbf{k})$ (отн. ед.) магнитных подзон при $p/q=3/1$: (а) - для системы $AlGaAs/GaAs$; (б) - для системы $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$. Номера магнитных подзон указаны вблизи каждой из поверхностей.

Было обнаружено, что при изменении параметров системы, таких как амплитуда периодического потенциала, константа СО взаимодействия и электронный g -фактор, в момент, когда происходит касание соседних магнитных подзон, меняются их топологические инварианты (первые числа Черна), определяющие закон квантования холловского кондактанса.

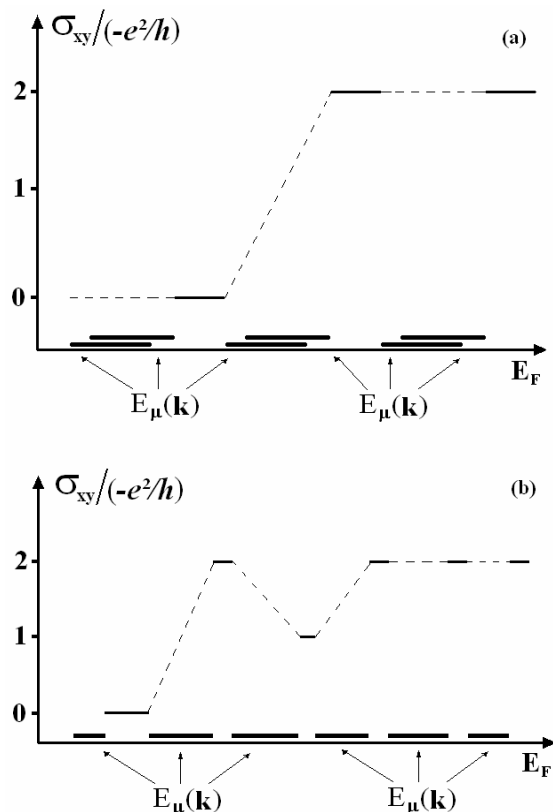


Рис.4. Законы квантования холловского кондактанса в полностью заполненных магнитных подзонах при $p/q=3/1$: (а) - для системы $AlGaAs/GaAs$; (б) - для системы $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$. Расчетные параметры здесь те же, что и на рис.1.

Распределения холловского кондактанса в магнитных подзонах для систем $AlGaAs/GaAs$ и $GaAs/InGaAs$ показаны на рис.4а и 4б соответственно при трех квантах магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки. Расчетные параметры структур здесь те же, что и на рис.1. В системах со слабым СО взаимодействием (рис.1а, 2а), когда энергия СО и зеемановского расщепления меньше расщепления уровня Ландау в периодическом потенциале, квант холловского тока несет центральная магнитная подзона каждой группы из трех подзон. Данный результат не отличается от предсказанного Таулессом с сотрудниками [6] закона квантования холловского кондактанса для бесспиновых частиц в модели слабого периодического потенциала. В случае, когда СО и зеемановское расщепление сравнимо с расщеплением уровня Ландау периодическим полем сверхрешетки (рис.1б, 2б), распределение холловского кондактанса по шести подзонам в единицах $-e^2/h$ подчиняется закону: 0, 2, -1, 1, 0, 0, и холловский ток несут, соответственно, вторая, третья и четвертая магнитные подзоны. Кроме того, нами было установлено, что даже в системах с относительно слабым СО взаимодействием при уменьшении периода сверхрешетки

реализуются новые законы квантования холловского кондактанса магнитных подзон, существенно отличающиеся от законов квантования, соответствующих бесспиновым частицам. Так при $a = 56 \text{ nm}$ происходит касание второй и третьей магнитных подзон в структуре $AlGaAs/GaAs$. Одновременно изменяются первые числа Черна данных подзон, определяющие их холловский кондактанс, и при дальнейшем уменьшении периода сверхрешетки ($a = 50 \text{ nm}$) реализуется следующая последовательность холловских кондактансов (в единицах $-e^2/h$) шести магнитных подзон: 0, 2, -1, 1, 0, 0. Таким образом, в системах, характеризующихся слабыми СО и зеемановским взаимодействиями, при определенных параметрах сверхрешетки распределение холловского кондактанса по магнитным подзонам может существенно отличаться от распределения, характерного для бесспиновых заряженных частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы 2006-2008 г.г.» (РНП.2.1.1.2363), РФФИ (06-02-17189) и гранта Президента Российской Федерации (МК-5165.2006.2).

-
- [1] M.-C.Chang, Q.Niu, Phys. Rev. Lett., **75**, 1348 (1995).
[2] V.Ya.Demikhovskii, A.A.Perov, arXiv.org/cond-mat/0701316.
[3] C.Albrecht, J.H.Smet and K.von Klitzing et al., Phys. Rev. Lett., **86**, 147 (2001).
[4] V.Ya.Demikhovskii and A.A.Perov, Europhys. Lett., **76** (3), 477 (2006).
[5] X.F.Wang, P.Vasilopoulos, Phys. Rev. B, **67**, 085313 (2003).
[6] D.J.Thouless, M.Kohmoto, M.P.Nightingale et al, Phys. Rev. Lett., **49**, 405 (1982).

Магнитофотоника: прошлое, настоящее и будущее

А.Б. Грановский¹, Е. А. Ганьшина¹, Н.С. Перов¹, А.Ф. Орлов²,
А.П. Виноградов³

¹ Московский Государственный университет им.М.В.Ломоносова, Москва, Россия

² Государственный институт редких металлов Гиредмет, Москва, Россия

³ Институт Теоретических и Прикладных Проблем Электродинамики РАН, Россия

e-mail: granov@magn.ru

Развитие оптических методов передачи и обработки информации для оптоволоконных линий связи, оптических компьютеров, голографии требует разработки новых методов управления распространением света. Наиболее перспективным является создание управляемых магнитным полем оптических устройств, так как этот метод позволяет добиться быстродействия лучше 10^{-9} сек. В той же мере высказанное справедливо и для СВЧ устройств, таких как фильтры, дефлекторы, модуляторы и ответвители. Управление распространением электромагнитного излучения магнитным полем, а также обратная задача - управление оптическим излучением намагниченностью, наряду с традиционными задачами линейной и нелинейной магнитооптики, являются основными направлениями **магнитофотоники**. Основной трудностью решения указанных задач является то, что магнитооптические эффекты малы. Поэтому весьма важным является поиск новых магнитооптических эффектов и новых искусственно созданных магнитооптических материалов, перспективных для магнитофотоники. В докладе обсуждаются результаты исследования магнитооптических свойств нанокompозитов, мультислоев, разбавленных магнитных полупроводников, магнитофотонных кристаллов, магниторефрактивного эффекта в наноструктурах и манганитах.

1. Магнитооптические спектры нанокompозитов и мультислоев.

Экспериментальные исследования магнитооптических спектров целого ряда нанокompозитов ферромагнитный металл-диэлектрик [1,2] и гибридных мультислоев [3,4], представляющих собой кластерно-слоистые системы, показало, что магнитооптический сигнал в некоторых случаях может быть усилен в десятки раз, по сравнению с магнитооптическим сигналом соответствующего однородного ферромагнетика эквивалентной толщины. Этот

эффект усиления наблюдается только при определенных частотах и для определенного концентрационного состава, и в основном связан с так называемым оптическим усилением магнитооптики, когда любой резонанс в оптике сильно влияет на магнитооптику. В рамках теории эффективного поля удается на качественном уровне объяснить обнаруженные закономерности для магнитооптических спектров нанокompозитов [1,2]. Для гибридных мультислоев, и когда ферромагнитные слои мультислоев являются сплошными, но тонкими, простые соотношения теории эффективного поля или формулы Френеля, не дают удовлетворительного описания. Определенные надежды в решении этого вопроса связаны с развитием метода слоистого ККР, в котором учтено точное решение рассеяния электромагнитной волны на намагниченном кластере.

Другой пример магнитнеоднородной системы с усиленной магнитооптикой представляет собой нанокompозит GaAs-MnAs с весьма малой (3%) объемной долей нанокластеров ферромагнитного MnAs [5]. В этой системе не было замечено каких либо сильных изменений оптических свойств при образовании нанокластеров MnAs, тогда как магнитооптический сигнал возрастал в 30 раз. То есть в этой системе наблюдается "истинное" магнитооптическое усиление, природа которого, по-видимому, связана со спин-зависящим изменением электронной структуры кластеров [5].

2. Магниторефрактивный эффект в нанокompозитах и манганитах

Магниторефрактивный эффект (МРЭ) является высокочастотным аналогом гигантского магнитосопротивления и состоит в изменении диэлектрической проницаемости ε

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_r(\omega) - i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega}$$

($\epsilon_r(\omega)$) – диэлектрическая проницаемость, учитывающая вклад токов смещения, $\sigma(\omega)$ – проводимость на частоте ω), следовательно, и коэффициентов отражения R , пропускания T и поглощения A электромагнитного излучения образцов со значительным магнитосопротивлением (МС), при их намагничивании (см. [6-8] и ссылки в этих работах). Название МРЭ указывает на изменение индексов рефракции n и k в магнитном поле H , и поэтому первоначально МРЭ рассматривался только для оптического диапазона длин волн, но затем этот термин стал использоваться и для широкого диапазона частот (см., например, [9,10]).

Следует отметить, что явления магнитоотражения и магнитопропускания для немагнитных полупроводников, которые иногда называют магнитоплазменными эффектами (см. обзор [11]), известны более 50 лет. Они также связаны с изменением высокочастотного сопротивления в магнитном поле, но в силу малости МС немагнитных полупроводников даже при сильном магнитном поле и низких температурах, магнитоплазменные эффекты относительно малы и проявляются в узком диапазоне частот [11].

Традиционные нечетные и четные по намагниченности магнитооптические эффекты связаны с влиянием спин-орбитального взаимодействия на внутризонные (в ИК области спектра) или межзонные (в видимой области спектра) оптические переходы. МРЭ не связан со спин-орбитальным взаимодействием, обусловлен спин-зависимым рассеянием или туннелированием, поэтому МРЭ в системах, обладающих гигантским МС, значительно больше традиционных магнитооптических эффектов, например таких как экваториальный эффект Керра.

За прошедшее после обнаружения МРЭ десятилетие выполнено большое число экспериментальных и теоретических исследований МРЭ в мультислоях и гранулированных пленках с гигантским МС, нанокompозитах с туннельным МС, манганитах с колоссальным МС (см. [8]).

Эффект уверенно наблюдается в ближней ИК области спектра и на отражении в мультислоях и спин-вентильных структурах NiFe/Cu и Fe/Cr составляет порядка 0.1-0.5% (см. [12, 13]), а в мультислоях Co/Cu, обладающих МС 65%, МРЭ достигает 5.4% при комнатной температуре [14]. Теория МРЭ в гранулированных сплавах металл-металл была построена в работе [15] и впоследствии развита в работах [16,17]. Эта теория базируется на модели Друде-Лоренца для частотной зависимости проводимости и теории спин-зависящего рассеяния для гигантского МС гранулированных сплавов. МРЭ был экспериментально измерен

для гранулированных сплавов Co-Ag [16,17] и в достаточно сильных магнитных полях не превысил 1%. Детальный анализ зависимости МРЭ от микроскопических параметров гранулированных сплавов дан в работе [17].

Значительный МРЭ на отражении, величиной до 1.5%, был найден в нанокompозитах, то есть гранулированных пленках металл-диэлектрик, Co-Al-O, CoFe-MgF, (CoFeZr)-SiO_n, Fe-SiO₂ ([6-8], CoFe-Al₂O₃ [19]). Эффект наблюдается только для составов вблизи порога перколяции, характеризующихся значительным туннельным МС. Теория МРЭ в магнитных нанокompозитах [1,2,19] основана на механизме спин-зависящего туннелирования на оптических частотах. Туннельный контакт между однодоменными гранулами описывается моделью параллельно включенных конденсатора и туннельного сопротивления, при этом считается, что емкость конденсатора не зависит от относительной ориентации магнитных моментов гранул. Также предполагается, что один и тот же туннельный контакт ответственен как за статическое, так и высокочастотное МС, а туннельное МС вплоть до ближнего ИК диапазона спектра не зависит от частоты света. В рамках этой простой модели получено не только качественное [1,2], но и количественное согласие с экспериментом [19]. Для этой же модели рассчитаны угловые и поляризационные зависимости МРЭ на отражении и пропускании [20].

Эффект магнитопропускания в манганитах с колоссальным МС обнаружен впервые в 1997 г. на монокристалле La_{0.9}Sr_{0.1}MnO₃ при низких температурах [21], а затем детально изучен для целого ряда манганитов (см. [22-25] и ссылки в этих работах). Важным результатом оказалось возможность достижения для пленок состава La_{0.67}Sr_{0.33}MnO₃ при комнатной температуре в поле 8 кЭ магнитопропускания до 6% [22], а для состава La_{0.8}Ag_{0.1}MnO_{3-d} до 15% [24], что является рекордными значениями для комнатных температур. Большой по величине эффект магнитопропускания ~ 30% наблюдался для монокристалла LaSrMnO вблизи T_c при 140 К при концентрации стронция ниже концентрационного порога перколяции [21]. Магнитоотражение в пленках манганитов исследовано в работе [26]. В работе [27] показано, что эффекты магнитоотражения и магнитопропускания в манганитах можно рассматривать как проявления МРЭ. Простая теория, основанная на том же подходе, что и теория МРЭ нанокompозитов, позволяет на качественном уровне объяснить ряд экспериментальных данных, хотя надо сказать, что развитие последовательной теории МРЭ в манганитах находится только на начальной стадии [8, 27].

3. Усиление магнитооптических и магнитофотонных эффектов в магнитофотонных кристаллах

Магнитофотонные кристаллы являются перспективными элементами магнитофотоники. Магнитофотонные кристаллы представляют собой одно-, двух-, или трехмерные периодические структуры, период которых соизмерим с длиной волны излучения и одна (или обе) из компонент которых является магнитной [28]. В самом простейшем случае одномерный магнитофотонный кристалл это структура типа микрорезонатора Фабри-Перро, в котором магнитный слой играет роль дефекта в фотонном кристалле. В силу многократной интерференции света и локализации света в окрестности дефекта удается значительно усилить магнитооптические эффекты для таких магнитных микрорезонаторов (см. [28-31]), при этом усиление эффекта Фарадея достигает двух порядков величины, что и позволило создать на базе таких элементов пространственные модуляторы света с рекордным быстродействием [28].

Магнитооптически активный дефект, приводящий к значительному усилению магнитооптического отклика, можно создать и другими способами, например, в гетероструктурах фотонных кристаллов за счет Таммовских состояний [32].

Использование одномерных магнитофотонных кристаллов с встроенными дефектами из материала, обладающего МРЭ, будь то пленка магнитного нанокompозита или пленка манганита, также позволяет значительно усилить магнитоотражение структуры [33,34]. Так, выполненные расчеты показали, что магнитоотражение магнитного микрорезонатора может достигать более 60%, что на два порядка больше, чем для однослойной структуры и на 4 порядка больше экваториального эффекта Керра [8, 27].

В магнитофотонных кристаллах можно также наблюдать эффект магнитной суперпризмы, то есть значительное отклонение луча от первоначального распространения при приложении магнитного поля [35].

4. Разбавленные магнитные полупроводники и магнитные оксидные полупроводники

Значительные успехи в области разработки разбавленных магнитных полупроводников и магнитных оксидных полупроводников с высокими температурами Кюри [36-41], делают перспективным использование этих новых материалов не только для спинтроники, но и для магнитофотоники. При этом в отличие от спинтроники, где необходимым является сочетание высокой степени спиновой поляризации носителей тока и

полупроводниковых свойств, в магнитофотонике нет столь строгих ограничений. Более того, слабая намагниченность или даже наличие магнитных кластеров или неоднородностей, не являются принципиальными ограничениями для использования соответствующего материала в магнитофотонике. Такие материалы потенциально могут сочетать 1. значительную магнитооптическую активность; 2. относительную прозрачность в ограниченном интервале спектра; 3. большое магнитосопротивление; 4. возможность управления оптическими и магнитными свойствами электрическим полем; 5. технологичность. К наиболее интересным из таких материалов прежде всего следует отнести Si:Mn, TiO₂:Co, ZnO:Mn. Очевидна перспективность создания на основе этих новых полупроводниковых материалов и магнитофотонных кристаллов, причем используя различные типы возбуждений в полупроводниках типа экситонов, плазмонов, поляронов и т.д. В докладе представлены результаты измерений магнитооптических свойств указанных материалов и обсуждаются дальнейшие пути развития.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 02-06-16604, 05-02-19886-ЯФ, 06-02-91201-ЯФ)

- [1] E.Gan'shina, M. Vashuk A. Vinogradov, A. Granovsky, et al., JETP, **98**, 1027 (2004).
- [2] E.Gan'shina, K.Aimuta, A.Granovsky, et al., J. Appl. Phys., **95**, 6882 (2004).
- [3] E.Ganshina, A.Granovsky, B.Dieny, et al., Phys. Solid State, **42**, 1911 (2000).
- [4] М.В.Вашук, А.С.Батырев, Е.А. Ганьшина, и др., Известия Академии Наук, серия физическая, **70**, 945 (2006).
- [5] H. Akinaga, M. Mizuguchi, T. Manado, E. Ganshina, A. Granovsky, et al., JMMM, **242-245**, 470 (2002).
- [6] A.Granovsky, M. Inoue, JMMM, **272**, E1601 (2004).
- [7] А. Грановский, В. Гушин, И. Быков, и др. ЖЭТФ, **123**, 1256 (2003)
- [8] А.Б. Грановский, Е.А.Ганьшина, А.Н. Юрасов, и др., Радиотехника и Электроника, (2007).
- [9] А. В. Rinkevich, L. N. Romashev, V. V. Ustinov, ЖЭТФ, **117**, 960 (2000).
- [10] A.N. Yurasov, A.B. Granovsky, S. Tarapov, et al., JMMM, **300**, E52 (2006).
- [11] Е. Пейлик, Дж. Райт. Магнетоплазменные эффекты, в кн. Оптические свойства полупроводников, Москва, Мир, 1970. с. 401.
- [12] J.C. Jacquet, T. Valet, MRS Symposium Proceeding, **384**, 477 (1995).
- [13] S.Uran, M. Grimsditch, E.Fullerton, S.D. Bader, Phys.Rev.B, **57**, 2705 (1998).

- [14] M. Vopsaroiu, D. Bosec, J.A.D. Matthew, et al., Phys. Rev. B, **70**, 214423 (2004).
- [15] А. Грановский, М.В. Кузьмичев, J.P. Clerc, ЖЭТФ, **116**, 1762 (1999).
- [16] V.G. Kravets, D. Bosec, J.A.D. Matthew, et al., Phys. Rev. B, **65**, 054415 (2002).
- [17] R. T. Mennicke, D. Bosec, V.G. Kravets, et al., ЖМММ, **92**, 303 (2006).
- [18] D. Bosec, V.G. Kravets, J.A.D. Matthew, et al., J. Appl. Phys., **91**, 8795 (2002).
- [19] И.В.Быков, Е.А.Ганьшина, А.Б.Грановский и др., ФТТ, **47**, 268 (2005).
- [20] А.Б. Грановский, М. Инуе, Ж.П. Клерк, А.Н. Юрасов, ФТТ, **46**, 484 (2004).
- [21] N. Loshkareva, Yu. P. Sukhorukov, B. A. Gizhevskii, et al., Phys. Stat. Sol. (a), **164**, 863 (1997).
- [22] Yu.P. Sukhorukov, A.P. Nosov, N.N. Loshkareva, et al., J. Appl. Phys., **97**, 103710 (2005).
- [23] O.V. Melnikov, Yu.P. Sukhorukov, A.V. Telegin, et al., J.Phys.: Condens. Matt., **18**, 3753 (2006).
- [24] Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин, Е.А. Ганьшина, и др., Письма в Журнал Технической Физики, **31**, 78 (2005).
- [25] Yu.P. Sukhorukov, E.A. Gan'shina, B.I. Belevtsev, et al., J. Appl. Phys., **91**, 4403 (2002).
- [26] R. F.C. Marques, P.R. Abernethy, J.A.D. Matthew, et al., ЖМММ, **272-276**, 1740 (2004).
- [27] А.Н. Юрасов, Ю.В. Борискина, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, Ю.П. Сухоруков, ФТТ, (2007).
- [28] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. A. Aktsipetrov, T. V. Murzina, A.A. Fedyanin, and A. B. Granovsky, J. Phys. D: Appl. Phys., **39**, R151 (2006).
- [29] А.П. Виноградов, С.Г. Ерохин, А. Грановский, М. Инуе, Радиотехника и Электроника **49**, 96 (2004).
- [30] А.П. Виноградов, С.Г. Ерохин, А. Грановский, М. Инуе, Радиотехника и Электроника, **49**, 726 (2004).
- [31] С. Г. Ерохин, А. П. Виноградов, А. Б. Грановский, М. Инуе, ФТТ, (2007).
- [32] A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, C. G. Erokhin, M. Inoue, A. A. Lisyansky, A. M. Merzlikin and A. B. Granovsky, Phys. Rev. B, **74**, 045128 (2006).
- [33] Ю. В. Борискина, С.Г. Ерохин, А.Б. Грановский, А. П. Виноградов, М. Инуе, ФТТ **48**, 684 (2006).
- [34] Ju. V. Boriskina, S.G. Erokhin, A. P. Vinogradov, M. Inoue, A. B. Granovsky, ЖМММ, **300**, e251-e252 (2006).
- [35] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Granovsky, Phys. Rev. E, **72**, 046603 (2005).
- [36] I. Zutic, J. Fabian, S.Das Sarma, Rev. Mod. Phys., **76**, 323 (2004).
- [37] T. Jungwirth, J.Sinova, J.Masek, et. al., Rev. Mod. Phys., **78**, 809 (2006).
- [38] R.Janish, P.Gopal, N.A. Spaldin, J. Phys.: Condens. Matter, **17**, R657 (2005).
- [39] Y. Matsumoto, M.Murakami, T.Shono, et. al., Science, **291**, 854 (2001).
- [40] F.M. Zhang, X.C. Liu, J. Gao, et. al., Appl. Phys. Lett., **85**, 786 (2004).
- [41] P.R. Bandaru, J.Park, J.S. Lee et. al., Appl.Phys.Lett., **89**, 112502 (2006).

Мультиферроики и спинтроника

А. К. Звездин¹ А. П. Пятаков^{1,2}

¹ Институт общей физики РАН им. А. М. Прохорова, 119991, Москва, ул. Вавилова 38

² МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, 119992, Москва, Ленинские горы
e-mail: Zvezdin@gmail.com

В последние три года наблюдается всплеск интереса к мультиферроикам, веществам в которых сосуществуют магнитное и электрическое упорядочения [1-3]. С одной стороны, создание на единой материальной платформе устройств, преобразующих информацию в форме намагниченности в электрическое напряжение и обратно, является весьма привлекательным решением насущных задач сенсорной техники, магнитной памяти и микроэлектроники, в частности спинтроники, стремящейся соединить достоинства энергонезависимой магнитной памяти и быстродействующих электрических систем обработки информации. С другой стороны, опыт, накопленный с момента обнаружения первых мультиферроиков (начало 60-х годов XX века), позволил, наконец, создавать материалы в обычных условиях демонстрирующих сильные магнитоэлектрические свойства. Вот почему сейчас говорят о настоящем «ренессансе» магнитоэлектрической (МЭ) тематики, выражающемся в проведении специальных конференций и экспоненциальном росте публикаций на эту тему.

Взаимодействие электрической и магнитной подсистем в мультиферроиках может проявляться в виде целого ряда эффектов. Практический интерес среди них представляют три:

- Линейный МЭ эффект (индуцированная магнитным полем электрическая поляризация и индуцированная электрическим полем намагниченность)
- эффекта взаимного МЭ контроля (переключения спонтанной поляризации магнитным полем и спонтанной намагниченности (вектора антиферромагнетизма) электрическим полем)
- эффекта магнитоемкости (изменение диэлектрической постоянной под действием магнитного поля).

Исторически первой и важнейшей областью спинтроники являются устройства магнитной памяти. В настоящее время в головках считывания для детектирования магнитного состояния используются элементы на гигантском магнитосопротивлении. Принцип действия этих устройств предполагает протекание электрического тока, что приводит к омическим потерям. Кроме того, при современных

скоростях считывания информации в жестких дисках становятся значительными потери на вихревые токи, возникающие в проводящих частях элементов. Еще большую трудность представляет задача генерации магнитного поля в устройствах магнитной памяти. Дальнейшее увеличение плотности записи информации требует создания все более сильных полей в малых объемах. Применяющиеся в головках записи индуктивные элементы уже не удовлетворяют этим возрастающим требованиям: генерация сильных магнитных полей требует увеличения токов в катушках записи, что влечет за собой увеличение омических потерь, разогрев и перегорание элементов. Кроме того, магнитные катушки страдают от вихревых токов и сложны в изготовлении.

Мультиферроики как материалы для магнитоэлектрических преобразователей могут стать естественным решением проблемы, лишенным недостатков используемых в настоящее время устройств [4-6]. Преобразование магнитного поля в электрическое напряжение с помощью магнитоэлектриков не требует протекания электрических токов, что снижает омические потери; диэлектрические свойства мультиферроиков избавляют также от потерь, связанных с вихревыми токами. Емкостные элементы головок записи на основе магнитоэлектриков лучше совместимы с планарной технологией, требованиями миниатюризации и необходимостью создания больших напряженностей магнитного поля в малых объемах.

Особый интерес представляет создание спинтронных гетероструктур на основе мультиферроиков. Многие мультиферроики кристаллизуются в структуры, схожие с магнитными полуметаллами, что позволяет комбинировать эти материалы в многофункциональные эпитаксиальные гетероструктуры, где слой мультиферроика будет использоваться как сегнетоэлектрический туннельный переход, управляемый магнитным полем или магнитный туннельный переход, управляемый электрическим полем [7].

И, наконец, мультиферроики и магнитоэлектрические материалы могут послужить основой для создания совершенно новых устройств, например гиратора Теллегена [8]: емкостного устройства, заменяющего

катушки индуктивности, предложенного Б. Теллегеном в 1948 году [9].

Очерченные выше поля приложения мультиферроиков позволяют сформулировать необходимые критерии для их практического использования:

- (i) температуры магнитного и электрического упорядочения выше комнатной
- (ii) значительные величины магнитоэлектрического эффекта $>0.1\text{В}/(\text{см}\cdot\text{Э})$, 0.1СГС
- (iii) малая электропроводность ($\sigma < 10^{-11}\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$)

Также для ряда приложений желательным может оказаться наличие больших намагниченности и электрической поляризации.

Феррит висмута – высокотемпературный мультиферроик

Одним из самых популярных соединений, на основе которого создают новые магнитоэлектрические материалы, является феррит висмута BiFeO_3 , что в значительной мере связано с рекордно высокими температурами электрического ($T_c=1083\text{ К}$) и магнитного ($T_N=643\text{ К}$) упорядочений. Уже с самого рождения нового вещества (BiFeO_3 был синтезирован советскими учеными Г.А. Смоленским и др. в 1960 году) на него возлагали большие надежды, так как его магнитная симметрия допускала существование линейного магнитоэлектрического эффекта и намагниченности (вследствие наличия слабого ферромагнетизма), которую можно было бы легко переключать полями в несколько эрстед. Однако вскоре исследователей ждало разочарование: кристаллы вещества вели себя как полностью компенсированные антиферромагнетики, линейный МЭ эффект также отсутствовал. Как показали дальнейшие исследования (см. обзор [1], и ссылки внутри него) причиной тому служило наличие пространственно модулированной спиновой структуры (циклоиды).

Дальнейшие исследования [1] были посвящены изучению этой, самой по себе интересной, магнитной структуры. В частности, были исследованы индуцированные сильным магнитным полем фазовые переходы, в которых циклоида подавлялась [10,11], что внешне проявлялось в виде обещанных ранее эффектов: спонтанной намагниченности и магнитоэлектрического эффекта. Однако величины полей, в которых это происходило ($\sim 200\text{кЭ}$) были столь высоки, что говорить о практическом применении «скрытого магнитоэлектрика» не приходилось.

Так обстояли дела до 2003 года, когда в тонких пленках феррита висмута (толщина 50-500 нм) не был открыт гигантский МЭ эффект $\sim 3\text{В}/(\text{см}\cdot\text{Э})$ на несколько порядков

превышающий эффекты, наблюдавшиеся в других материалах при комнатных температурах [12]. Именно это сообщение послужило спусковым механизмом для магнитоэлектрического бума, наблюдавшегося последние несколько лет. Кроме гигантского МЭ эффекта в публикации [12] говорилось о значительном пьезоэлектрическом эффекте ($70\text{ пКл}/\text{Н}$), сравнимом с наблюдающимся в таких пьезоэлектриках как ниобат лития (LiNbO_3) и PZT ($\text{Pb}(\text{Zr}_{0.3}\text{Ti}_{0.7})\text{O}_3$), больших значениях намагниченности ($\sim 100\text{Гс}$), и спонтанной электрической поляризации ($\sim 1\text{Кл}/\text{м}^2$). Однако результаты, касающиеся больших величин намагниченности, были оспорены в публикациях [13,14]. Как показали дальнейшие исследования, спонтанная намагниченность действительно является свойством тонких пленок феррита висмута, вследствие подавления спиновой циклоиды, но ее значения имеют существенно более скромные величины $\sim 5\text{-}10\text{Гс}$ [15], а первоначально заявленные значения $\sim 100\text{Гс}$, являются экспериментальным артефактом вследствие нестехиометрического состава [13,14].

Отдельная дискуссия разгорелась вокруг другого замечательного свойства тонких пленок: возрастания величины спонтанной поляризации более чем на порядок по сравнению со значением в объемных материалах. Говорилось, что наблюдаемые сегнетоэлектрические свойства не являются отличительным свойством пленок как таковых, а свойством объемных материалов, значение спонтанной электрической поляризации в которых не может быть аккуратно измерено из-за наличия токов утечки [13]. Поэтому были предприняты специальные исследования с целью изучения механизмов проводимости в тонких пленках феррита висмута [16-18]. Было замечено, что увеличение давления кислорода при эпитаксиальном росте [16] или последующем отжиге [18] приводит к улучшению изолирующих свойств пленок [16-18]. Была найдена еще одна возможность улучшить их изолирующие свойства - легирование четырехвалентными примесями (Ti^{4+} [17]). Наилучших результатов (проводимость $\sigma \sim 10^{-12}\text{ (Ом}\cdot\text{см})^{-1}$) удалось достичь в пленках $(\text{Bi}_{0.6}\text{Tb}_{0.3}\text{La}_{0.1})\text{FeO}_3$ после отжига в атмосфере кислорода при давлении 0.1 Торр (13,3 Па)[18]. Улучшение изолирующих свойств пленок феррита висмута при описанных способах обработки связывают с уменьшением количества кислородных вакансий, наличие которых, как полагают, является основной причиной токов утечки в феррите висмута [16-18].

Каковы бы ни были причины улучшения сегнетоэлектрических свойств пленок по сравнению с объемными материалами, в них проявляется большая электрическая поляризация, и этот факт является решающим в вопросе о практическом применении.

Помимо тонких пленок в последнее время активно создаются другие материалы на основе феррита висмута. Еще в начале 1990-х годов было показано, что легирование феррита висмута редкоземельными примесями подавляет пространственно модулированную спиновую структуру в нем и приводит к появлению линейного магнитоэлектрического эффекта [19-21]. В керамиках феррита висмута путем легирования редкоземельными примесями и получения твердых растворов в титанате свинца удается получать усиленные магнитные и электрические свойства: намагниченности, электрической поляризации [22], пьезоэлектрического эффекта [23], сравнимые с теми, что получаются в тонких пленках. Твердые растворы в титанате свинца позволяют значительно улучшить диэлектрические свойства материала: $\sigma < 10^{-12}$ (Ом·см)⁻¹ [22].

В последние годы появилась серия работ, в которых феррит висмута выступает в качестве строительного материала для создания наноструктур: нанотрубки диаметром 250 нм [24], эпитаксиальные гетероструктуры интегрированные в устройства спинтроники [7], нанокompозитные материалы, состоящие из слоев гематита α -Fe₂O₃ в качестве магнитострикционного и феррита висмута в качестве пьезоэлектрического материала [25]. Такой материал будет обладать эффективным магнитоэлектрическим эффектом, являющимся своего рода «произведением» магнитострикции и пьезоэлектрического эффекта (см. ниже *Композиты*). Летом 2006 года фирма Fujitsu объявила о создании на основе модифицированного композита феррита висмута нового поколения сегнетоэлектрической памяти (FeRAM). По словам разработчиков, это позволяет увеличить в 5 раз объем хранимой информации по сравнению с предыдущими поколениями FeRAM [26].

Обменно-связанные слоистые структуры

Малые величины собственного магнитного момента феррита висмута можно эффективно увеличить путем создания композитного многослойного материала, в котором бы слои мультиферроика чередовались со слоями ферромагнетика, обменно-связанного с одной из антиферромагнитных подрешеток магнитоэлектрического материала. В этом случае электрическое переключение вектора антиферромагнетизма в феррите висмута [27], приведет к переключению намагниченности в ферромагнитном слое, вследствие действия на него обменного поля смещения со стороны антиферромагнитного слоя. К настоящему времени в полной мере такую схему реализовать не удалось, но имеются первые успехи в создании таких структур на основе классического магнитоэлектрика хромита [28] (для переключения необходимо производить нагрев выше точки Нееля), мультиферроика

YMnO₃ [29] (T_N ~90K этого материала слишком мала для практического использования) и сделаны первые опыты по созданию обменно-связанных материалов на основе феррита висмута [30] (эффекта переключения не достигнуто, но измерено обменное поле смещения ~50Э). В [30] на основе пленки феррита висмута также предложена ячейка памяти смешанного типа MRAM-FeRAM.

Композиты

Еще одним решением проблемы создания магнитоэлектрических материалов удовлетворяющих требованиям (i-iii) является создание композитных материалов, состоящих из двух и более фаз, в которых магнитные и электрические свойства разделены, а взаимодействие между магнитной и электрической подсистемами может осуществляться механическим образом, как произведение эффектов магнитострикции и пьезоэлектрического эффекта [31-33]. Такие материалы могут представлять собой объемные композиты [31], многослойные структуры [31,32], и эпитаксиальные структуры с 3D-упорядочением [33]. Получаемые эффекты достигают значений ~1В/(см·Э)) при постоянном магнитном поле и ~100 В/(см·Э) в переменном магнитном поле на частоте электромеханического резонанса, определяемой размерами образца и параметрами композита [31].

- [1] А.К. Звездин, А.П. Пятаков, *Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках*, УФН, **174**, 465 (2004)
- [2] Manfred Fiebig, *Revival of the magnetoelectric effect*, J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, R123 (2005)
- [3] W. Eerenstein, N. D. Mathur and J. F. Scott, *Multiferroic and magnetoelectric materials*, Nature, **442**, 759 (2006)
- [4] Ch. Binek B. Doudin, *Magnetolectronics with magnetoelectrics*, J. Phys.: Condens. Matter, **17**, L39 (2005)
- [5] A.S. Logginov, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin, *Magnetolectrics: new type of tunable materials for microwave technique and spintronics*, Proceedings of SPIE, v. 5955, p.56-65 (2005)
- [6] А. Пятаков, *Магнитоэлектрические материалы и их практическое применение*, Бюллетень МАГО, **5**, №2 (<http://rusmagnet.ru/bulleten.htm>)
- [7] H. Béa, M. Bibes, M. Sirena, G. Herranz, K. Bouzehouane, and E. Jacquet, S. Fusil, P. Paruch and M. Dawber, J.-P. Contour and A. Barthélémy, *Combining half-metals and multiferroics into epitaxial heterostructures for spintronics*, Appl. Phys. Lett., **88**, 062502 (2006)
- [8] Junyi Zhai, Jiefang Li, Shuxiang Dong, and D. Viehland, M. I. Bichurin, *A quasi (unidirectional) Tellegen gyrator*, J. Appl. Phys, **100**, 124509 (2006)

- [9] B. D. H. Tellegen, Philips Res. Rep. **3**, 81 (1948).
- [10] Yu. F. Popov, A.M. Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin, *Discovery of the linear magnetoelectric effect in magnetic ferroelectric BiFeO₃ in a strong magnetic field*, Ferroelectrics, **162**, 135 (1994)
- [11] A. M. Kadomtseva, A. K. Zvezdin, Yu. F. Popov, A. P. Pyatakov, G. P. Vorob'ev, *Space-Time Parity Violation and Magnetoelectric interactions in antiferromagnets*, JETP Letters, **79**, pp. 571 (2004).
- [12] J. Wang, H. Zheng, V. Nagarajan, B. Liu, S. B. Ogale, D. Viehland, V. Venugopalan, D.G. Schlom, M. Wuttig, R. Ramesh, J. B. Neaton, U. V. Waghmare, N. A. Hill, and K. M. Rabe, *Epitaxial BiFeO₃ Multiferroic Thin Film Heterostructures*, Science, **299**, 1719 (2003)
- [13] W. Eerenstein, F. D. Morrison, J. Dho and M. G. Blamire, J. F. Scott, N. D. Mathur, *Comment on "Epitaxial BiFeO₃ multiferroic thin film heterostructure"*, Science, **307**, 1203a (2005)
- [14] H. Béa, M. Bibes, A. Barthélémy, K. Bouzouane, E. Jacquet, A. Khodan, and J.-P. Contour S. Fusil, F. Wyczisk, A. Forget, D. Lebeugle, D. Colson, and M. Viret, *Influence of parasitic phases on the properties of BiFeO₃ epitaxial thin films*, Appl. Phys. Lett., **87**, 072508 (2005)
- [15] F. Bai, J. Wang, M. Wuttig, J.F. Li, N. Wang, A. Pyatakov, A.K. Zvezdin, L.E. Cross, D. Viehland, *Destruction of spin cycloid in (111)c-oriented BiFeO₃ thin films by epitaxial constraint: Enhanced polarization and release of latent magnetization*, Appl. Phys. Lett., **86**, 032511 (2005)
- [16] Kwi Young Yun, Minoru Noda, and Masanori Okuyama, *Prominent ferroelectricity of BiFeO₃ thin films prepared by pulsed-laser deposition*, Appl. Phys. Lett, **83**, 3981 (2003)
- [17] Xiaoding Qi, Joonghoe Dho, Rumen Tomov, Mark G. Blamire, and Judith L. MacManus-Driscoll, *Greatly reduced leakage current and conduction mechanism in aliovalent-ion-doped BiFeO₃*, Appl. Phys. Lett., **86**, 062903 (2005)
- [18] Can Wang, Mitsue Takahashi, Hidetoshi Fujino, Xia Zhao, Eiji Kume, Takeshi Horiuchi, and Shigeki Sakai, *Leakage current of multiferroic Bi_{0.6}Tb_{0.3}La_{0.1}FeO₃ thin films grown at various oxygen pressures by pulsed laser deposition and annealing effect*, J. Appl. Phys. **99**, 054104 (2006)
- [19] Мурашев В.А., Раков Д.Н., Дубенко И.С., Звездин А.К., Ионов В.М., *Сегнетомагнетизм в кристаллах твердых растворов (Bi,La)FeO₃* Кристаллография, **35**, 912 (1990)
- [20] Мурашев В.А., Раков Д.Н., Экономов Н.А., Звездин А.К., Дубенко И.С., *Квадратичный магнитоэлектрический эффект в монокристаллах (Bi,La)FeO₃*, ФТТ, **32**, 2156 (1990)
- [21] Gabbasova Z.V., Kuz'min M.D., Zvezdin A.K., Dubenko I.S., Murashov V.A., Rakov D.N., Krynetsky I.B., *Bi_{1-x}R_xFeO₃ (R=rare earth): a family of novel magnetoelectrics*, Phys. Lett. A **158** 491 (1991)
- [22] N. Wang, J. Cheng, A. Pyatakov, A.K. Zvezdin, J.F. Li, L.E. Cross, D. Viehland, *Multiferroic properties of modified BiFeO₃ - PbTiO₃ - based ceramics: Random-field induced release of latent magnetization and polarization*, Phys. Rev. B, **72**, 104434 (2005)
- [23] G. L. Yuan and Siu Wing Or, *Enhanced piezoelectric and pyroelectric effects in single-phase multiferroic Bi_{1-x}Nd_xFeO₃ x=0-0.15 ceramics*, Appl. Phys. Lett., **88**, 062905 (2006)
- [24] X. Y. Zhang, C. W. Lai, X. Zhao, D. Y. Wang, and J. Y. Dai, *Synthesis and ferroelectric properties of multiferroic BiFeO₃ nanotube arrays*, Appl. Phys. Lett. **87**, 143102 (2005)
- [25] M. Murakami, S. Fujino, S.-H. Lim, et al, *Microstructure and phase control in Bi-Fe-O multiferroic nanocomposite thin films*, Appl. Phys. Lett., **88**, 112505 (2006)
- [26] Fujitsu and Tokyo Institute of Technology Announce the Development of New Material for 256Mbit FeRAM Using 65-nanometer Technology: http://www.fujitsu.com/my/news/pr/fmal_20060808.html
- [27] T. Zhao, A. Scholl, F. Zavaliche, K. Lee M. Barry, A. Doran, M. P. Cruz, Y. H. Chu, C. Ederer, N. A. Spaldin, R. R. Das, D. M. Kim, S. H. Baek, C. B. Eom and R. Ramesh, *Electrical control of antiferromagnetic domains in multiferroic BiFeO₃ films at room temperature*, Nature materials, **5**, 823 (2006)
- [28] P. Borisov, A. Hochstrat, Xi Chen, W. Kleemann, and C. Binek, *Magnetoelectric Switching of Exchange Bias*, Phys. Rev. Lett., **94**, 117203 (2005)
- [29] V. Laukhin, V. Skumryev, X. Marti', D. Hrabovsky, F. Sanchez, M.V. Garcia-Cuenca, C. Ferrater, M. Varela, U. Lüders, J. F. Bobo, and J. Fontcuberta, *Electric-Field Control of Exchange Bias in Multiferroic Epitaxial Heterostructures*, Phys. Rev. Lett., **97**, 227201 (2006)
- [30] H. H. Kim, J. H. Dho, X. Qi, et al, *Growth and Characterization of BiFeO₃ Film for Novel Device Applications*, Ferroelectrics, **333**, 157-163 (2006)
- [31] Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г. *Магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах - Великий Новгород: НовГУ им. Ярослава Мудрого, 2005. - 228с.*
- [32] А.Ю. Остащенко, К.Е. Каменцев, Ю.К. Фетисов, Г. Сринивасан, *Магнитоэлектрический отклик многослойной структуры феррит пьезоэлектрик на импульс магнитного поля*, Письма в Журнал Технической Физики, **30**, 36 (2004)
- [33] H. Zheng, J. Wang, S. E. Lofland, Z. Ma, L. Mohaddes-Ardabili, T. Zhao, L. Salamanca-Riba, S. R. Shinde, S. B. Ogale, F. Bai, D. Viehland, Y. Jia, D. G. Schlom, M. Wuttig, A. Roytburd, R. Ramesh, *Multiferroic BaTiO₃-CoFe₂O₄ Nanostructures*, Science, **303**, 661 (2004);

Исследование методом СТМ самоорганизации наноструктур адсорбатов на поверхности кремния

А.В. Зотов, А.А. Саранин

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041, г. Владивосток, ул. Радио 5,
e-mail: zotov@iacp.dvo.ru

Прогресс последних лет в области формирования упорядоченных наноструктур в результате самоорганизации атомов адсорбатов, осажденных на поверхность кремния и германия в условиях сверхвысокого вакуума, позволяет рассматривать эту методику как прообраз одной из базовых технологий выращивания приборных структур для полупроводниковой наноэлектроники. Сочетание особо чистых условий сверхвысокого вакуума с контролем поверхности с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) обеспечивает возможность управления процессами роста на атомарном уровне. В настоящем докладе мы дадим краткий обзор результатов последних лет, полученных в этом направлении в Отделе физики поверхности ИАПУ ДВО РАН. Мы рассмотрим, как с помощью самоорганизации можно сформировать основные элементарные структуры наноэлектроники: квантовые пленки, квантовые проволоки и квантовые точки, а также управлять их свойствами.

Квантовые пленки с толщиной атомного масштаба представлены широким классом поверхностных фаз (реконструкций), образующихся в субмонослойных системах адсорбат/кремний. Поверхностные фазы на кремнии являются объектом интенсивных исследований уже более 40 лет и научным сообществом накоплен о них значительный

объем информации: для многих систем построены фазовые диаграммы, для наиболее важных фаз определены состав, атомная структура и электронные свойства [1,2]. В настоящее время решается задача повышения структурного совершенства фаз и управления их свойствами. В качестве примера можно привести результаты нашего исследования [3], которые показали, что добавление второго адсорбата может координальным образом изменять структуру доменных границ, что отражается на электронных свойствах поверхностной фазы. В данном исследовании были изучены структурные превращения в монослойной системе Au/Si(111), индуцированные адсорбцией атомов In. Установлено, что адсорбция In приводит к трансформации исходной структуры $\alpha\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ к структуре $\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Au,In)}$. При комнатной температуре эта трансформация происходит только внутри доменов фазы и не затрагивает доменные границы. Отжиг при 600°C приводит к «плавлению» доменных границ и на поверхности формируется высокоупорядоченная фаза $\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Au,In)}$, практически свободная от структурных дефектов (Рис.1). Расчеты показали, что движущей силой перехода является значительное уменьшение поверхностных напряжений. Если в исходной структуре эта величина составляет +204 мэВ/Å то в результате адсорбции одного атома In на элементарную ячейку происходит ее уменьшение до +39 мэВ/Å.

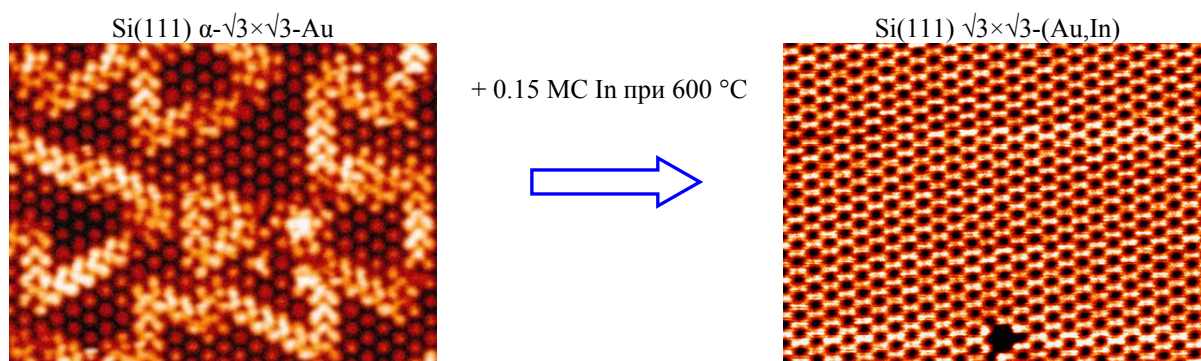


Рис.1. Структурные превращения в поверхностной фазе Si(111) $\alpha\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$, вызванные адсорбцией на ней 0.15 монослоя (МС) In при 600 °C [3].

Кроме решения прикладных задач наноэлектроники самоорганизация адсорбатов может быть использована в фундаментальных исследованиях критических явлений в системах

пониженной размерности. Так, нами впервые обнаружены и исследованы обратимые структурные переходы, происходящие при низких температурах в поверхностных фазах,

образованных атомами металлов (In, Tl) на поверхностях полупроводниковых кристаллов кремния и германия (Рис. 2), а именно

- $\sqrt{7} \times \sqrt{3} \leftrightarrow \sqrt{7} \times \sqrt{7}$ в системе In/Si(111) [4]

- $2 \times 1 \leftrightarrow (6,1) \times (0,6)$ в системе Tl/Si(100) [5]
- $2 \times 1 \leftrightarrow c(12 \times 14)$ в системе Tl/Ge(100) [6].

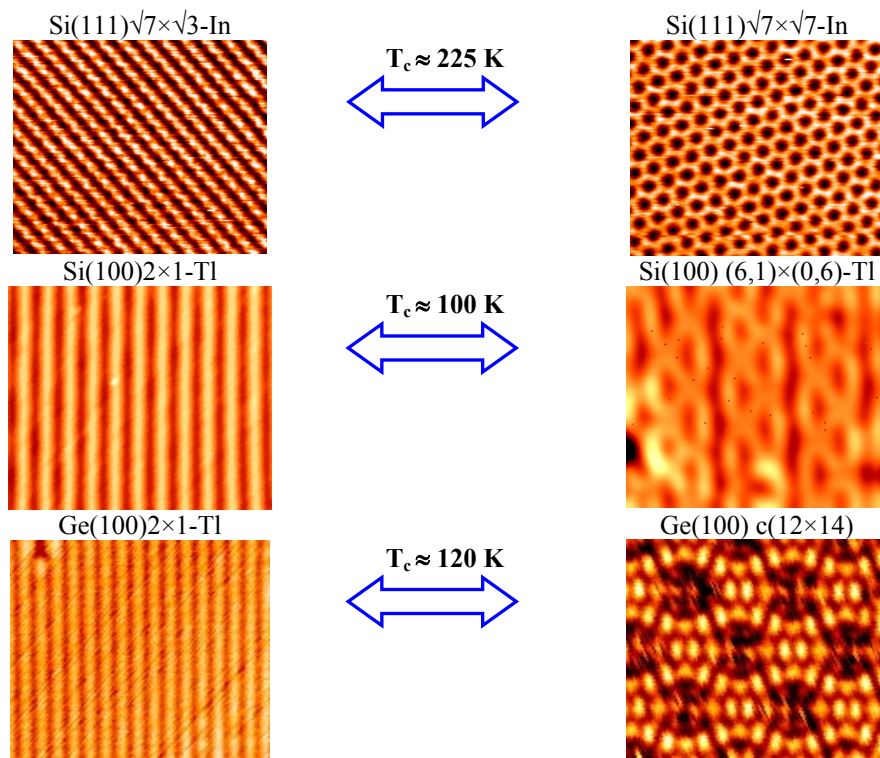


Рис. 2. Обратимые фазовые переходы в монослойных пленках металлов (In, Tl) на поверхностях полупроводниковых кристаллов Si(111), Si(100) и Ge(100) [4,5,6].

Для формирования **квантовых проволок** обычно используется сильно анизотропный рост, как, например, в случае роста нанопроволок дисилицидов некоторых металлов (Er, Dy, Sm) на поверхности Si(100) [7,8]. Альтернативный способ заключается в декорировании атомных ступеней на поверхности атомами осаждаемого металла, как, например, это происходит в системе Cu/Si(111) (Рис. 3).

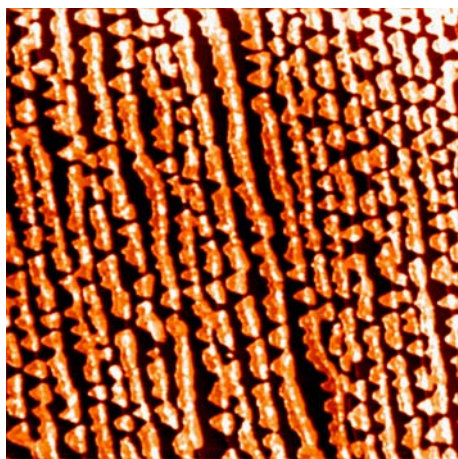


Рис. 3. Массив нанопроволок, сформированный в результате осаждения Cu на поверхность Si(111) 5.5×5.5 -Cu.

Квантовые точки, представленные разнообразными массивами нанокластеров, последние годы привлекают большое внимание исследователей, и в этом направлении получен ряд выразительных результатов. В частности, созданы совершенные упорядоченные массивы нанокластеров идентичного размера (магических кластеров) (Рис.4) в субмонослойных системах Al/Si(111) [9] и In/Si(100) [10]. В системе Tl/Si(111) обнаружено, что в зависимости от условий роста в ней могут быть сформированы магические кластеры нескольких структурных типов [11]. В системе In/Si(100) продемонстрирована возможность модификации состава магического кластера, приводящее к изменению его электронных свойств (легирование кластера) [12]. Показано, что легированный нанокластер можно рассматривать как элемент памяти атомного масштаба [13]. Изучался рост нанокластеров на модифицированных поверхностях кремния, в частности при осаждении атомов Cu и In на реконструированную поверхность Si(100) $c(4 \times 12)$ -Al [14].

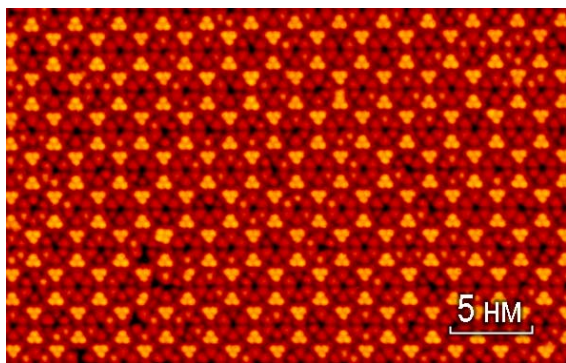


Рис.4. Упорядоченный массив магических нанокластеров в системе Al/Si(111).

Дальнейший прогресс в представленных направлениях на наш взгляд может быть связан со значительным расширением класса исследуемых адсорбатов, с разнообразной модификацией поверхности подложек, а также с развитием методики сканирующей туннельной микроскопии, в частности с использованием в качестве игл СТМ углеродных нанотрубок, покрытых слоем функционального материала (металла, магнетика, сверхпроводника) [15].

[1] Lifshits, V.G., Saranin, A.A. and Zotov, A.V., "Surface Phases on Silicon: Preparation, Structure and Properties" (Wiley, Chichester, UK, 1994) 490p.

[2] Lifshits, V.G., Oura, K., Saranin, A.A. and Zotov, A.V., "Metals on semiconductors" in Handbook "Physics of covered solid surfaces" Landoldt-Boernstein New Series, Group III: Condensed Matter, Volume 42 (Springer, Berlin, Heidelberg, 2001) pp. 259-419.

[3] Gruznev, D.V., Filippov, I.N., Olyanich, D.A., et al., Phys. Rev. B **73**, 115335 (2006).

[4] Saranin, A.A., Zotov, A.V., Kishida, M., et al., Phys. Rev. B **74**, 035436 (2006).

[5] Saranin, A.A., Zotov, A.V., Kotlyar, V.G., et al., Phys. Rev. B **71**, 165307 (2005).

[6] Saranin, A.A., Zotov, A.V., Kishida, M., et al., Surf. Sci. **601**, 595 (2007).

[7] Chen, Y., Ohlberg, D.A.A. and Williams, R.S., J. Appl. Phys. **91**, 3213 (2002).

[8] Liu, B.Z. and Nogami, J., Nanotechnology **14**, 873 (2003).

[9] Kotlyar, V.G., Zotov, A.V., Saranin, A.A., et al., Phys. Rev. B **66**, 165401 (2002).

[10] Kotlyar, V.G., Zotov, A.V., Saranin, A.A., et al., e-J. Surf. Sci. Nanotech. **1**, 33 (2003).

[11] Zotov, A.V., Saranin, A.A., Kotlyar, V.G., et al., Surf. Sci. **600**, 1936 (2006).

[12] Kotlyar, V.G., Zotov, A.V., Saranin, A.A., et al., Phys. Rev. Lett., **91**, 026104 (2003).

[13] Saranin, A.A., Zotov, A.V., Kuyanov, I.A., et al., Phys. Rev. B, **74**, 125304 (2006).

[14] Gruznev, D.V., Olyanich, D.A., Avilov, V.A., et al., Surf. Sci. **600**, 4986 (2006).

[15] Konishi, H., Honda, S., Kishida, M. et al., Japan J. Appl. Phys. **45**, 3690 (2006).

Структурная *in situ* диагностика низкоразмерных полупроводниковых систем

С.С. Косолюбов¹, Е.Е. Родякина¹, Д.В. Щеглов^{1,2}, А.В. Латышев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: latyshev@thermo.isp.nsc.ru

Развитие современной физики твердого тела в течение последних лет базируется на создании и исследовании новых объектов и материалов, среди которых особое место занимают полупроводниковые системы пониженной размерности – наноструктуры. Применение наноструктур дает возможность управления такими фундаментальными параметрами полупроводника как ширина запрещенной зоны, эффективная масса и подвижность носителей заряда, энергетический спектр электронной подсистемы, показатель преломления и т.д. Одной из актуальнейших проблем создания наноструктур является их адекватная структурная диагностика, в том числе на начальной стадии формирования. В данной работе приводятся результаты исследования микроморфологии и микроструктуры поверхности кристаллов кремния при адсорбции металлов методами атомно-силовой микроскопии (АСМ, SOLVER P-47H, NT-MDT) и *in situ* сверхвысоковаку-умной отражательной электронной микроскопии (СВВ-ОЭМ), дополненной анализом видеоизображений. На основе полученных результатов выработаны рекомендации по улучшению структурного совершенства границ раздела в гетероэпитаксиальных системах.

Экспериментальные исследования морфологических перестроек на поверхности кремния (111), вызванных адсорбцией атомов золота, были проведены *in situ* методом СВВ-ОЭМ [1]. Образцы, размером $10 \times 1.0 \times 0.3 \text{ мм}^3$, вырезались из стандартной кремниевой шайбы таким образом, чтобы атомные ступени были перпендикулярны длинной стороне образца. После стандартной процедуры химической очистки, образец кремния закреплялся в танталовых лапках держателя и перемещался в сверхвысоковакуумную камеру микроскопа. Нагрев осуществлялся электрическим током, протекающим через образец.

Термический отжиг образца кремния в сверхвысоковакуумной камере при температуре 1280°C в течение нескольких минут приводил к удалению слоя естественного оксида и загрязнений. О достаточной степени очистки поверхности свидетельствовало исчезновение дополнительных рефлексов на картине микродифракции, соответствующих частицам карбида кремния, а также наличие обратимого сверхструктурного фазового переход $(7 \times 7) \Rightarrow (1 \times 1)$, который происходит на атомно-

чистых поверхностях кремния (111) при температуре 830°C . После термического отжига на ОЭМ-изображении поверхности кремния наблюдались регулярные атомные ступени, высотой в одно межплоскостное расстояние (0.31 нм), в виде тонких темных линий, удаленных друг от друга в среднем на 100 нм (рис. 1а). Отсутствие центров торможения атомных ступеней в процессе сублимации дополнительно свидетельствовало о высокой степени очистки поверхности от загрязнений.

На рис. 1 представлена серия ОЭМ-изображений одного и того же участка поверхности кремния после осаждения золота и последующего термического отжига. Рассмотрим поведение атомных ступеней после осаждения золота в процессе изотермического отжига кристалла при 900°C . Нагрев кристалла осуществлялся пропусканием постоянного электрического тока, направленного в сторону вышележащих террас. При данных условиях ступени на атомно-чистой поверхности кремния сохраняли регулярное распределение в течение длительного времени прогрева, например, несколько часов.

В процессе осаждения золота наблюдалось уменьшение интенсивности основных дифракционных рефлексов. Однако, возникновения дополнительных рефлексов, свидетельствующих об изменении поверхностной реконструкции, при данной температуре зарегистрировано не было, что согласуется с фазовыми диаграммами сверхструктурных перестроек при адсорбции золота [2]. На ОЭМ-изображениях не было обнаружено существенного изменения формы ступеней или их распределения по сравнению с исходной поверхностью (рис. 1а). Учитывая полную идентичность поверхности до и после осаждения золота, ОЭМ-изображение поверхности кремния (111) сразу после осаждения золота на рис. 1 не приводится. Количество осажденного золота 0.75 МС выбиралось из условия максимального покрытия, при котором еще не происходило формирование трехмерных островков золота при данной температуре.

В процессе термического прогрева при температуре 900°C происходило уменьшение концентрации золота на поверхности из-за частичного его растворения в объеме кристалла или десорбции. На поверхности, содержащей систему регулярных ступеней (РС), наблюдались

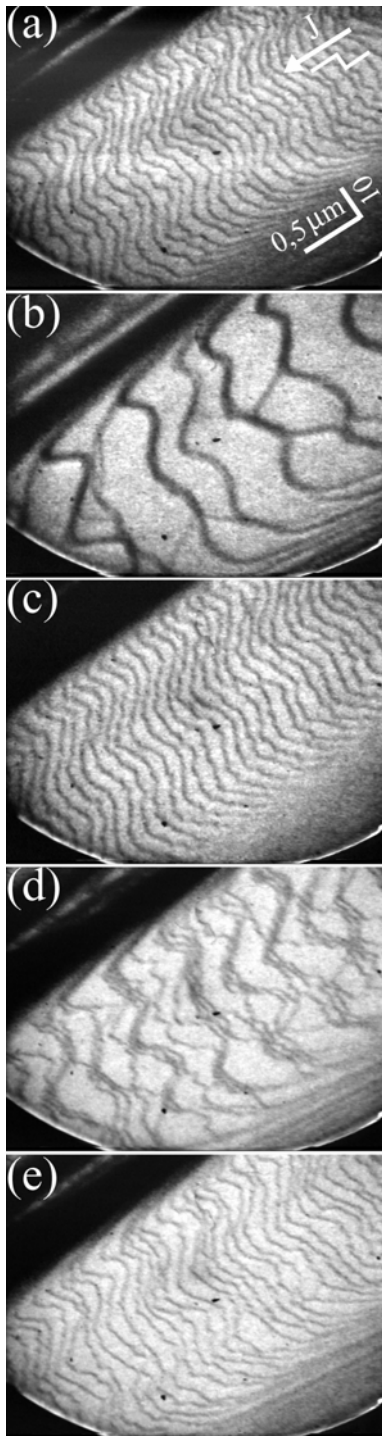


Рис. 1 Серия ОЭМ-изображений, иллюстрирующая процессы изменения морфологии поверхности Si(111) после адсорбции 0.75 МС золота при 900⁰С.

перестройки в эшелон ступеней (ЭС) в следующей последовательности: РС (0) → ЭС (0.72-0.42) → РС (0.42-0.24) → ЭС (0.24-0.07) → РС (0.07-0) [3]. В скобках указаны интервалы покрытий золотом в монослоях, внутри которых распределение ступеней было неизменным. После 4 минутного отжига наблюдалось перераспределение атомных ступеней на поверхности кремния посредством формирования участков поверхности с

повышенной плотностью атомных ступеней (эшелон) и широких (0.5 мкм, а в отдельных случаях до нескольких микрон) сингулярных террас (рис. 1б).

Заметим, что формирование эшелон ступеней на поверхности кремния с адсорблатом золота отличалось от эшелонирования при сублимации, инициированного электромиграцией [4]. В первом случае, перегруппировка ступеней происходила за счет изменения относительных скоростей ступеней, перемещающихся в сторону вышележащих террас. Во втором случае, эшелон формировались посредством движения некоторых атомных ступеней в сторону вышележащих ступеней (генерация адатомов ступенью), а другие перемещались в противоположную сторону (встраивание адатомов в ступень). Более того, отдельные фрагменты одной и той же моноатомной ступени могли перемещаться как в сторону, соответствующую процессу сублимации, так и в сторону, соответствующую эпитаксиальному росту, формируя "мостики" между соседними эшелонами. Такое поведение ступеней, может быть объяснено изменениями коэффициентов встраивания или генерации атомов кремния при адсорбции золота на ступенях. Однако, анализ дифракционного контраста электронно-микроскопических изображений не выявил особенностей, связанных с изменением локальной деформации ступени, которые свидетельствовали бы о встраивании в край ступени атомов золота

Морфология поверхности кремния с эшелонами изменялась и в процессе дальнейшего отжига. Система эшелон ступеней вновь трансформировалась в систему регулярных ступеней. На рис. 1в представлено изображение того же участка поверхности кремния после 16 минутного отжига при 900⁰С. Развал эшелон сопровождался движением ступеней, как в направлении вышележащих террас, так и в противоположном направлении. Данное наблюдение позволяет сделать вывод, что на поверхности содержится повышенная плотность адатомов кремния, которая инициирует перемещение ступени в сторону нижних террас. Возможным источников избыточной плотности адатомов кремния на поверхности может быть генерация междоузельных атомов кремния в приповерхностном слое в процессе диффузии атомов золота с поверхности в объем кремния. Известно, что диффузия золота в кремнии происходит по механизму замещения золотом узельного положения кремния, что должно приводить к генерации междоузельных атомов в приповерхностной области, которые могут выходить также на поверхность [5].

Дальнейший изотермический отжиг при температуре 900⁰С снова приводил к изменению характера распределения атомных ступеней.

Через 40 минут после выключения источника золота, на поверхности вновь образовались эшелоны ступеней (рис. 1d). Следует отметить, что в этом случае наблюдалась полная идентичность механизмов формирования эшелонов на чистой поверхности и на поверхности с адсорбированным золотом, что согласуется с результатами работы [6] при адсорбции менее 0.005 МС Au. При понижении температуры кристалла вплоть до комнатной на дифракционной картине не наблюдались дополнительные рефлексы, обусловленные адсорбированным золотом, за исключением рефлексов от сверхструктуры (7x7).

Наконец, формирование регулярно расположенных ступеней, характерное для атомно-чистой поверхности кремния (рис. 1a) при данной температуре, было обнаружено после 47 минутного отжига кристалла (рис. 1e). Дополнительный отжиг в течение нескольких часов не приводил к изменению распределения ступеней. Это позволяет заключить, что 0.7 МС золота, адсорбированного на поверхности кремния, было полностью растворено в объеме кристалла или сублимировано в течение термического отжига при 900⁰С приблизительно за 47 минут.

При смене направления нагревающего кристалл электрического тока происходила обратимая трансформация РС => ЭС и ЭС => РС при неизменном покрытии золотом. При этом значения критических концентраций золота не изменялись. Предполагается, что трансформации морфологии поверхности кремния при адсорбции золота могут быть вызваны как изменением величины и знака эффективного заряда адатомов кремния, так и изменением свойств поверхности: а именно - изменением вероятности встраивания и выхода адатомов кремния из атомных ступеней за счет декорирования ступеней атомами золота, а также изменением длины миграции адатомов кремния по террасе, насыщенной встроенными атомами золота.

На рис. 2а представлено АСМ-изображение поверхности кремния после осаждения приблизительно 0.1 МС золота и охлаждения до комнатной температуры. Обнаружено формирование двумерных островков монослойной высоты на террасах между атомными ступенями. Прецизионные измерения геометрических размеров островков показали, что средний размер островков составил 37 нм (рис. 2b).

Обнаружено, что средний размер островков зависит от количества осаждённого при высокой температуре золота (рис. 3). При увеличении покрытия золотом от 0.1 до 0.6 МС размер островков увеличивается, а поверхностная плотность островков уменьшается. При малых покрытиях золотом (менее 0.3 МС) вдоль атомных ступеней обнаружено встраивание островков в двумерные цепочки. Предполагается

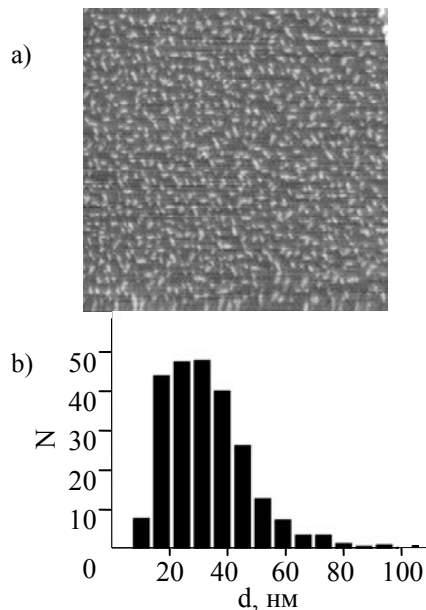


Рис. 2 АСМ-изображение (3000x3000 нм²) поверхности кремния (111) после осаждения 0.1 МС золота при 900⁰С и закалки до комнатной температуры (а), гистограмма распределения размеров островков (b).

что формирование островков на поверхности кремния с адсорбированным золотом при закалке происходит в результате коалесценции адатомов, образованных при высокой температуре. Избыток адатомов возникает вследствие выхода на поверхность междоузельных атомов кремния, генерируемых в процессе диффузии атомов золота в объём кристалла. Полученные данные являются прямым экспериментальным подтверждением “kick-out” механизма диффузии золота в объёме кремния.

При повышенных температурах невозможно проследить экспериментально за перемещением адатомов на поверхности, а, следовательно, и определить их распределение и концентрацию в каждой отдельной точке из-за большой скорости перемещения адатомов. Косвенно судить о концентрации адатомов можно по перемещению ступеней при высоких температурах, используя разработанные теоретические модели движения ступеней и сравнивая с результатами компьютерного моделирования.

При рассмотрении формирования эшелонов на поверхности образца, нагреваемого прямым пропусканием электрического тока, необходимо учитывать эффект электромиграции, то есть дрейф адатомов вызванный электрическим полем [4]. В настоящей работе анализировалась система эшелон – антиэшелон, формирующаяся при эпитаксиальном росте и условиях близких к равновесию при температурах подложки выше 900⁰С. Заметим, что антиэшелоны представляют собой эшелоны из атомных ступеней противоположного знака, сформированные на некотором расстоянии от эшелона и, как правило, повторяющие его форму [7].

Для реализации равновесных условий и эпитаксиального роста на поверхности кремния использовалась система плоского капилляра (рис. 3), состоящего из двух пластин кремния (1), параллельно расположенных на близком расстоянии (порядка 100 мкм), разделённых по краям диэлектрическим материалом (2) и независимо нагреваемых пропусканием электрического тока посредством танталовых контактов-держателей (3). При этом поток атомов на исследуемую подложку из противоположного образца компенсирует поток атомов, улетающих с поверхности за счёт сублимации, при температурах выше 900⁰С. Аналогичный метод использовался для исследования эшелонирования ступеней и экспериментального измерения равновесных характеристик поверхности [8].

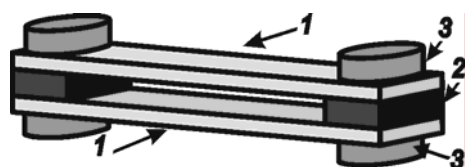


Рис. 3 Схема плоского капилляра: 1 – пластины кремния, 2 – диэлектрические прокладки и 3 – электрические контакты.

Как было указано выше, система регулярно расположенных атомных ступеней (рис. 4а) под действием электрического тока перераспределяется в систему эшелонов с повышенной плотностью ступеней в них, разделённые участками с пониженной плотностью (рис. 4б). При температурах подложки в интервалах от 830⁰С до 1050⁰С и от 1250 до 1350⁰С формирование эшелонов ступеней происходит под действием электрического тока, протекающего в направлении нижележащих террас, а в интервале от 1050⁰С до 1250⁰С при направлении тока в сторону вышележащих террас. Процесс эшелонирования является обратимым.

При длительном отжиге в процессе сублимации вдоль эшелона со стороны вышележащих террас формируется эшелон противоположно направленных ступеней, так называемый антиэшелон [7] (рис. 4с). В данной работе было обнаружено образование антиэшелонов ступеней в условиях эпитаксиального роста. При этом антиэшелоны ступеней начинают формироваться вдоль эшелона со стороны нижележащих террас (рис. 4д). Отметим, что в условиях близких к равновесным, когда поток с поверхности скомпенсирован потоком с пластины источника, антиэшелон формируется посередине между эшелонами.

Возможный механизм формирования антиэшелонов – появление изгиба наклонной ступени при движении по поверхности между эшелонами. Возникающий под действием прило-

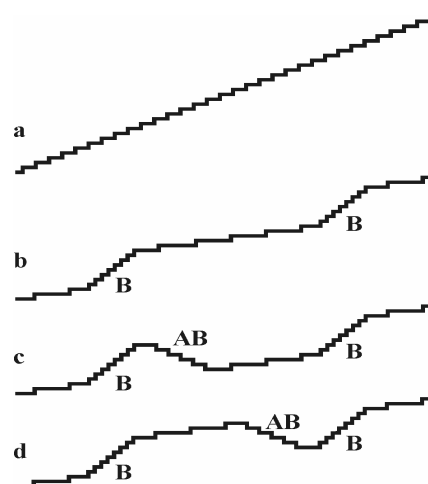


Рис. 4 Схематические изображения распределения атомных ступеней на поверхности кремния (111): а- регулярное распределение, б – эшелоны ступеней, с и д – системы эшелон и антиэшелон, образованные при сублимации и гомоэпитаксии, соответственно. Буквами обозначены: В – эшелон, АВ – антиэшелон.

женного электрического поля дрейф адатомов, имеющих эффективный заряд q_{eff} , приводит к накоплению адатомов у верхней части эшелона. Вследствие этого скорость движения участков ступеней возле нижележащего эшелона больше, чем для участков ступеней около вышележащего эшелона. Из-за разности скоростей участков ступени между эшелонами происходит образование антиэшелона. Таким образом, показано существование градиента концентрации атомов на поверхности между эшелонами за счёт влияния электрического тока.

Работы была выполнена при частичной поддержке РФФИ (02-01003) и проекта СО РАН (3.18 79).

- [1] Latyshev, A.V., Krasilnikov, A.B., and Aseev, A.L., *Microsc. Res. Technique*, **20**, 341 (1992).
- [2] Kamino, T., Yaguchi, T., Tomita, M., Saka, H., *Philos. Mag. A.*, **75**, 105 (1997).
- [3] Косолюбов, С.С., Цонг, А.С., Федина, Л.И., Гутаковский, А.К., Латышев, А.В., *Письма ЖЭТФ*, **81**, 149 (2005).
- [4] Latyshev, A.V., Aseev, A.L., Krasilnikov, A.B., Stenin, S.I., *Surf. Sci.*, **213**, 157 (1989).
- [5] Goesele, U., Grank, W., and Seeger, A., *Appl. Phys.*, **23**, 361 (1980).
- [6] Latyshev, A.V., Minoda, H., Tanishiro, Y., Yagi, K., *Surf. Sci.*, **401**, 22 (1998).
- [7] Latyshev, A.V., Krasilnikov, A.B., and Aseev, A.L., *Surf. Sci.*, **311**, 395 (1994).
- [8] Schroll, R.D., Cohen, S.D., Einstein, T.L., et al., *Appl. Surf. Sci.*, **212-213**, 219 (2003).

Модификация нанокластеров Si_7In_6 на поверхности $\text{Si}(100)$: электронные свойства и динамика атомов.

А.А. Саранин, А.В. Зотов, И.А. Куянов

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, 690041, г. Владивосток, ул. Радио 5,
e-mail: saranin@iacp.dvo.ru

Недавно на примере магических (идентичных) нанокластеров в системе $\text{Si}(100)4 \times 3\text{-In}$ продемонстрирована возможность модификации (легирования) кластеров [1]. При адсорбции атомов In на поверхности $\text{Si}(100)4 \times 3\text{-In}$ часть нанокластеров становится более яркими по сравнению с остальными при наблюдении в заполненных состояниях в сканирующем туннельном микроскопе (СТМ). Анализ состава кластеров показал, что такая модификация связана с замещением центрального атома кремния атомами индия в исходном нанокластере Si_7In_6 , что приводит к изменению электронных свойств нанокластера от полупроводниковых к металлическим (Рис. 1).

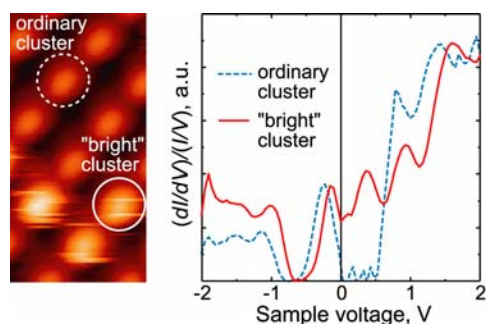


Рис. 1. Электронная структура нанокластеров, определенная с помощью сканирующей туннельной спектроскопии. Исходный кластер имеет запрещенную зону шириной ~ 0.5 эВ, в то время как легированный кластер характеризуется появлением дополнительной плотности электронных состояний в запрещенной зоне.

С помощью теоретических расчетов полной энергии из первых принципов была определена структура модифицированного нанокластера. Оказалось, что легированный кластер Si_6In_8 имеет асимметричную структуру, показанную на Рис.2. В кластере один из атомов In (показанный на Рис. 2, как темно-серый кружок) относительно слабо связан и может попеременно занимать одно из четырех эквивалентных состояний [2]. Перескоки между этими состояниями приводят к тому, что на СТМ изображениях при комнатной температуре «яркий» кластер выглядит «размазанным» (Рис. 1), так как за время сканирования кластера атом In успевает

совершить несколько скачков. Если остановить сканирование и установить иглу СТМ вблизи от центра кластера, то переходы между состояниями 1-1' и 2-2' можно наблюдать непосредственно по изменению высоты иглы (Рис. 2).

Наличие нескольких устойчивых состояний такого кластера позволяет говорить о возможности его использования в качестве элемента памяти атомного масштаба в перспективных устройствах наноэлектроники.

В данной работе также исследованы возможности модификации нанокластеров In/Si(100) атомами других металлов.

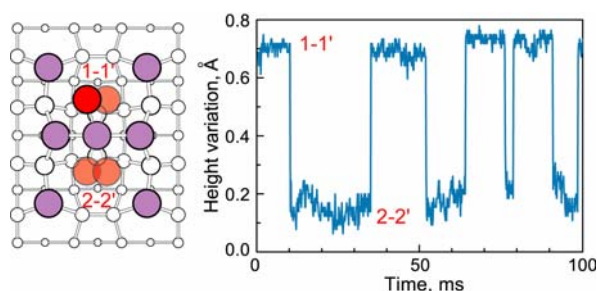


Рис. 2. Модифицированный (легированный) нанокластер имеет асимметричную конфигурацию и четыре эквивалентных состояния. Подвижный атом In показан темно-серым кружком, неподвижные атомы In светло-серыми кружками, атомы Si белыми кружками. Согласно расчетам энергетический барьер между состояниями 1-1' и 2-2' составляет ~ 0.7 эВ, что позволяет при комнатной температуре фиксировать переходы между этими состояниями с помощью СТМ.

[1] Kotlyar, V.G., Zotov, A.V., Saranin, A.A., Kasyanova, T.V., Chukurov, E.N., Pisarenko, I.V., Lifshits, V.G., Okado, H., Katayama, M. and Oura, K., Phys. Rev. Lett., **91**, 026104 (2003).

[2] Saranin, A.A., Zotov, A.V., Kuyanov, I. A., Kishida, M., Murata, Y., Honda, S., Katayama, M., Oura, K., Wei, C.M., Wang, Y.L., Phys. Rev. B, **74**, 125304 (2006).

Структурные и электрические свойства планарных nano тонких графитовых слоев на поверхности металлов

И.А.Няпшаев¹, Д.С.Кузнецов², А.В.Анкудинов¹, И.В.Макаренко¹,
Н.Р.Галль¹, А.Н.Образцов² и А.Н.Титков¹

¹Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-петербург, Россия

²Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова, Москва, Россия

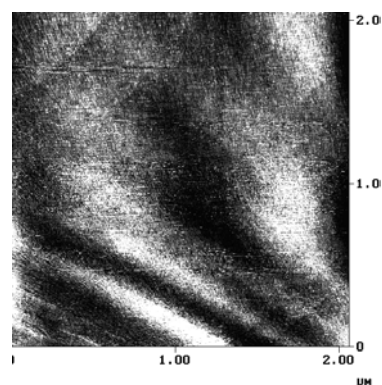
e-mail: alexander.titkov@mail.ioffe.ru

В настоящее время существует устойчивый интерес к изучению структурных и электронных свойств различных углеродных nano материалов: аморфных слоев и упорядоченных nano структур (nano алмазы, фуллерены, графитовые трубки и т.д.). В значительно меньшей степени уделяется внимание изучению планарных nano тонких графитовых слоев, также обладающих всеми достоинствами графитовых материалов [1]. Такая ситуация отчасти связана с существенно меньшей активностью по их получению. Одним из подходов к получению планарных nano тонких графитовых слоев является осаждение графита на металлические подложки. В настоящем сообщении предлагается рассмотрение структурных и электрических свойств таких слоев, полученных двумя методами: путем осаждения углерода на поверхность Ir(111) за счет высокотемпературной диссоциации молекул бензола [2] и газофазного химического осаждения из смеси водорода и метана, активированной разрядом постоянного тока на поликристаллической поверхности Ni [3].

Исследование графитовых слоев проводилось методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) в вакууме. СТМ исследования топографии малых участков поверхности велись с атомным разрешением, что позволило наблюдать атомную структуру поверхностных слоев. АСМ исследования велись в модах регистрации топографии, локальной жесткости, локальной проводимости и Кельвин микроскопии изучаемых поверхностей.

При применении метода газофазового химического осаждения графитовые слои получались толщиной в несколько нанометров и обладали довольно сильно структурированной поверхностью. При использовании реакции разложения бензола на Ir на его поверхности образовывалось монослойное графитовое покрытие – слой графена. Получение именно однослойного покрытия определяется тем, что Ir является катализатором распада молекул бензола. Поэтому распад бензола идет только при наличии свободной поверхности Ir и

прекращается на участках, закрываемых растущим графеновым слоем. В конечном результате, поверхность Ir закрывается сплошным графеновым слоем, плавно обтекающим nano шероховатости поверхности металлической подложки (см. Рис.1) [4].



a



b

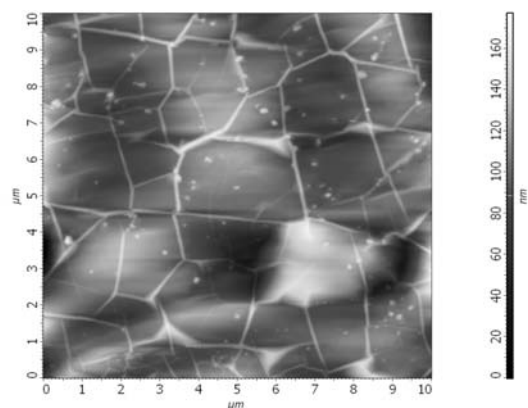
Рис. 1 СТМ изображения монослоя графита на поверхности Ir(111) для участков размером: а) $2 \times 2 \text{ мкм}^2$ и б) $6 \times 6 \text{ нм}^2$.

Отметим хорошо наблюдаемую привязку ориентации структуры графитового слоя к кристаллической структуре подложки Ir. На Рис. 1b видно, что ряды шестигранных ячеек в слое графита в двух направлениях идут параллельно пересекающимся ступенькам на поверхности Ir(111), наблюдаемым в верхней правой части рисунка. Эти ступеньки ориентированы друг относительно друга под углом 120° и,

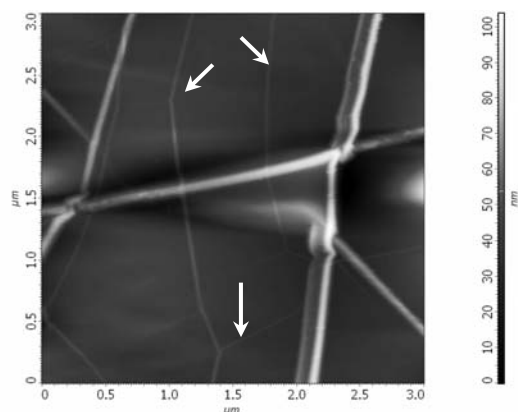
соответственно, задаются выходом плоскостей (110) на поверхность (111) металлической подложки Ir.

В докладе будут рассмотрены локальные структурные, механические и электрические свойства получаемых графеновых слоев.

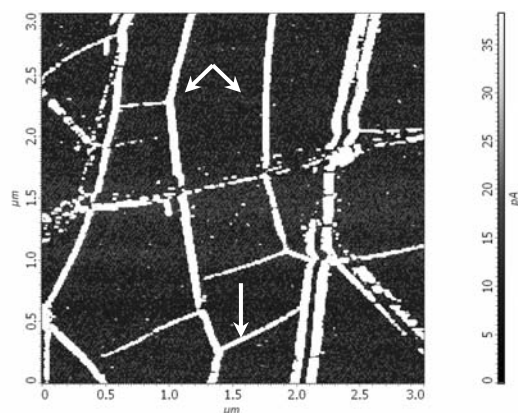
Нано слои графита, получаемые методом газофазного химического осаждения на Ni, имели более сложную структуру и свойства. Начальное представление об устройстве нано графита на Ni дают Рис. 2 и 3.



a

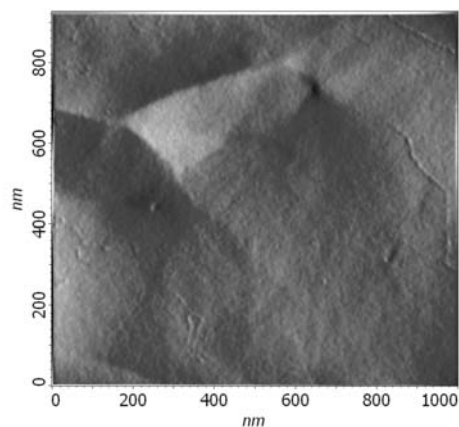


b

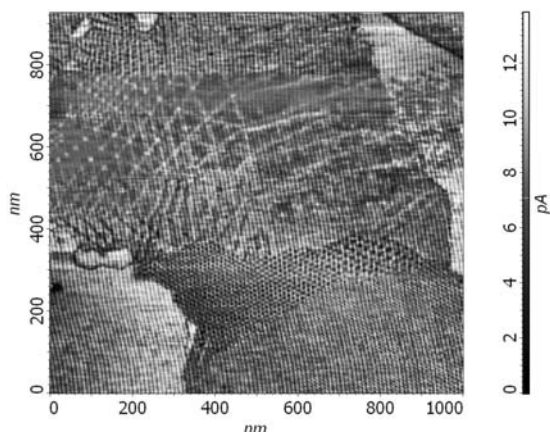


c

Рис. 2 АСМ топографии (a,b) и картина локальной проводимости (c) поверхности нано слоя графита на Ni.



a



b

Рис. 3 АСМ топография (a) и картина локальной проводимости (b) малого участка поверхности нано слоя графита на Ni.

Из топографических изображений на Рис. 2 видно, что вся поверхность разделена грядами высотой в десятки нанометров на отдельные планарные участки. Ранее полагалось, что слои графита на Ni представляют собою ансамбли плотно упакованных случайно расположенных планарных нано чешуек протяженностью в несколько мкм, изгибающихся вверх с образованием наблюдаемых гряд в местах соприкосновения с соседними чешуйками [5]. Наши исследования в АСМ моде регистрации проводимости позволили выявить сильную анизотропию проводимости вдоль и поперек нано чешуек. Продольная проводимость, на порядки более сильная, регистрировалась от приподнятых торцов нано чешуек (см. Рис. 2с). Внимательное рассмотрение изображений на Рис. 2 позволяет заметить еще одну важную особенность. В топографическом изображении стрелками показаны тоненькие ниточки, бегущие по поверхности и обтекающие без разрыва гряды - деформационные складки графитовых слоев. А в токовом изображении, эти ниточки даже ярче, чем более высокие и широкие гряды. Мы полагаем, что такими ниточками являются углеродные нанотрубки, имеющие свой

электронный контраст. В отдельных образцах наблюдалось локальное присутствие в графитовых слоях также и алмазоподобных включений.

При СТМ исследованиях на поверхности графитовых слоев отчетливо наблюдалась атомная структура графита. Однако, в отдельных местах упаковка монослоев графита друг на друге отличалась от правильного расположения, что проявлялось в возникновении муара в АСМ токовых изображениях (см. Рис.3).

Были также получены АСМ картины распределений по поверхности слоев графита поверхностного потенциала (в Кельвин моде) и локальной жесткости.

Выполненные зондовые исследования в нескольких механических и электрических модах позволили более детально, с нанометровым разрешением, рассмотреть структурные и электронные свойства нано слоев графита, получаемых на металлических поверхностях различными методами. Результаты исследований открывают новые подходы к оценке свойств получаемых этими методами слоев нано графита, включая графены, и их применимости для проведения фундаментальных исследований и работ прикладного характера.

Работа осуществлялась при поддержке проекта РФФИ 06-02-17547 и гранта Президента РФ НШ-5920.2006.2

- [1] Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al., Science 2004, v. 306, 666 (2004)
- [2] Gall N.R., Rut'kov E.V., Tontegode A.Ya., Int. J. Mod. Phys. B 11, 1865 (1997)
- [3] Золотухин А.А., Образцов А.Н., Устинов А.О., Волков А.П., ЖЭТФ, 124, 1291 (2003)
- [4] И.В. Макаренко, А.Н.Титков, Z.Wakar и др., ФТТ 49, 357 (2007)
- [5] A.N. Obratsov, A.T.W. Wee, D.S. Kuznetsov et al., Proc. of ICNDST&ADC 2006 Joint Conf., p.22, 2006, USA

Когерентные явления в многосвязных SNS системах

Т.И. Батурина^{1,2}, Ю.А. Цаплин¹, П.Ю. Гатиллов^{1,2}, А.Е. Плотников¹,
М.Р. Бакланов³

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т. акад. Лаврентьева 13, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова 2, Россия

³ IMEC, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgium

e-mail: tatbat@isp.nsc.ru

Мезоскопические гибридные системы, состоящие из нормального металла (N) или сильно легированного полупроводника, находящегося в контакте со сверхпроводником (S), вызывают повышенный интерес благодаря открытию ярких когерентных эффектов при исследовании квантового транспорта в данных системах. Микроскопическим механизмом, ответственным за перенос заряда через NS-контакт, является андреевское отражение [1]. При этом электроподобная квазичастица нормального металла, энергия которой меньше ширины сверхпроводящей щели (Δ), отражается в виде дырочноподобной квазичастицы, в результате чего в сверхпроводник переходит куперовская пара. Если нормальный металл находится между двумя сверхпроводниками, то возникает дополнительный механизм переноса заряда - многократное андреевское отражение (MAR). Этот механизм был предложен в работе [2] для объяснения субгармонической щелевой структуры (SGS), наблюдавшейся в виде провалов на зависимостях дифференциального сопротивления при напряжениях $eV_n = 2\Delta/n$ (n – целое). Концепция MAR заключается в том, что за счёт последовательного андреевского отражения от NS границ квазичастица, проходя по нормальной области, может набрать энергию 2Δ , достаточную для перехода в одночастичные состояния сверхпроводника. Хотя к настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по исследованию транспортных свойств NS и SNS переходов (обзор [3]), и имеющиеся теоретические подходы в целом удовлетворительно описывают наблюдающиеся явления [4-6], свойства многосвязных SNS систем крайне мало изучены. Следует отметить, что системы, состоящие из сверхпроводящих островков, встроенных в нормальный металл, неконтролируемо реализуются в неупорядоченных сверхпроводящих плёнках в результате мезоскопических флуктуаций [7-9]. В связи с этим представляет интерес изучение свойств модельных многосвязных SNS систем, в которых сверхпроводящие и нормальные области созданы контролируемым образом.

В данной работе приводятся результаты низкотемпературных измерений сопротивления и вольтамперных характеристик двумерных решёток, цепочек и одиночных SNS переходов. При исследовании транспортных свойств многосвязных SNS систем обнаружен целый ряд раз-

нообразных красивых и нетривиальных эффектов: (1) уменьшение величины смещения, подавляющего избыточную проводимость, при увеличении количества SNS переходов в системе; (2) изменение энергетического спектра на масштабах порядка энергии Таулеса наблюдается даже в случае, когда тепловое размытие много больше энергии Таулеса для одного SNS перехода; (3) проявление субгармонической щелевой структуры с большими номерами гармоник возможно даже при условии, что длина энергетической релаксации меньше значения, необходимого для реализации многократного андреевского отражения независимо в каждом SNS переходе (4) возникновение надщелевых особенностей на зависимостях дифференциального сопротивления от напряжения. Эти эффекты ясно показывают, что в многосвязных SNS системах при увеличении количества SNS переходов не происходит статистического усреднения когерентных эффектов, обусловленных андреевским отражением. Напротив, наблюдается их усиление. Такое поведение многосвязных SNS систем указывает на наличие механизма синхронизации большого количества SNS переходов, в качестве которого может выступать процесс коррелированного андреевского отражения на границах NSN контактов (перекрёстное андреевское отражение).

В основе создания структур (двумерных решёток, цепочек и одиночных SNS переходов) лежат две идеи, неоднократно использованные авторами. Первая идея основана на том, что температура сверхпроводящего перехода сильно понижается в субмикронных сужениях, изготовленных в неупорядоченных сверхпроводящих плёнках [10, 11]. Вторая использует тот факт, что температура сверхпроводящего перехода может быть сильно понижена, а беспорядок увеличен уменьшением толщины плёнки, например, при обработке плазмохимическим травлением [12]. Реализация этих возможностей позволяет создавать различные мезоскопические системы, состоящие из сверхпроводящих и нормальных областей различной геометрии. Данные структуры являются наилучшими модельными системами для изучения когерентных явлений, обусловленных квантовой интерференцией и андреевским отражением. Обычно для создания структур такого типа используется два различных материала. При этом на границе сверхпроводящих и нормальных областей неизбежно существуют

структурные нарушения, образуются переходные окисные или шоттковские обеднённые слои, что приводит к появлению потенциальных барьеров, зачастую плохо контролируемых. В наших структурах сверхпроводящие и нормальные области по сути являются одним и тем же материалом, но с варьируемыми сверхпроводящими свойствами. Это исключает образование туннельных барьеров на NS границах и позволяет *a priori* предполагать высокую прозрачность NS границ. Такая ситуация наиболее близко отвечает случаю неупорядоченных систем.

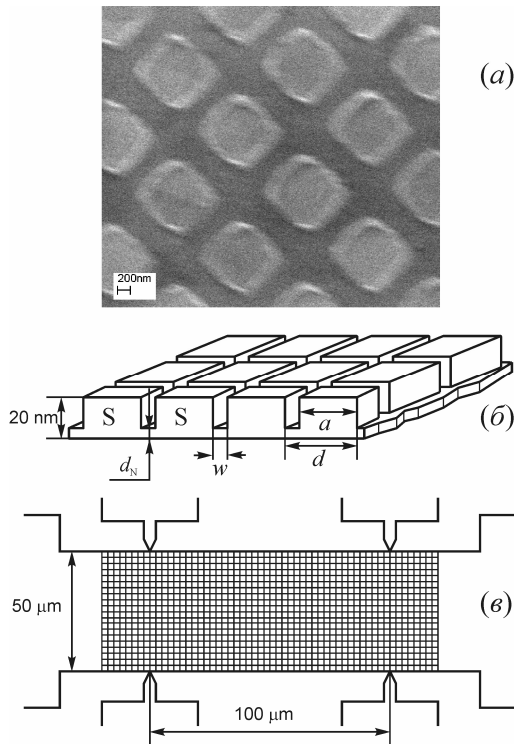


Рис.1. (а) Изображение в сканирующем электронном микроскопе структуры, изготовленной методом электроннолучевой литографии с последующим плазмохимическим травлением. Светлый контраст – плёнка PtSi толщиной 20 нм (островки), более тёмный контраст – углубления в плёнке. (б) Схематичное изображение структуры. (в) Расположение структурированного участка плёнки на образце для измерений.

Здесь мы сосредоточимся на результатах исследования свойств двумерных решёток SNS переходов, изготовленных на основе сверхпроводящей плёнки PtSi толщиной 20 нм (критическая температура $T_c = 0.64$ К, сопротивление на квадрат в нормальном состоянии 22.8 Ом) [13]. На первом этапе методом фотолитографии изготавливались мезоструктуры в виде холловских мостиков шириной 50 мкм и длиной 100 мкм. Далее методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением производилось утоньшение исходной плёнки в заданных областях. Структуры представляют собой участки плёнки толщиной 20 нм (островки) размером $a \times a$ с периодом d , плёнка между кото-

рыми утоньшена плазмохимическим травлением (рис. 1). Транспортные низкотемпературные измерения проводятся по стандартной четырёхточечной схеме на переменном токе низкой частоты методом синхронного детектирования.

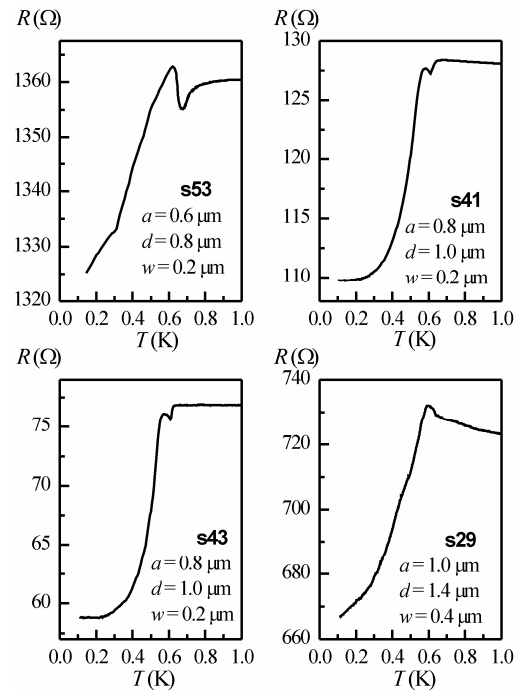


Рис.2. Зависимости сопротивления на квадрат от температуры для четырёх образцов различной геометрии.

На рисунке 2 приведены температурные зависимости сопротивления для четырёх образцов различной геометрии, отличающихся размерами сверхпроводящих островков, шириной и толщиной нормальных каналов. Для структур с шириной канала $w = 0.2$ мкм (образцы **s53**, **s41**, **s43** на рис.2) заметное уменьшение сопротивления по мере уменьшения температуры происходит при температуре вблизи T_c исходной плёнки PtSi. Однако при дальнейшем уменьшении температуры сопротивление увеличивается, достигает максимума, а затем спадает. Хотя для структуры с шириной канала $w = 0.4$ мкм (**s29**) заметного провала в сопротивлении при температуре вблизи T_c и не наблюдается, но виден существенный излом в $R(T)$ с последующим пиком. Для выяснения природы этой аномалии мы исследовали вольтамперные характеристики. Обнаружилось, что в области аномального поведения $R(T)$ на зависимостях дифференциального сопротивления от напряжения смещения $dV/dI(V)$ происходит смена минимума на максимум при нулевом смещении по мере повышения температуры. Причём напряжение (в среднем приходящееся на один SNS переход) V_c , подавляющее данную особенность, отвечает энергии Таулеса для исследуемых структур: $E_{Th} = \hbar D / w^2$ (D - коэффициент диффузии). Наличие максимума на зависимостях $R(T)$ и $dV/dI(V)$ может быть обусловлено минимумом в плотности состояний в нор-

мальной области. Теоретическое рассмотрение свойств диффузионных NS переходов [14] показывает, что уменьшение плотности состояний происходит из-за присутствия когерентных куперовских пар в нормальном металле. Как показывает теория, на расстоянии x от NS границы когерентными будут оставаться только пары из энергетического окна $E_F \pm E_{Th}$. Вследствие этого плотность состояний имеет минимум на масштабе энергий $E < E_{Th}$ и максимум при $E \sim E_{Th}$, превышающий значение плотности состояний в нормальном металле. Заметим, что данный эффект имеет двоякое проявление. Наличие когерентных куперовских пар, с одной стороны, приводит к уменьшению сопротивления нормальной области (аналог поправок Асламазова-Ларкина и Маки-Томпсона), с другой стороны, в результате спаривания уменьшается плотность одночастичных состояний (аналог поправки к плотности состояний в куперовском канале). Эти конкурирующие вклады могут приводить к немонотонной температурной зависимости сопротивления SNS переходов [15]. Однако, для наблюдения эффектов, связанных с изменением спектра квазичастиц на энергии Таулеса, необходимым условием является $kT < E_{Th}$. В интересующем нас диапазоне температур тепловое размытие оказывается значительно больше корреляционной энергии для SNS переходов, составляющих решётку, и следовало бы ожидать, что процессы, определяемые E_{Th} , не будут наблюдаться на зависимостях дифференциального сопротивления. В противоположность этому выводу, на экспериментальных зависимостях отчетливо видно подавление максимума при напряжении порядка E_{Th}/e . В то же время суммарная величина напряжения, падающего на всей решётке, оказывается существенно больше теплового размытия. Это позволяет предположить, что наблюдаемый эффект является коллективным, то есть за его проявление ответственна вся решётка.

Наиболее неожиданные результаты получены при исследовании зависимостей $dV/dI(V)$ при больших напряжениях смещения. На рис.3 приведены зависимости дифференциального сопротивления от напряжения смещения, в среднем приходящегося на один SNS переход, для двух структур **s43** и **s53**. На этих зависимостях чётко прослеживаются минимумы при некоторых значениях напряжения (на рисунке они обозначены как α , β , γ и δ). По мере повышения температуры напряжения, при которых наблюдаются данные особенности, уменьшаются. На нижних панелях рис.3 символами приведены температурные зависимости положения данных особенностей, и сплошными линиями представлены температурные зависимости сверхпроводящей щели, предсказываемой в рамках БКШ, в виде $\text{const} \cdot \Delta(T)/e$. Видно, что функционально экспериментальные температурные зависимости положения минимумов в дифференциальном сопротивлении совпадают с зависимостями $\Delta(T)/e$.

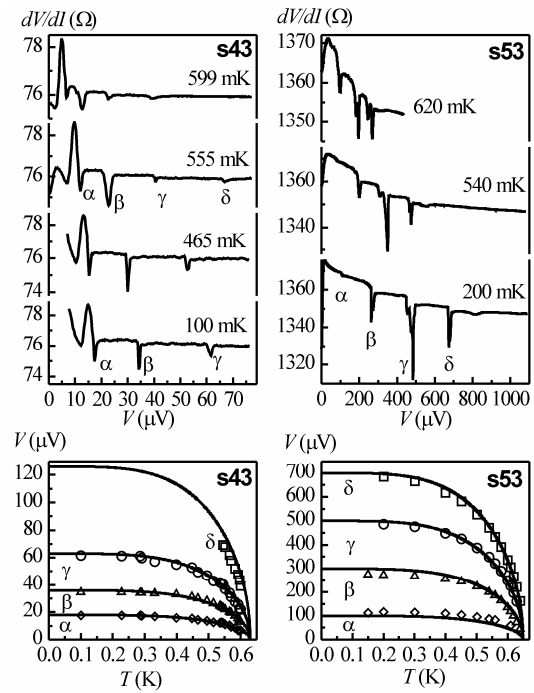


Рис.3. Образцы **s43** и **s53**: Верхние панели – зависимости дифференциального сопротивления на квадрат от напряжения смещения, в среднем приходящегося на один переход (то есть значение падения напряжения между потенциометрическими контактами поделено на $N = 100/d$). Нижние панели – символами приведены температурные зависимости положения особенностей, отмеченных на соответствующих верхних панелях буквами α , β , γ и δ ; сплошными линиями – зависимости $\text{const} \cdot \Delta(T)/e$.

Точное значение $\Delta(0)$ для моносилцида платины не известно. Оценка из соотношения $\Delta(0) = 1.76 kT_c$ даёт значение $\Delta(0)/e \sim 100$ мкВ. Если же для образца **s43** принять $\Delta(0)/e \sim 125$ мкВ, то положение особенностей на зависимостях дифференциального сопротивления от напряжения определяется условием $eV = 2\Delta(T)/n$, где особенности, обозначенной как α отвечает $n = 14$, $\beta - n = 7$, $\gamma - n = 4$ и $\delta - n = 2$. Для образца **s53**, если принять $\Delta(0)/e \sim 100$ мкВ, положение особенностей отвечает $eV = m \Delta(T)$: $\alpha - m = 1$, $\beta - m = 3$, $\gamma - m = 5$ и $\delta - m = 7$. На основании этого факта можно заключить, что данные особенности суть проявления щелевой структуры. Однако, существуют два обстоятельства, явно указывающих, что интерпретация наблюдаемых особенностей как результата процесса многократного андреевского отражения *независимо в каждом SNS переходе* в нашем случае крайне затруднительна, а для больших значений n – невозможна. Во-первых, обычный механизм возникновения SGS в одиночном SNS переходе подразумевает, что для возникновения субгармоники с номером n необходимо n -кратное прохождение квазичастиц по нормальной области *без релаксации энергии*. То есть, необходимо, чтобы длина энергетической релаксации (l_e), по

крайней мере, была не менее nw [6]. Оценка l_e в данном случае даёт значение порядка 0.4 мкм, что значительно меньше $14 \cdot 0.2 \text{ мкм} = 2.8 \text{ мкм}$, необходимых для реализации субгармоники с $n = 14$. Во-вторых, трудно ожидать, что нормальные области обладают в точности одинаковым сопротивлением. Очевидно, что мы имеем дело с сеткой сопротивлений различной величины. В силу этого, при протекании тока величина падения напряжения на нормальных областях различна. Это означает, что если для некоторого участка при данной величине тока выполнено условие $eV = 2\Delta(T)/n$, то для остальных участков это условие выполняется при другой величине тока. Естественным выводом из этих рассуждений является утверждение о том, что на решётке случайных сопротивлений наблюдение щелевой структуры невозможно. В противоположность этим аргументам эксперимент показывает, что SGS проявляется, хотя и не регулярная, то есть отсутствуют субгармоники с некоторыми номерами. На сегодняшний день не существует теории, описывающей многосвязные SNS системы, а на основе имеющихся теоретических результатов для одиночных SNS переходов трудно объяснить наблюдение субгармоник с большими номерами, достигающими $n = 14$.

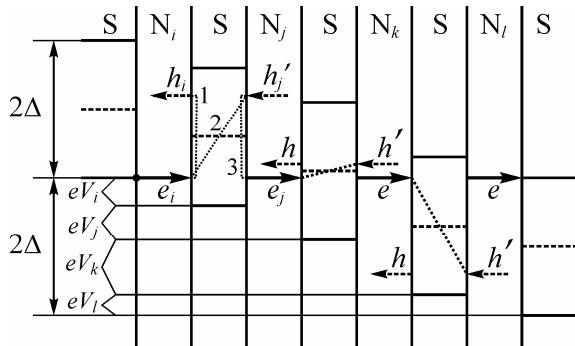


Рис.4. Изображение процесса андреевского отражения в полупроводниковом представлении в структуре, состоящей из чередующихся сверхпроводящих и нормальных областей.

Принципиальным свойством решётки SNS переходов является конечный размер сверхпроводящих областей (L_S). В силу этого, необходимо учитывать возможность взаимного влияния процессов андреевского отражения, происходящих на границах одного и того же сверхпроводящего островка. В NSN переходах кроме «обычного» андреевского отражения, когда электроноподобное возбуждение на границе сверхпроводника отражается в виде дырочноподобного (на рис.4 $e_i \rightarrow h_i$ процесс 1), возможен дополнительный процесс перекрёстного андреевского отражения $e_i \rightarrow h'_j$ (процесс 2), когда электроноподобное и дырочноподобное возбуждения находятся по разные стороны сверхпроводящей области. Как следствие, такое отражение в сочетании с «обычным» андреевским отражением, происходящим по одну сторону сверхпроводника (про-

цесс 3), даёт прохождение квазичастиц без потери энергии. Заметим, что для наблюдения субгармоники андреевского отражения с номером n , реализация этого механизма протекания тока не требует чтобы падение напряжения на всех нормальных областях было в точности равно $V_n = 2\Delta/(en)$, достаточно, чтобы на цепочке нормальных областей, последовательно соединённых через сверхпроводящие области, суммарное напряжение равнялось $2\Delta/e$. Более того, для наблюдения субгармоник андреевского отражения с номером n не требуется выполнения условия $l_e > nw$. Достаточно, чтобы длина энергетической релаксации была больше расстояния между сверхпроводящими берегами ($l_e > w$). Возвращаясь к данным для образца **s53**, где наблюдаются надщелевые особенности при $V = m\Delta(T)/e$, заметим, что в результате андреевского отражения функция распределения носителей в нормальных областях является сильно неравновесной и содержит максимумы при энергиях $m\Delta(T)$, что и приводит к появлению надщелевых особенностей в цепочках SNS переходов [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-16704), программы РАН «Квантовая макрофизика» и Интеграционного проекта СО РАН.

[1] А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
 [2] Т. М. Klapwijk, G. E. Blonder, and M. Tinkham, Physica **109-110B+C**, 1657 (1982).
 [3] B. Pannetier and H. Courtois, J. of Low Temp. Phys. **118**, 599 (2000).
 [4] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1983).
 [5] M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983); K. Flensberg, J. Bindslev Hansen, M. Octavio, Phys. Rev. B **38**, 8707 (1988).
 [6] E. V. Bezuglyi, E. N. Bratus', V. S. Shumeiko, G. Wendin, and H. Takayanagi, Phys. Rev. B **62**, 14439 (2000).
 [7] B. Spivak and Fei Zhou, Phys. Rev. Lett. **74**, 2800 (1995).
 [8] V. M. Galitski and A. I. Larkin, Rev. Lett. **87**, 087001 (2001).
 [9] M. A. Skvortsov and M. V. Feigel'man, Phys. Rev. Lett. **95**, 057002 (2005).
 [10] T. I. Baturina, Z. D. Kvon, and A. E. Plotnikov, Phys. Rev. B **63**, 180503(R) (2001).
 [11] T. I. Baturina, D. R. Islamov, Z. D. Kvon, Письма в ЖЭТФ **75** (7-8), 397 (2002).
 [12] Т. И. Батурина, Ю. А. Цаплин, А. Е. Плотников, М. Р. Бакланов, Письма в ЖЭТФ **81** (1), 12 (2005).
 [13] R. A. Donaton, S. Jin, H. Bender, et al, Microelectronic Engineering **37/38**, 504 (1997).
 [14] B. J. van Wees, P. de Vries, P. H. C. Maguee, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **69**, 510 (1992).
 [15] Anatoly F. Volkov and Hideaki Takayanagi, Phys. Rev. B **56**, 11184 (1997).

Возвратная сверхпроводимость в бислоях сверхпроводник-ферромагнитный сплав

В.И. Здравков¹, А.С. Сидоренко¹, Г. Обермайер², Ш. Гзель², М Шрек²,
К. Мюллер², В.В. Рязанов³, З. Хорн², Р. Тидекс², Л.Р. Тагиров⁴,
М.Ю. Куприянов⁵

¹Институт Электронной Инженерии и Индустриальных Технологий АНМ, MD-2028 Кишинев, Молдова

²Институт Физики Университета Аугсбурга, D-86159 Аугсбург, Германия

³Институт Физики Твердого Тела РАН, 132432 Черноголовка, Россия

⁴Казанский Государственный Университет, 420008 Казань, Россия

⁵Институт Ядерной Физики, Московский государственный университет, 119992 Москва, Россия

Сосуществование сверхпроводимости (S) и ферромагнетизма (F) в однородном материале ограничено очень узким диапазоном параметров [1-3], поэтому до сих пор нет убедительных экспериментальных свидетельств существования фазы Фульде-Феррела-Ларкина-Овчинникова (ФФЛО) [1,2]. Подобное ФФЛО пространственно-модулированное распределение парной волновой функции может быть индуцировано в контакте сверхпроводящей и ферромагнитной пленок (см. обзор [4] и ссылки в нем). Теория такого эффекта близости (взаимовлияния) предсказывает возвратное поведение температуры сверхпроводящего перехода T_C в S/F бислоях. При увеличении толщины ферромагнитного слоя T_C вначале быстро падает до нуля, а затем, вопреки ожиданиям, сверхпроводимость снова восстанавливается.

Нам удалось наблюдать экспериментально возвратную сверхпроводимость в бислоях сверхпроводящего ниобия и ферромагнитного сплава $Cu_{1-x}Ni_x$ [5]. Для этого была разработана и реализована методика напыления ультратонких слоев сверхпроводящего ниобия толщиной 5-10 nm, сравнимой со сверхпроводящей длиной когерентности материала. Распыление производилось на большой мощности с движущейся с постоянной скоростью мишени. Образцы с переменной толщиной слоя ферромагнитного сплава изготавливались в один прием напылением клиновидной пленки. Затем клин длиной до 72 мм разрезался на 36 узких полосок в направлении поперек клина. Таким образом, получался большой набор образцов с переменной толщиной ферромагнитного слоя, выращенных в идентичных условиях. Для прецизионного определения толщины слоев и состава ферромагнитного сплава интенсивно использовался метод обратного резерфордовского рассеяния. Температура сверхпроводящего перехода измерялась резистивным методом до наинизшей достижимой температуры в 40 мК.

Экспериментально удалось наблюдать все типы поведения сверхпроводящей T_C как функции толщины ферромагнитного слоя:

небольшое понижение и выход на плато, глубокий минимум с началом второй осцилляции, возвратное поведение сверхпроводимости, двукратное подавление сверхпроводимости и, наконец, когда толщина сверхпроводящего слоя становилась меньше критической толщины, быстрое подавление сверхпроводимости при малых толщинах ферромагнитного слоя.

Обработка экспериментальных данных показала, что сплав $Cu_{41}Ni_{59}$ не может считаться «грязным металлом». Необходимы более детальное теоретическое рассмотрение [6] и обработка экспериментальных данных, которые позволят понять тонкие детали возвратного поведения сверхпроводимости и определить физические характеристики исследуемых материалов. Работа проведена в рамках совместного проекта РФФИ-Молдова № 06-02-90865-Мол_a и № 16R.

1. P. Fulde and R. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
2. A.I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **20**, 762 (1965).
3. P. Fulde, Adv. Phys. **22**, 667 (1973), Fig. 22.
4. A.I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
5. V. Zdravkov, A. Sidorenko, G. Obermeier et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 057004 (2006).
6. D.Yu. Gusakova, A.A. Golubov, and M.Yu. Kupriyanov, JETP Letters **83**, 487 (2006).

Дробный заряд в андреевских квантовых точках.

И.А. Садовский¹, Г.Б. Лесовик¹, Дж. Блаттер²

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

² Die Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zürich, Switzerland

e-mail: sadovsky@itp.ac.ru

В этой работе мы показали что квантовая точка, присоединенная к сверхпроводящим берегам, несет в себе дробный заряд [1,2] (не связанный с RSJ моделью). Он появляется из-за нарушения электронно-дырочной симметрии и может непрерывно изменяться с помощью изменения потенциала затвора V_g и разницы между фазами сверхпроводящих берегов φ . Мы определяем заряд основного состояния, равновесный заряд и заряд возбуждения. Также обсуждаем квантовые и термодинамические флуктуации заряда и кулоновское взаимодействие.

В мезоскопических системах явление Андреевского отражения играет основополагающую роль. В случае идеальной границы «нормальный металл»-«сверхпроводник» (NS) электрон, налетая на нее, отражается в дырку с сохранением электрон-дырочной симметрии. Нормальное рассеяние на NS границах вводит, дополнительную резонансную структуру и нарушает электронно-дырочную симметрию [4].

Наиболее интересно поведение квантовой точки в случае, когда положение нормального резонанса располагается вблизи энергии Ферми, отходя от нее на ширину нормального резонанса $\varepsilon_F \pm \Gamma$ (мы предполагаем сильный нормальный резонанс $\Gamma \leq \Delta$). В этой области энергия и заряд Андреевского уровня имеют сильную зависимость от сверхпроводящей фазы φ .

В системе присутствует кулоновское экранирование заряда и смешивание зарядовых состояний за счет кулоновского взаимодействия. Экранированием можно пренебречь, когда кулоновская энергия E_C много меньше спейсинга δ_n . Для типичных параметров отношение δ_n / E_C оказывается порядка 30. Смешивание основного и дважды возбужденного состояния оказывается важным в случае E_C , порядка Андреевской энергии ε_A ; единожды возбужденное состояние при этом не смешивается. Смешиванием с непрерывным спектром можно пренебречь в случае E_C и ε_A , много меньших сверхпроводящей щели Δ .

Термодинамические флуктуации возникают вследствие электрон-фононного взаимодействия. Переходы, с изменением числа частиц на две происходят с частотой порядка 10^{12} Гц. Переходы с изменением на одну частицу подавлены экспоненциальным фактором $e^{-\Delta/T}$,

который быстро убывает при понижении температуры T .

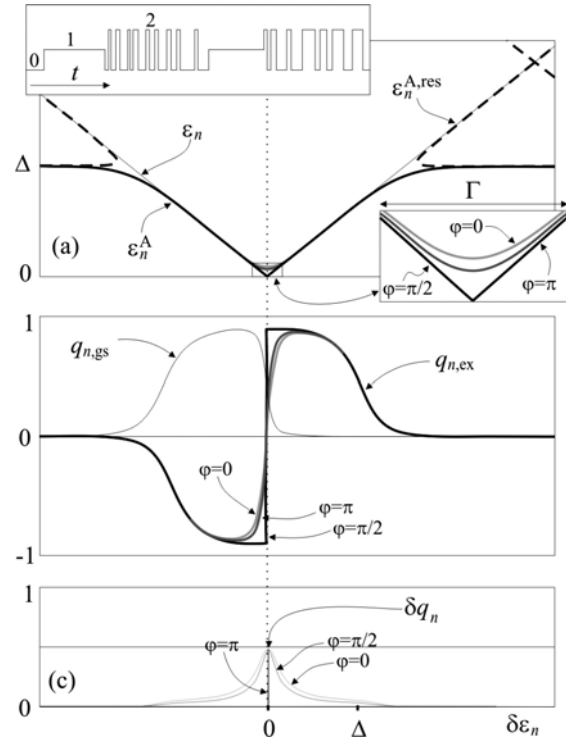


Рис.1. (а) Андреевская энергия ε_n^A , нормальные ε_n и Андреевские $\varepsilon_n^{A,res}$ резонансы в зависимости от положения нормального резонанса $\delta\varepsilon_n$ (0 соответствует положению энергии Ферми); (б) заряд основного состояния $q_{n,gs}$ и заряд единичного возбуждения $q_{n,ex}$; (с) флуктуации заряда; верхняя вставка: телеграфный сигнал вследствие термодинамических флуктуаций.

[1] R.B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. 50, 1395 (1983); L. Saminadayar, D.C. Glatli, Y. Jin, and B. Etienne, Phys. Rev. Lett. 79, 2526 (1997); R. dePicciotto, M. Reznikov, M. Heiblum, V. Umansky, G. Bunin, and D. Mahalu, Nature 389 162 (1997).

[2] X.G. Wen, Phys. Rev. B 43, 11025 (1991); A.V. Lebedev, A. Crepieux, Th. Martin, Phys. Rev. B 71, 075416 (2005).

[3] N.M. Chitchekatchev, G.B. Lesovik, and G. Blatter, Phys. Rev. B 62, 3559 (2000).

Применение методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии для исследования физических свойств пьезо- и сегнетоэлектрических кристаллов

Д.В. Рощупкин, Д.В. Иржак, Д.В. Пунегов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия
e-mail: rochtch@ipmt-hpm.ac.ru

Пьезо- и сегнетоэлектрические кристаллы сегодня являются базовыми элементами телекоммуникационных систем, активно применяются в микро- и наносистемной технике, акусто- и оптоэлектронике. Наиболее широкое применение из данной группы материалов сегодня нашли пьезоэлектрические кристаллы группы лантангалиевого силиката, характеризующиеся практически нулевым температурным коэффициентом частоты и высоким значением коэффициента электромеханической связи, что позволяет использовать данные материалы в критических условиях. Среди сегнетоэлектрических кристаллов в последнее время опять возрос интерес к кристаллам ниобата LiNbO_3 и танталата лития LiTaO_3 , связанный с возможностью создания на их основе элементов памяти высокой плотности за счет прямой локальной переполаризации методами электроннолучевой литографии и атомносиловой микроскопии.

Обычно методы рентгеновской дифрактометрии и топографии применяют для исследования структурного совершенства кристаллов, так как рентгеновское излучение чувствительно к искажениям кристаллической решетки. В настоящей работе методы высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии использованы для исследования физических свойств кристаллов, которые непосредственно связаны с изменением параметров кристаллической решетки. Прежде всего, это исследование акустических свойств кристаллов лангата (ЛГТ, $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$), в которых распространение поверхностных акустических волн (ПАВ) вызывает синусоидальную модуляцию кристаллической решетки. Также рентгеновские дифракционные методы были использованы для исследования доменных структур в кристаллах LiNbO_3 в условиях приложения внешнего электрического поля, которое вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта вызывает изменение межплоскостных расстояний.

1. Анализ ПАВ в кристаллах ЛГТ

Дифракция рентгеновского излучения на акустически промодулированном кристалле ЛГТ была исследована в схеме двухкристального рентгеновского дифрактометра на линии КМС-2 источника синхротронного излучения BESSY

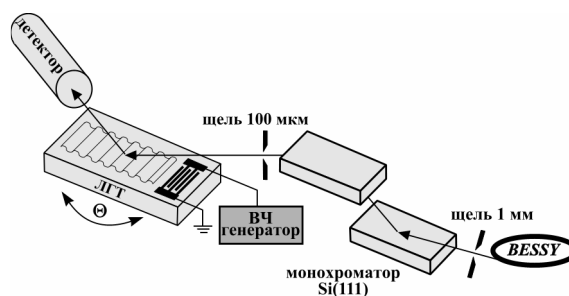


Рис. 1. Схема эксперимента.

(рис. 1). Для монохроматизации рентгеновского излучения использовался двойной $\text{Si}(111)$ монохроматор. Для коллимации рентгеновского пучка были использованы щели с размером 1 мм и 0.1 мм.

Пьезоэлектрический кристалл ЛГТ обладает пространственной группой симметрии 32, а элементарная ячейка имеет параметры $a = 8.235 \text{ \AA}$ и $c = 5.128 \text{ \AA}$ [1]. Для исследований были использованы Y-срез [плоскости (100) параллельны поверхности кристалла] и X-срез ЛГТ [плоскости (110) параллельны поверхности кристалла]. Для возбуждения ПАВ с длиной волны $\Lambda = 12 \text{ мкм}$ на поверхности кристаллов методом фотолитографии были сформированы встречно-штыревые преобразователи (ВШП). Амплитуда ПАВ линейно зависит от амплитуды входного высокочастотного электрического сигнала на ВШП.

Распространение ПАВ приводит к синусоидальной деформации кристаллической решетки. Глубина проникновения ПАВ в кристалл составляет одну длину волны ПАВ. Дифракция рентгеновского излучения на акустически промодулированных плоскостях приводит к появлению дифракционных сателлитов с двух сторон от брэгговского пика. Угол между дифракционными сателлитами на кривой качания может быть рассчитан из выражения

$$\Delta\Theta_{mRC} = md/\Lambda, \quad (1)$$

где d - межплоскостное расстояние, а Λ - длина волны ПАВ.

Кривые качания были измерены при энергии рентгеновского излучения $E = 11.5 \text{ кэВ}$ и при различных амплитудах ПАВ. В кинематическом приближении глубина проникновения рентгеновского излучения вглубь кристалла ЛГТ определяется как

$$\mu_z^{-1}(E) = \sin[\Theta_B(E)]/2\mu_l(E), \quad (2)$$

где μ_l - линейный коэффициент поглощения, а Θ_B - угол Брэгга. Наличие K - края Ga при 10.47 кэВ приводит к резкому изменению коэффициента поглощения. При $E = 11.5$ кэВ глубина проникновения излучения в кристалл составляет только $\mu_z^{-1} = 0.5$ мкм, что существенно меньше глубины проникновения ПАВ в кристалл ($\Lambda = 12$ мкм).

На рис. 2 представлены кривые качания Y -среза ЛГТ, промодулированного ПАВ с $\Lambda = 12$ мкм, при различных амплитудах входного сигнала на ВШП. Брэгговский угол падения составляет $\Theta_B = 4.283^\circ$. Полуширина брэгговского пика в отсутствии возбуждения ПАВ составляет 6 угловых секунд [рис. 2(а)]. Из рис. 2 видно, что количество дифракционных сателлитов на кривой качания возрастает с увеличением амплитуды входного сигнала на ВШП (U). Угловая расходимость между двумя соседними дифракционными сателлитами составляет $\Delta\Theta_{mRC} = 12.1''$, что хорошо согласуется со значением $12.2''$, рассчитанным из выражения (1). Интенсивности $m = 0, 1, 2$ дифракционных сателлитов представлены на рис. 2(г) в виде функции входного сигнала на ВШП. Дифракционные сателлиты (за исключением $m = 0$) появляются на кривых качаниях при определенных амплитудах ПАВ, возрастающих с увеличением номера сателлита. После быстрого достижения максимального значения интенсивности дифракционных сателлитов уменьшаются до нуля и осциллируют. Максимальная интенсивность $m = +1(-1)$ сателлитов (38 %) была получена при амплитуде сигнала на ВШП $U = 7$ В. При $U = 9$ В наблюдается полное погасание $m = 0$ дифракционного сателлита. При данной амплитуде фазовый сдвиг между рентгеновскими лучами, дифрагированными в нулевой порядок дифракции от минимумов и максимумов ПАВ, равен π . Данный эффект погасания сателлита возможен только в случае взаимодействия рентгеновского излучения с областью кристалла, равномерно промодулированной акустической волной. Таким образом, это возможно только в кристаллах с большим поглощением. Погасание $m = +1(-1)$ дифракционных сателлитов наблюдается при более высоких амплитудах ПАВ [$U = 15$ В, рис. 2(в)].

В отличие от Y -среза ЛГТ, в котором направление распространения потока акустической энергии PFV совпадает с направлением волнового вектора ПАВ $K_{ПАВ}$, X -срез характеризуется углом сноса потока акустической энергии PFA , т.е. различием направлений распространения акустической энергии и волнового вектора ПАВ. Для исследования данного процесса был использован

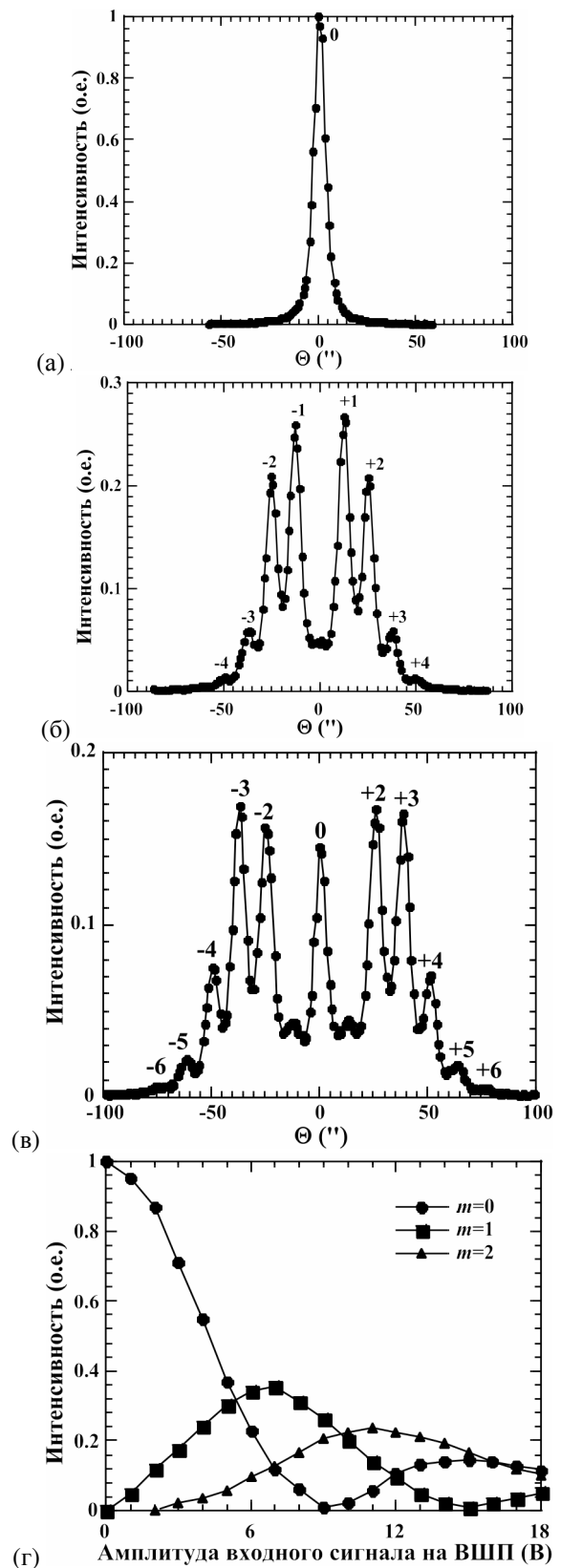


Рис. 2. Кривые качания Y -среза ЛГТ: (а) $U = 0$ В, (б) $U = 9$ В, (в) $U = 15$ В, (г) зависимости интенсивности дифракционных сателлитов от амплитуды сигнала на ВШП.

метод дифракционной картографии, когда при брэгговском падении рентгеновского излучения на кристалл и амплитуде ПАВ, соответствующей подавлению $m = 0$ дифракционного сателлита, осуществлялось сканирование рентгеновским

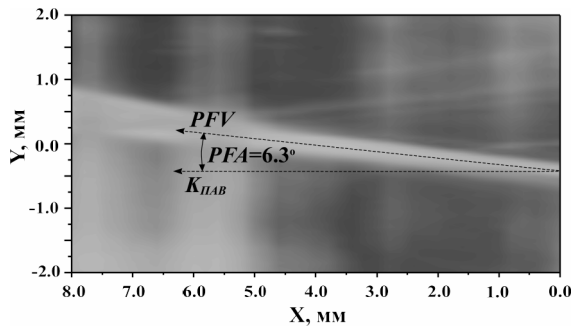


Рис. 3. Карта распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности в X -срезе кристалла ЛНТ. Отражение (110), $\Theta_B = 7.425^\circ$, $\Lambda = 12$ мкм, $f = 189.7$ МГц, $U = 8$ В, $PFA = 6.3^\circ$.

пучком по поверхности кристалла (рис. 3). Светлый контраст на рис. 3 соответствует погасанию $m = 0$ порядка дифракции и, соответственно, распространению потока акустической энергии PFV , который составляет угол $PFA = 6.3^\circ$ с волновым вектором ПАВ. Также на рисунке наблюдается расходимость акустического пучка, связанная с дифракцией акустической волны на апертуре ВШП.

2. Исследование доменных структур в кристалле LiNbO_3

Применение методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии позволяет определять направление векторов спонтанной поляризации и знаки доменных границ при исследовании регулярных доменных структур (РДС) в сегнетоэлектрических кристаллах [2-3]. Целью настоящих исследований является изучение РДС в условиях приложения к кристаллу внешнего электрического поля, которое за счет обратного пьезоэлектрического эффекта приводит к противоположному изменению межплоскостных расстояний в соседних доменах вследствие продольных и сдвиговых смещений, что в свою очередь приводит к изменению значений угла Брэгга в соседних доменах. Исследуемая РДС в YZ -срезе кристалла LiNbO_3 была сформирована методом послеростовой термоэлектрической обработки вблизи температуры Кюри. В данной доменной структуре вектора спонтанной поляризации \vec{P}_S встречнаправлены и нормальны к доменной границе. Для приложения к доменной структуре внешнего электрического поля с двух сторон на поверхности кристаллов были сформированы металлические электроды. Толщина кристаллов составляла 1 мм.

На рис. 4 представлены рентгеновские топограммы YZ -среза кристалла LiNbO_3 с РДС в отсутствие $U = 0$ кВ (а) и при приложении внешнего электрического поля $U = +2$ кВ (б), полученные в случае отражения от плоскостей (300). Если в отсутствие электрического поля в кристалле можно наблюдать только доменные границы разного знака (положительные и отрицательные), то приложение внешнего

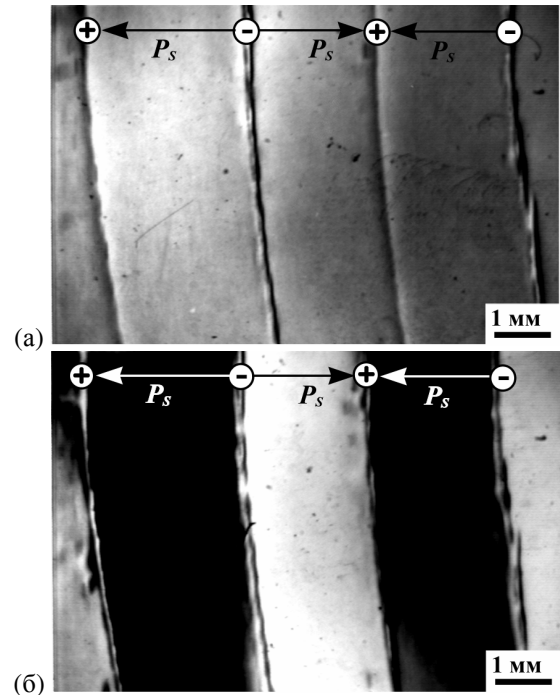


Рис. 4. Топограммы YZ -среза кристалла LiNbO_3 с РДС: (а) $U = 0$ кВ, (б) $U = +2$ кВ. Отражение (300), излучение $\text{CuK}\alpha$, $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$, $\Theta_B = 31.22^\circ$.

электрического поля позволяет выделять домены с заданным направлением пьезоэлектрически активной оси Y за счет различия значений углов Брэгга в соседних доменах. На рис. 5 приведены карты распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности, полученные в отсутствие внешнего электрического поля $U = 0$ кВ (а), при приложении положительного потенциала $U = +2$ кВ (б) и отрицательного потенциала $U = -2$ кВ (в). В отсутствие внешнего электрического поля можно наблюдать, что положительные и отрицательные доменные стенки имеют разную эффективную толщину, связанную с зарядовыми состояниями доменных границ, а механические деформации с двух сторон от доменной границы имеют противоположные знаки. Приложение внешнего электрического поля к YZ -срезу кристалла LiNbO_3 вдоль оси Y вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта приводит к возникновению деформации

$$r_2 = d_{22}E_2 + d_{15}E_2, \quad (3)$$

где E_2 - напряженность электрического поля вдоль оси Y , а d_{22} и d_{15} - пьезоэлектрические коэффициенты. Коэффициент d_{22} отвечает за продольную деформацию и приводит к изменению межплоскостного расстояния $d_{(300)}$ вдоль оси Y . Пьезоэлектрический коэффициент d_{15} отвечает за сдвиговую деформацию элементарной кристаллической ячейки между осями Y и Z , что выражается в наклоне отражающих плоскостей (300) по отношению к исходному состоянию ($U = 0$ кВ). Таким образом, продольные и сдвиговые смещения

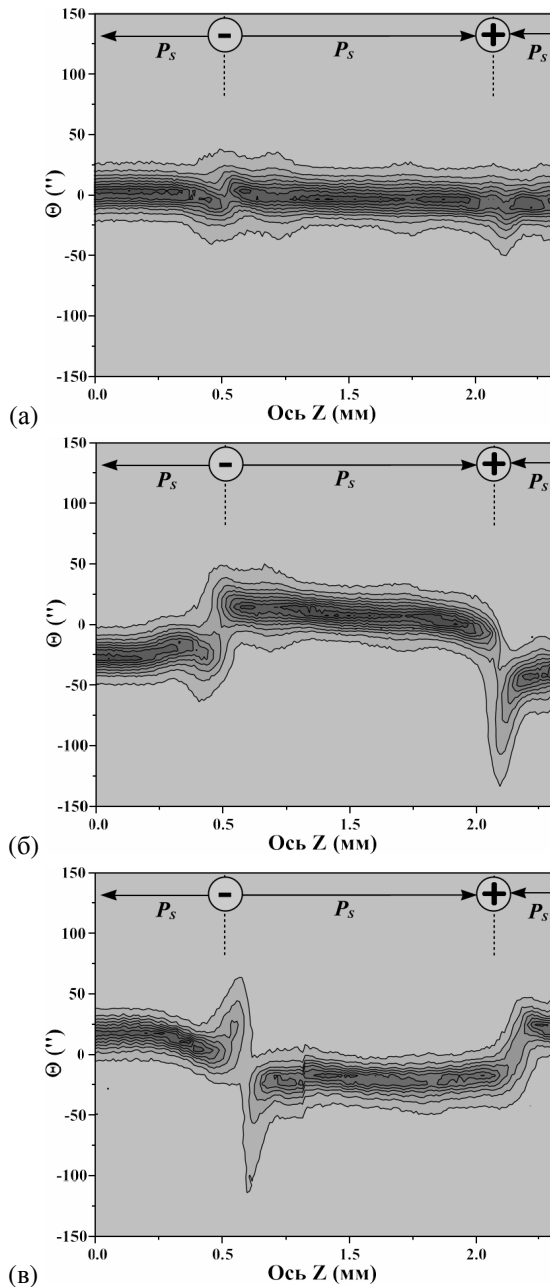


Рис. 5. Распределение рентгеновского излучения, дифрагированного на YZ-срезе кристалла LiNbO_3 с РДС: (а) $U = 0$ кВ, (б) $U = +2$ кВ, (в) $U = -2$ кВ. Отражение (300), $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$, $\Theta_B = 31.22^\circ$.

суммарно приводят к изменению значения угла Брэгга. Вектора спонтанной поляризации \vec{P}_S и пьезоэлектрически активные оси Y имеют противоположные направления в соседних доменах, что приводит к инверсии знаков пьезоэлектрических констант и, соответственно, противоположному изменению значений угла Брэгга в соседних доменах. Как видно на рис. 5(а) в отсутствии внешнего электрического поля соседние домены имеют одинаковые значения угла Брэгга. При приложении к РДС внешнего электрического поля $U = +2$ кВ [рис. 5(б)] произошло противоположное изменение значений угла Брэгга в соседних доменах на 25

угловых секунд по отношению к исходному состоянию. Учитывая толщину кристалла $d = 1$ мм, прикладываемое внешнее электрическое поле $U = +2$ кВ, пьезоэлектрические константы $d_{22} = 0.63 \times 10^{-10}$ Кл/Н и $d_{15} = 2.04 \times 10^{-10}$ Кл/Н можно рассчитать, что продольная деформация за счет изменения межплоскостного расстояния приводит к смещению угла Брэгга на 15 угловых секунд, а сдвиговая деформация вызывает наклон отражающих плоскостей (300) на 10 угловых секунд. Изменение знака внешнего электрического поля [$U = -2$ кВ, рис. 5(в)] приводит к инверсии значений углов Брэгга в соседних доменах. Следует отметить, что вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта происходит модуляция не только кристаллической решетки (изменение межплоскостного расстояния и угла наклона атомарных плоскостей), но и происходит соответствующая модуляция поверхности кристалла в соответствии с конфигурацией РДС в кристалле. Высота рельефа поверхности кристалла, сформированная за счет обратного пьезоэлектрического эффекта, определяется внешним электрическим полем и толщиной кристалла. Также на рис. 5 можно наблюдать, что изменение знака внешнего электрического поля приводит к изменению знаков деформации вблизи доменных границ. Таким образом, возможность управления кристаллической решеткой и профилем поверхности кристалла позволяет создавать адаптивную оптику видимого и рентгеновского диапазона длин волн.

3. Заключение

Проведенные экспериментальные исследования продемонстрировали возможности применения методов рентгеновской топографии и дифрактометрии для исследования акустических и пьезоэлектрических свойств кристаллов. Так анализ дифракционных спектров акустически промодулированных кристаллов позволяет определять амплитуды ПАВ и углы сноса потока акустической энергии, а исследование доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах в условиях обратного пьезоэлектрического эффекта позволяет изучать структуру РДС и доменные стенки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 06-02-22005-НЦНИ_а и № 07-02-00318-а).

- [1] Bohm, J., Heimann, R.B., Hengst, M., Roewer, R., and Schindler, J., *J. Crystal Growth*, **204**, 128 (1999).
- [2] Antipov, V.V., Blistanov, A.A., Roshchupkina, H.D., Tucoulou, R., Ortega, L., and Roshchupkin, D.V., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5325 (2004).
- [3] Иржак, Д.В., Рошупкин, Д.В., Рошупкина, Е.Д., Антипов, В.В., *Поверхность*, №2, 78 (2006).

Исследования атомных колебаний поверхности ядерным рассеянием синхротронного излучения.

Александр Чумаков

European Synchrotron Radiation Facility, BP220, Grenoble, France,
Российский Научный Центр "Институт Курчатова", Москва.
e-mail: chumakov@esrf.fr

Исследования атомных колебаний поверхности имеют решающее значение для понимания механизмов катализа, свойств наночастиц, причин реорганизации структуры поверхности, формирования нано-проволок и нано-точек. Более того, динамика поверхности, как классического примера разрыва непрерывности, является объектом активных фундаментальных теоретических [1] и экспериментальных [2] исследований.

Экспериментальные исследования динамики поверхности сложны необходимостью (i) получить и сохранить чистую поверхность, (ii) получить заметный сигнал от атомов первого поверхностного слоя и (iii) отделить его от сигнала остальных атомов. Для большинства экспериментальных методов перечисленные трудности непреодолимы. Этим, по-видимому, объясняются поразительные противоречия публикуемых результатов [1-3].

Один из путей решения проблемы лежит в использовании ядерного резонансного рассеяния. Ядерное рассеяние происходит только на атомах определённого (Мессбауэровского) изотопа. Помещая атомы резонансного изотопа селективно в первый, второй, и т.д. атомные слои, можно осуществлять идеальное "сканирование" динамики поверхности с разрешением в один монослой.

В докладе представлены результаты исследований атомных колебаний поверхности в системах Fe/Fe(110) и Fe/W(110) полученные методом неупругого ядерного рассеяния синхротронного излучения. Работы выполнены в Европейском центре синхротронного излучения (ESRF) в рамках европейского научного проекта DYNASYNC [4].

Результаты показывают существенное "смягчение" частотного спектра и увеличение амплитуды колебаний атомов поверхности по сравнению с атомами в "объёме" образца. Изменение динамики атомных колебаний сопровождается изменениями термодинамических свойств. Энтропия первого атомного слоя существенно возрастает, скорость звука значительно уменьшается, теплопроводность уменьшается более чем в два раза.

Наблюдаемые изменения динамики и термодинамики поверхности локализованы в первом атомном слое. Изменения атомных колебаний второго слоя гораздо менее заметны, а динамика третьего слоя практически не отличается от динамики "объёма" образца.

[1] A.Kara and T.S.Rahman, Phys. Rev. Lett. **81**, 1453 (1998).

[2] U.Stuhr, H.Wipf, K.H.Andersen, and H.Hahn, Phys. Rev. Lett. **81**, 1449 (1998).

[3] L.Pasquini, A.Barla, A.I.Chumakov, O.Leupold, *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 073410 (2002).

[4] ДИнамика НАноструктур с помощью СИНхротронного излучения. Объединённый европейский проект девяти исследовательских групп из Австрии, Бельгии, Венгрии, Германии, Польши и Франции. Руководитель проекта - J.Korecki (Краков).

Каскадный лазер на сверхрешетке из квантовых точек

Р.А. Сурис, И. А. Дмитриев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия.

e-mail: suris@theory.ioffe.ru

Возможность усиления света в сверхрешетке из квантовых ям (КЯ) была предсказана 36 лет назад [1]. Эта идея стимулировала пятнадцатилетние усилия группы из Bell Labs во главе с Ф. Капассо, которые завершили созданием в 1994 г. квантового каскадного лазера (ККЛ) [2].

Однако рабочие характеристики ККЛ существенно ограничиваются тем, что спектр электронных состояний в КЯ – непрерывный. Это отражает свободное движение носителей в плоскости КЯ. Перекрывание спектров различных уровней квантования приводит к быстрым безызлучательным переходам, темп которых на порядки величины превосходит темп излучательных переходов. Непрерывный спектр, соответствующий свободному движению носителей в плоскости КЯ приводит и к потерям на свободных носителях из-за высокочастотного тока, возбуждаемого компонентами генерируемого электромагнитного поля, направленными вдоль плоскости КЯ.

В 1995 г. один из авторов предложил использовать для каскадных лазеров структуры из квантовых точек (КТ) [3]. Каскадные лазеры на КТ должны иметь, по крайней мере, два преимущества.

Во-первых, из-за того, что спектр КТ дискретен, процессы релаксации оказываются подавленными и инверсия населенности может быть достигнута при существенно меньших токах накачки. Это должно приводить к снижению порогового тока на несколько порядков.

Второе важное обстоятельство состоит в том, что в ККЛ на КТ усиление возможно при произвольной поляризации света. Это отличает такие структуры от структур на основе КЯ, где поле в резонаторе должно обязательно иметь компоненту, перпендикулярную плоскости КЯ, а компоненты ей параллельные должны быть как можно меньше. Указанное отличие приводит к большей свободе построения резонаторов для ККЛ на КТ и позволяет уменьшить потери.

Мы представим результаты теоретического рассмотрения двух возможных схем ККЛ, предложенных в [3], и вкратце обсудим альтернативную геометрию ККЛ.

На рис. 1 представлена схема структуры ККЛ на КТ и распределение полей для низшей ТН моды резонатора. На рис. 2 дана схема переходов, которую можно назвать 3-х уровневой. На вставке представлена зависимость от приложенного напряжения туннельного тока между основным состоянием одной точки и вторым возбужденным состоянием соседней. Инверсия заселенности

достигается при условии, что безызлучательные переходы между уровнями 1 и 2 намного быстрее, чем между уровнями 3 и 2. Это возможно, коль скоро энергетический зазор между уровнями 1 и 2 ε_{12} близок к энергии оптического фонона, а зазор между уровнями 2 и 3 ε_{23} ее превосходит.

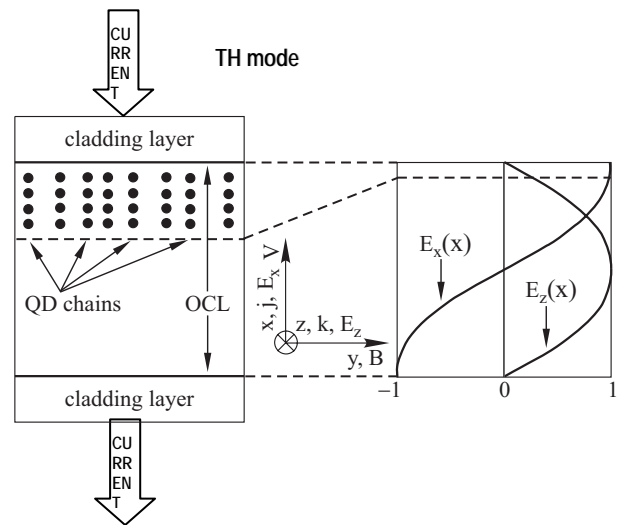


Рис.1

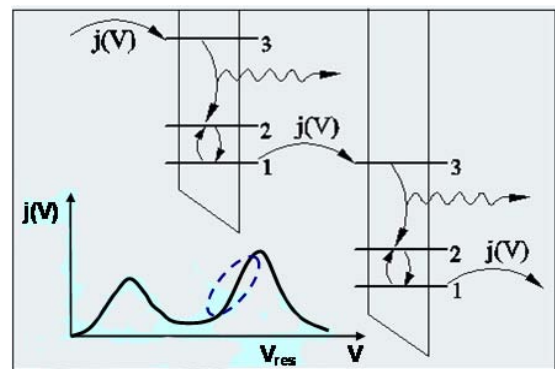


Рис.2

На Рис. 3 представлены зависимости инверсии между уровнями 2 и 3 и безразмерной величины тока между двумя КТ одной цепочки, $J\tau$, где τ - время безызлучательного перехода между уровнями 3 и 2, как функции числа электронов в КТ при температуре $T = 0$. На Рис. 4 - такие же зависимости при $T = 300$ К. Мы полагаем, что вблизи резонанса зависимость тока от напряжения задается выражением

$$J(V) = j / \left(1 + (V - V_{res})^2 / V_{rw}^2 \right).$$

Зависимости соответствуют различным значениям

параметра $j\tau = \{100, 3, 1, 0.4, 0.15, 0.01\}$ (сверху вниз). Мы полагаем, что частота оптического фонона соответствует $\omega_{LO} = 36 \text{ meV}$.

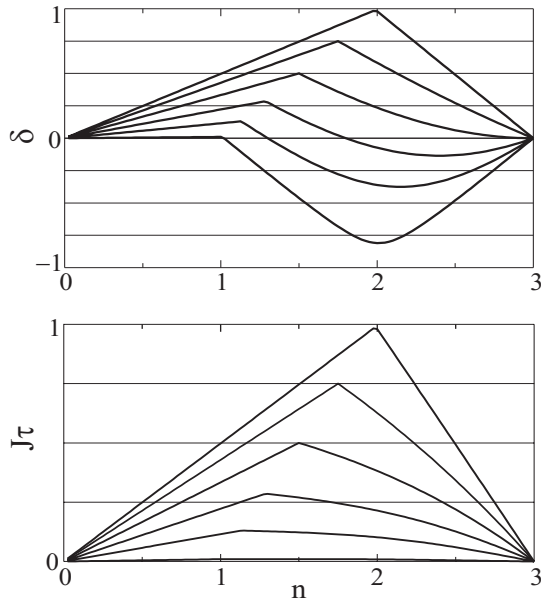


Рис. 3

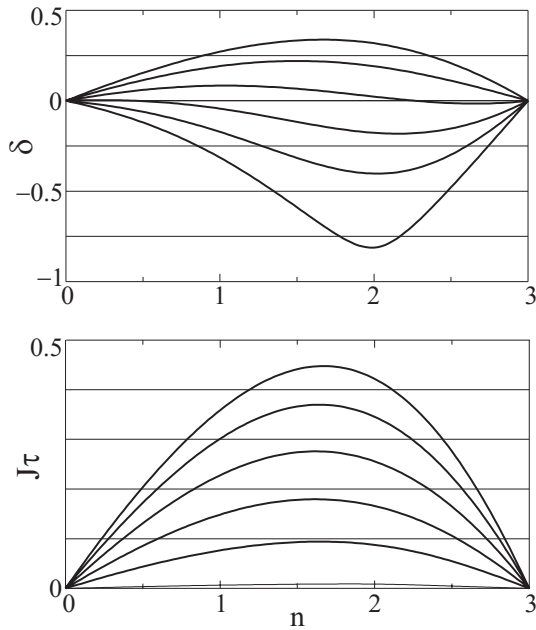


Рис. 4

Отметим, что, если вероятность резонансного тунелирования между точками j существенно превосходит темп безызлучательных переходов $3 \rightarrow 2$, τ^{-1} , величина тока напрямую связана с инверсией δ соотношением

$$J \approx \frac{e\delta}{\tau} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{LO}}{T}\right) \right]^{-1}.$$

Другая схема, которую можно назвать 2-х уровневой, представлена на Рис. 5. Здесь КТ, имеющие по 2 уровня квантования, расположены благодаря приложенному смещению на таком расстоянии друг от друга, что расщепление из-за резонанса основного состояния одной точки с возбужденным в соседней, близко к энергии оптического фонона. Здесь инверсия возникает между нижним 1 и верхним 2 соседней КТ.

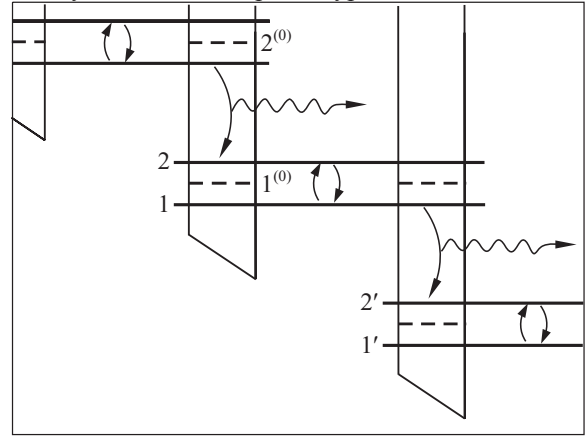


Рис. 5

На Рис. 6 дана зависимость инверсии от числа электронов в КТ для этого случая при температурах $T = \{0, 100, 200, 300, 400, 500\} \text{ K}$ (сверху вниз). Как и в предыдущей схеме, при $j\tau \gg 1$ инверсия связана с током тем же выражением.

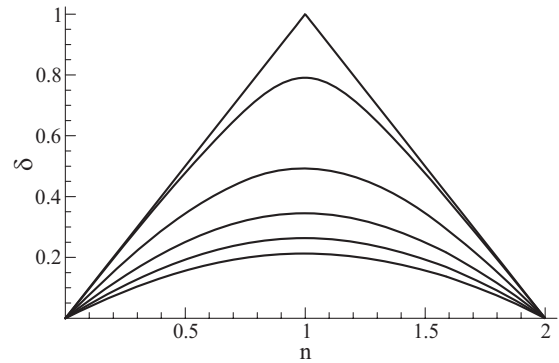


Рис. 6

Следует особо подчеркнуть, что инверсия в обоих случаях достигается на восходящем участке вольт-амперной характеристики и поэтому система оказывается электрически устойчивой.

Приведем теперь количественные оценки для характеристик 3-х уровневых ККЛ на КТ при комнатной температуре [4]. Выберем энергию лазерного перехода $\epsilon_3 - \epsilon_2 = 2.5 \omega_{LO} \approx 90 \text{ meV}$. Оценки дают, что однородное уширение, которое должно превосходить частоту переходов между уровнями 1 и 2, составляет величину порядка 10^{12} сек^{-1} , в то время как частота безызлучательных переходов $3 \rightarrow 2$ при таком энергетическом зазоре порядка 10^{10} сек^{-1} . Мы полагаем, что число КТ в одной цепочке равно 20, размер КТ составляет 100

\AA , а число цепочек на единицу площади порядка 10^{11} см^{-2} . Приравняв коэффициент усиления потерям, которые мы полагаем имеющими типичное значение 10 см^{-1} , приходим к пороговой величине инверсии $\delta_{\text{th}} \sim 10^{-2}$, что намного меньше достижимого при комнатной температуре значения 0,3 (Рис. 4). Величина же плотности порогового тока оказывается при этом равной 10 А/см^2 , что, по крайней мере, на два порядка меньше типичного значения для ККЛ на КЯ.

Можно оценить и характеристическую температуру такого лазера

$$T_0(T) \equiv \left(\frac{\partial \ln j_{\text{th}}}{\partial T} \right)^{-1} = \frac{T^2}{\hbar \omega_{\text{LO}}} \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega_{\text{LO}}}{T} \right) - 1 \right]$$

При комнатной температуре она оказывается очень высокой и составляет примерно 600 К.

Как уже говорилось выше, структуры с КТ допускают большую гибкость в организации мод резонатора и дают возможность уйти от обычно используемой в ККЛ ТН моды. В качестве примера приведем структуру, представленную на Рис. 7.

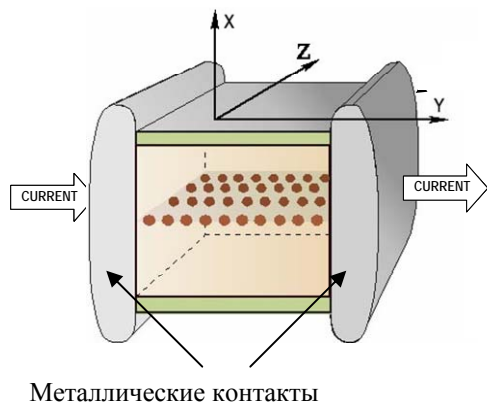


Рис. 7

В такой геометрии усиливаться будет ТЕ мода, в которой электрическое поле волны направлено вдоль слоя КТ (Рис. 8)

TE Mode

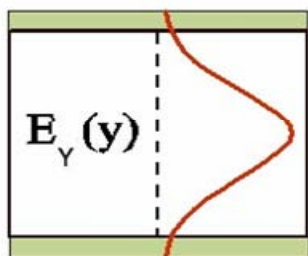


Рис. 8

Нужно иметь в виду, что в этой конфигурации в активной области нет свободных носителей и потери связаны только с боковыми металлическими контактами.

Работа поддержана РФФИ (грант 05-02-16679-а), Программой поддержки ведущих научных школ и Программой Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры».

- [1] Р. Ф. Казаринов, Р.А Сурис, О возможности усиления электромагнитных волн в полупроводниках со сверхрешеткой, ФТП, 1971, т. 5, в. 4, с. 797-800
- [2] J. Faist et al., Science, 1994, 264, 553.
- [3] R.A. Suris, Prospects for Quantum Dot Structures Applications in Electronics and Optoelectronics, in Future Trends in Microelectronics, eds. S. Luryi et al., NATO ASI Ser. E 323, Kluwer Academic Publishers., 1996, 197.
- [4] I.A. Dmitriev and R.A. Suris, phys. stat. sol. (a) 202, No. 6, 2005, 987

Исследование циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях

В. Я. Алешкин¹, Ю. Б. Васильев², В. И. Гавриленко¹, А. В. Иконников¹,
С. С. Криштопенко¹, М. Л. Орлов^{1,4}, Ю. Г. Садофьев¹, М. L. Sadowski³,
W. Knap⁴,

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble, France

⁴University of Montpellier 2, CNRS, Place Eugene Bataillon, 21, F34095, Montpellier, France

e-mail: gavr@ipm.sci-nnov.ru

Гетероструктуры InAs/AlSb с квантовыми ямами (КЯ) обладают многими замечательными качествами такими как малая эффективная масса электронов ($0.03 m_0$), высокая подвижность (до $9 \cdot 10^5$ см²/Вс при низкой и до $3 \cdot 10^4$ см²/Вс при комнатной температурах), большое значение эффективного фактора Ланде g^* , большая величина разрыва зоны проводимости на гетерогранице (1.35 эВ), что делает их перспективными для создания для создания приборов высокочастотной электроники, оптоэлектроники среднего ИК диапазона и спинтроники. Вследствие большой глубины квантовой ямы InAs в зоне проводимости в ней всегда присутствует двумерный электронный газ даже в номинально нелегированных структурах; поставщиками электронов являются глубокие доноры в барьерных слоях AlSb, а также поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb.

Метод циклотронного резонанса (ЦР) является эффективным средством для измерения эффективных масс носителей и изучения структуры энергетических зон. В гетероструктурах InAs/AlSb исследования ЦР проводились в начале 90-ых годов в номинально нелегированных структурах с концентрацией 2D электронов до 10^{12} см⁻², при которой электроны населяют лишь 1-ую подзону размерного квантования [1–2]. Были определены значения эффективных масс на уровне Ферми и исследована их зависимость от концентрации 2D электронов. Для изменения концентрации использовалось явление отрицательной остаточной фотопроводимости (ООФП) [2–5]– при облучении образца видимым светом концентрация уменьшалась до двух раз и оставалась такой после выключения подсветки вплоть до отогрева образца. В квантующих магнитных полях было обнаружено расщепление линии ЦР, связанное с неэквидистантностью уровней Ландау вследствие непараболичности зоны проводимости, а также с зависимостью g^* от энергии [6–8]. В работе [9] сообщалось об обнаружении сильного расщепления линии ЦР, причем осцилляции величины расщепления не коррелировали с фактором заполнения уровней Ландау (в отличие от [6–8]). Обнаруженный эффект связывался с дополнительным расщепле-

нием уровней Ландау в встроенном электрическом поле за счет спин-орбит спин-орбитального взаимодействия (эффект Рашбы). Наконец, в работе [10] в импульсных магнитных полях микросекундной длительности было обнаружено неравновесное заполнение нижних уровней Ландау электронов, обусловленное инерционностью спиновой релаксации. В этой же работе были обнаружены эффекты, связываемые с влиянием электрон-электронного взаимодействия на спектры ЦР, т.е. с нарушением известной теоремы Кона [11]. Приведенные примеры свидетельствуют о возможности изучения методом ЦР широкого круга явлений в данных структурах. До настоящего времени такие исследования были ограничены, как уже отмечалось, номинально нелегированными образцами. В настоящей работе приводятся результаты систематических исследований ЦР как в нелегированных, так и впервые в селективно легированных гетероструктурах InAs/AlSb в квантующих магнитных полях.

Исследуемые гетероструктуры были выращены на полуизолирующих подложках GaAs(100) методом МПЭ [12]. Сначала выращивался метаморфный буфер AlSb, затем сглаживающая 10-периодная сверхрешетка GaSb/AlSb и, наконец, активная часть структуры, состоящая из нижнего барьера AlSb толщи-

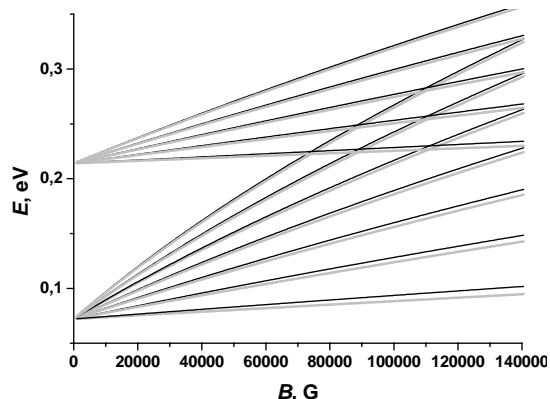


Рис. 1. Рассчитанные в рамках модели Кейна уровни Ландау в 1-ой и 2-ой подзонах размерного квантования в прямоугольной квантовой яме InAs шириной 150Å.

ной 12-40 нм, квантовой ямы InAs толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlSb толщиной 30-40 нм и покрывающего слоя GaSb. В образцах В1444 проводилось δ -легирование Te обоих барьеров AlSb на расстоянии 15 нм от квантовой ямы.

Измерения спектров ЦР проводились в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле с помощью фурье-спектрометра BRUKER 113V с использованием сверхпроводящего соленоида до 13 Т $T = 2$ К. Спектры пропускания, измеренные в магнитном поле, нормировались на спектр в нулевом магнитном поле. Для определения концентрации электронов одновременно измерялось магнитосопротивление образца. Для изменения концентрации электронов в номинально нелегированных структурах использовался эффект отрицательной остаточной фотопроводимости [2-5,13]: образцы освещались излучением видимого диапазона.

Уровни Ландау электронов в КЯ InAs рассчитывались в рамках 8-зонной модели Кейна [14] с учётом эффектов деформации и g -фактора электронов [15] как для прямоугольного, так и для самосогласованного профиля потенциала квантовой ямы (ср. [16]). Обнаружено, что учёт деформации и встроенного электрического поля слабо влияет на электронный спектр в 1-ой подзоне размерного квантования, но существенно изменяет расстояние между подзонами, что важно для описания циклотронных переходов в легированных образцах.

На рис. 1 представлены рассчитанные нижние уровни Ландау в 1-ой и во 2-ой подзонах размерного квантования для прямоугольного, а на рис.2 - для самосогласованного (для селективно легированного образца В1444, см. ниже) профилей квантовой ямы. Видно, что при двустороннем δ -легировании барьеров (образец В1444), изгиб зон заметно (более чем на 10 мэВ) уменьшает расстояние между 1-ой и 2-ой подзонами размерного квантования.

На рис. 3 представлены спектры ЦР для

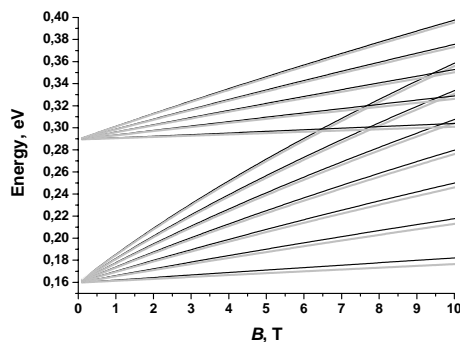


Рис. 2. Рассчитанные в рамках модели Кейна уровни Ландау в 1-ой и 20-ой подзонах размерного квантования в образце В1444 для самосогласованного профиля квантовой ямы InAs шириной 150А ($n_s = 3,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $n_{\text{left}} = 1,8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $n_{\text{right}} = 1,4 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$).

номинально нелегированного образца А693. Значительное расщепление линии ЦР, наблюдаемое при $B = 6,25$ Т соответствует нечетному целому значению фактора заполнения уровней Ландау $\nu = 5$, что типично для непараболической зоны (ср. [6-8]). Следующее по магнитному полю более слабое расщепление линии ЦР, наблюдаемое в области $B \sim 7,5$ Т, соответствует $\nu = 4$. В самых сильных магнитных полях, когда фактор заполнения приближается к 3, вновь наблюдается еще более сильное расщепление линии ЦР (интенсивности обеих расщепившихся линий должны сравняться при $B = 10,4$ Т). На частоте 217 см^{-1} на всех спектрах наблюдается провал, связанный с поглощением на ТО-фононах в InAs.

На рис. 4 представлены спектры ЦР в селективно легированном образце В1444. Спектральный анализ осцилляций Шубникова-де Газа показывает, что в этом образце заселены электронами как 1-ая, так и 2-ая подзона размерного квантования в квантовой яме InAs; причем концентрации электронов в подзонах в умеренных полях составляют $2,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Как показывает сопоставление этих данных с результатами расче-

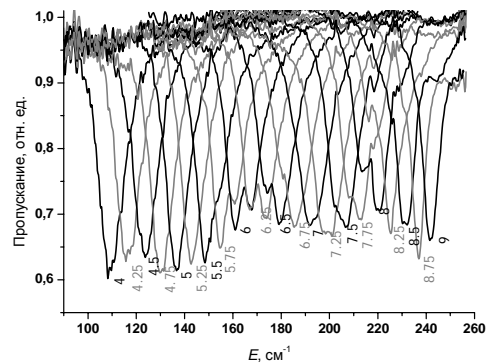


Рис. 3. Спектры ЦР в номинально нелегированной структуре А693 ($n_s = 7,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла.

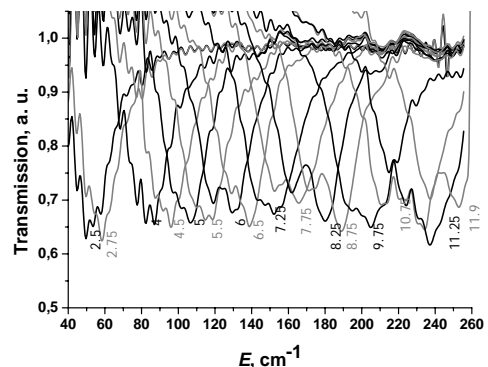


Рис. 4. Спектры ЦР в легированной структуре В1444 ($n_s = 3,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла. тов уровней Ландау (рис.1.2), для адекватного

описания распределения электронов по подзонам при расчете энергетических спектров нужно учитывать изгиб зон (рис.2). В модели прямоугольной квантовой ямы (рис.1) расстояние между подзонами оказывается большим и при размещении $2.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ электронов в 1-ой подзоне уровень Ферми оказывается ниже дна 2-ой подзоны. Для образца V1444 значительное (более сильное, чем на рис.3) расщепление линии ЦР наблюдается в широком интервале магнитных полей. Наблюдаемое расщепление связано с разностью энергий циклотронных переходов в 1-ой и во 2-ой подзонах размерного квантования. В отличие от спектров ЦР в номинально нелегированных образцах (см., например, рис.3, [6-8]), в котором обе расщепившиеся линии в максимуме расщепления имеют одинаковые амплитуды, здесь амплитуда «левого» пика (ЦР во 2-ой подзоне) всегда меньше чем «правого» (ЦР во 1-ой подзоне) [17]. В этом образце с большой концентрацией электронов линии ЦР уширены (вследствие насыщения модуляции пропускания) значительно сильнее, чем в номинально нелегированных образцах (ср. с рис.3), и «внутриподзонное» расщепление линии ЦР не наблюдается. Как показывает анализ, максимум расщепления наблюдается в тех магнитных полях (например, при 6Т, 8,75Т, 11,9Т – см. рис.4), при которых факторы заполнения уровней Ландау близки к четным значениям в обеих подзонах, т.е. уширение линий ЦР в каждой из подзон минимально.

На рис.5 представлены спектры ЦР в образце A693 при непрерывном облучении образца зеленым светом, в результате чего концентрация электронов уменьшилась до $5.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В данном криостате для уменьшения концентрации вследствие эффекта отрицательной остаточной фотопроводимости потребовалась непрерывная подсветка, по-видимому, вследствие паразитной засветки образца ИК излучением. Фактору заполнения $\nu = 3$ соответствует магнитное поле $B \approx 7.7\text{T}$. Соответственно, при магнитных полях несколько больших или меньших этого значения (например, при 7.5 и 8.5Т – рис.5) наблюдаются две расщепившиеся вследствие непараболичности зоны проводимости линии ЦР, которым отвечают переходы между уровнями Ландау $0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 2$ (см., например, [17]). Однако в промежуточных полях, как видно из рис.5, наблюдаются как минимум три линии поглощения (ср. с [18]). В других номинально нелегированных образцах, а также в этом же образце без подсветки (см. рис.3) в данной спектральной области наблюдается заметное уширение линии ЦР. Представляется, что дополнительное расщепление связано с поляронным эффектом (взаимодействие электронов с ЛО-фононами), которое в данном образце имеет место вблизи частоты 227 см^{-1} . Последняя величина меньше частоты ЛО-фононов в InAs 243 см^{-1} и близка к частоте ТО-фононов 217 см^{-1} , что

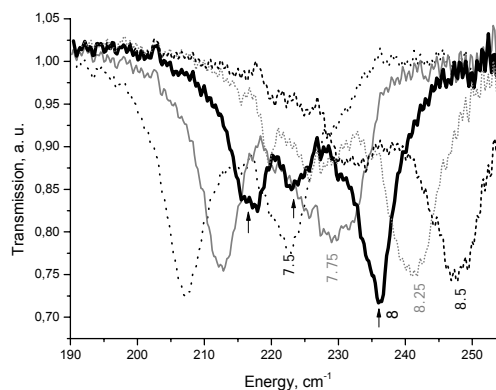


Рис.5. Спектры ЦР в образце A693 вблизи $\nu = 3$, полученные при непрерывном освещении образца зеленым светом ($n_s = 5.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла. Хорошо видно, что при $B = 8 \text{ Т}$ в спектре присутствуют три линии поглощения.

может быть связано с сильным экранированием в 2D электронном газе.

Работа поддержана РФФИ (проекты 05-02-17531, 07-02-01382), INTAS (YS Fellowship 04-83-3169) и РАН. Измерения в GHMFL (Гренобль) выполнены при поддержке в рамках 6-ой рамочной программы ЕС: контракт RITA-CT-2003-505474 (ref. SE3806).

- [1] M. J. Yang *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, S129 (1993).
- [2] C. Gauer *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 1580 (1994).
- [3] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.* **65**, 5239 (1989).
- [4] I. Lo *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 751 (1992).
- [5] Ch. Gauer *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, S137 (1993).
- [6] J. Scriba *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, S133 (1993).
- [7] M. J. Yang *et al.*, *Phys. Rev.* **B47**, 1691 (1993).
- [8] M. J. Yang *et al.*, *Phys. Rev.* **B47**, 6807 (1993).
- [9] Yu. B. Vasil'ev *et al.*, *JEPT Lett.* **79**, 674 (2004).
- [10] H. Arimoto, N. Miura, R.A. Stradling. *Phys. Rev.* **B67**, 155319 (2003).
- [11] W. Kohn, *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).
- [12] Yu. G. Sadofyev *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1833 (2002).
- [13] V. Ya. Aleshkin *et al.*, *Semiconductors* **39**, 62 (2005).
- [14] E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 249 (1957).
- [15] H.-R. Trebin *et al.* *Phys. Rev.* **20**, 2, (1979)
- [16] R. Winkler, *Surf. Sci.* **361/362**, 411 (1996).
- [17] В.Я.Алешкин и др. Материалы X Симпозиума «Нанозлектроника и нанозлектроника», Н.Новгород, 2006, т.1, с.86.
- [18] С.-М. Hu *et al.* *Phys. Rev. B* **67**, 201302 (2003).

Эмиссия излучения терагерцового диапазона из гетероструктур GaAsN/GaAs и наноструктур GaAs/AlGaAs в электрическом поле

Л.Е.Воробьев¹, Д.А.Фирсов¹, В.А.Шалыгин¹, В.Ю.Паневин¹,
А.Н.Софронов¹, А.Ю.Егоров², В.М.Устинов², А.Г.Гладышев²,
О.В.Бондаренко², А.А.Андрианов², А.О.Захарьин², Д.В.Козлов³

¹С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург

²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург

³Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

e-mail lvor@rphf.spbstu.ru

В настоящее время источники терагерцового (ТГц) излучения могут быть использованы во многих важных областях науки и техники, таких, как медицина и биология, химия и физика, нанотехнологии и другие. Недавнее создание квантово-каскадного лазера, работающего с энергиями кванта меньше энергии LO фонона [1], является значительным достижением в области терагерцовой фотоники. Альтернативный многообещающий путь создания малогабаритных твердотельных источников ТГц излучения - это разработка лазеров на полупроводниках, легированных мелкими водородоподобными примесями. За последние несколько лет было проведено множество исследований в области разработки лазера на легированном кремнии [2,3]. Стимулированное излучение ТГц диапазона также наблюдалось из одноосно сжатых кристаллов р-Ge в сильных электрических полях. Алтухов и др. [4] экспериментально показали, что оно связано с инверсной заселенностью расщепленных сжатием акцепторных состояний. Механизм внутрицентральной инверсии населенности между резонансными и локализованными акцепторными состояниями в условиях электрического пробоя примеси рассматривается в [5]. Сильное электрическое поле опустошает локализованные состояния из-за процесса ударной ионизации. Горячие свободные дырки захватываются на резонансный уровень и накапливаются на нем и в состояниях легкой подзоны с близкими энергиями. Одноосная деформация может быть получена и без приложения внешнего давления за счет встроенных механических напряжений, возникающих в тонких чередующихся слоях полупроводников с различающимися постоянными решетки. В [6] описывается конструкция ТГц лазера такого типа на основе легированной бором наноструктуры Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с квантовыми ямами.

Инверсия населенности между резонансными и локализованными акцепторными состояниями может быть получена также и в напряженных микроструктурах р-GaN/GaAs с небольшим содержанием азота [7]. В настоящей работе мы

сообщаем об экспериментальном изучении спектров ТГц люминесценции в напряженных слоях GaAsN:Be в сильном электрическом поле, представляем результаты теоретических расчетов энергетического спектра акцепторных состояний и определяем доминирующие оптические переходы.

В отличие от работы [4], электрическое поле в наших структурах приложено перпендикулярно оси сжатия. На примере р-Ge с внешним одноосным сжатием показано [8], что такое взаимное расположение направления сжатия и электрического поля более предпочтительно для получения ТГц излучения. В этом случае (в отличие от [4]) не появляются домены сильного поля, что, вероятно, связано с анизотропией эффективных масс дырок в подзонах для направлений вдоль и перпендикулярно направлению давления [9]. Отметим также, что в структурах GaAsN/GaAs создание резонатора является технически более простой задачей, чем в Ge или в структурах Ge/Si.

Напряженные микроструктуры р-GaN/GaAs были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs. Эксперименты проводились на структурах, содержащих 10 периодов чередующихся слоев GaAs_{1-x}N_x толщиной 0,1 мкм и более толстых слоев GaAs толщиной 0,5 мкм. Содержание азота в слое GaAsN составляло $x = 0.018$. В данной структуре эпитаксиальные слои GaAsN подвержены деформации, эквивалентной одноосному сжатию вдоль оси роста. Расщепление подзон легких и тяжелых дырок составляет 21 мэВ [10]. Слои GaAsN легировались Be с концентрацией $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Все образцы были снабжены индиевыми электрическими контактами.

Вольтамперные характеристики и зависимости интегральной интенсивности ТГц люминесценции от электрического поля измерялись в импульсном режиме при температуре 4.2 К на образцах, погруженных в жидкий гелий. Интегральная интенсивность люминесценции измерялась в диапазоне 60...110 мкм с использованием фотоприемника Ge:Ga и фильтра из черного полиэтилена.

Спектры спонтанной ТГц эмиссии измерялись со спектральным разрешением 0,6 мэВ с помощью Фурье-спектрометра, работающего в режиме пошагового сканирования [11]. Напряжение на образец подавалось в виде “пачек” импульсов, длительность импульса была равно 10 мкс. Излучение ТГц диапазона регистрировалось охлаждаемым жидким гелием кремниевым болометром и измерялось с помощью синхронного детектора.

Измеренные вольтамперные характеристики (ВАХ) микроструктур p-GaAsN/GaAs представлены на рис. 1. В полях менее 200 В/см при $T = 4,2$ К ВАХ носит линейный характер. Характер проводимости в этой области соответствует прыжковому механизму [12], что подтверждается также изучением температурных зависимостей проводимости в слабых полях. С возрастанием электрического поля проводимость увеличивается на два порядка, что соответствует процессу ионизации примесей и примесному пробую. При $T = 77$ К практически все акцепторы термически ионизованы, и ВАХ близка к линейной во всем диапазоне электрических полей. Сравнение экспериментальных данных для двух температур позволяет заключить, что большая часть акцепторов ионизована при $T = 4.2$ К в поле $E > 2000$ В/см.

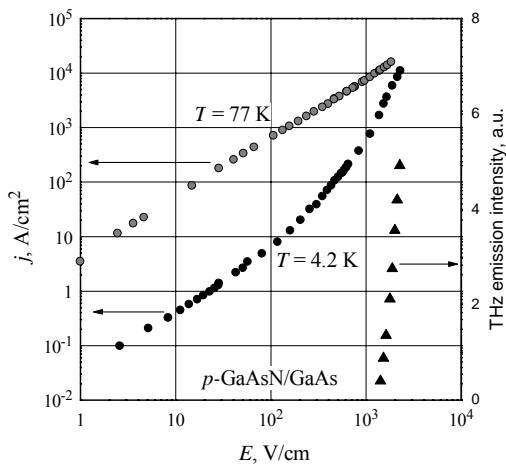


Рис. 1. Вольтамперные характеристики напряженной структуры p-GaAsN/GaAs при двух температурах и зависимость интегральной интенсивности ТГц люминесценции от электрического поля при $T = 4.2$ К.

Зависимость интегральной интенсивности ТГц люминесценции от электрического поля также приведена на рис. 1. На зависимости наблюдается порог при $E = 1300$ В/см, именно при этом значении поля начинается резкий рост плотности тока; таким образом эмиссия ТГц излучения происходит только в условиях примесного пробоя. В принципе, излучение из

напряженных слоев p-GaAsN может быть обусловлено несколькими различными механизмами: внутрицентровыми оптическими переходами дырок между расщепленными сжатием акцепторными состояниями, прямыми межподзонами переходами дырок, переходами из подзоны легких дырок в локализованные акцепторные состояния и обычным тепловым излучением разогреваемого током образца.

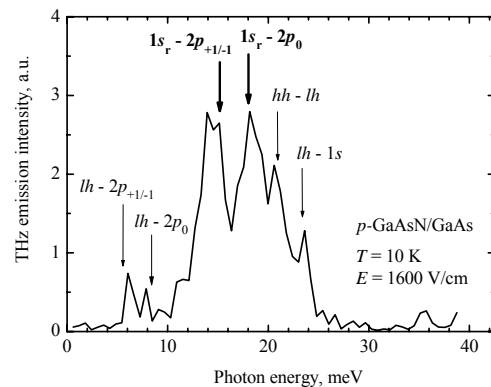


Рис. 2. Спектр люминесценции напряженной структуры p-GaAsN/GaAs в сильном продольном электрическом поле. Стрелки показывают положения возможных оптических переходов, соответствующих рассчитанному энергетическому спектру.

Спектр ТГц электролюминесценции, измеренный в условиях примесного пробоя, представляет собой серию близко расположенных узких линий (рис. 2). Чтобы определить их происхождение, был теоретически рассчитан спектр мелкой примеси в напряженном слое GaAsN методом плавных огибающих. Акцепторный гамильтониан строился как матричный оператор 4×4 на основе гамильтониана Латтинжера и включал в себя также член, учитывающий деформацию и кулоновский потенциал. Также как и в [13], задача решалась в аксиальном приближении, и проблема была сведена к диагонализации конечной симметричной матрицы. Необходимый для учета химического сдвига подгоночный параметр был получен из сравнения полученных данных с известным значением энергии основного состояния Ве в объемном GaAs. Результаты вычислений энергетического спектра бериллия в напряженном слое GaAsN представлены на рис. 3.

Стрелки на рис. 2 показывают энергии фотона для возможных оптических переходов, соответствующих рассчитанному энергетическому спектру напряженного слоя GaAsN:Ве. Как видно, основные линии спектра ТГц излучения расположены близко к вычисленным значениям энергий переходов. Это позволяет сделать вывод, что внутрицентровые оптические переходы дырок между резонансным акцепторным уровнем $1s^r$ и локализованными

уровнями $2p_{\pm 1}$ и $2p_0$ вносят доминирующий вклад в наблюдаемый спектр. Как замечалось выше, это именно тот механизм излучения, который предполагается использовать для получения лазерной генерации ТГц диапазона. Межподзонные переходы дырок и переходы зона – акцептор дают меньший вклад. Вклад теплового излучения решетки пренебрежимо мал.

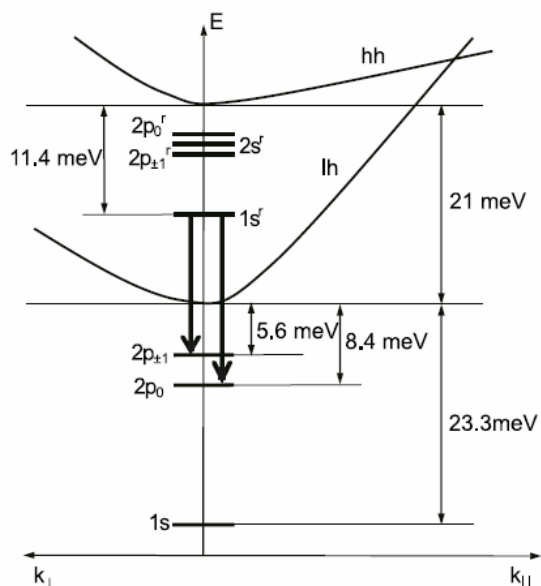


Рис. 3. Рассчитанный энергетический спектр резонансных и локализованных состояний бериллия в напряженном слое GaAs_{1-x}N_x с содержанием азота $x = 0,018$.

Кроме того, исследованы эмиссия и поглощение излучения ТГц диапазона из наноструктур с квантовыми ямами n-типа в сильных электрических полях. Эти результаты изложены в настоящем сборнике (см. доклад Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев и др. “Поглощение и эмиссия излучения терагерцового диапазона в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs”).

В ходе работы была экспериментально обнаружена спонтанная эмиссия ТГц излучения в продольном электрическом поле из напряженных микроструктур GaAs/GaAsN/GaAs, легированных бериллием, и из наноструктур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs n-типа. Был теоретически рассчитан энергетический спектр мелкого акцептора в напряженном слое GaAsN в приближении плавных огибающих. Основные линии измеренного спектра ТГц эмиссии связаны с внутрицентровыми оптическими переходами между резонансными и локализованными акцепторными состояниями. Межподзонные переходы дырок и переходы зона-акцептор также дают измеряемый, но значительно более слабый, вклад.

Работа поддержана Российским Фондом фундаментальных исследований (проекты №05-02-1734, 05-02-17225, 05-02-17770), Президентской программой поддержки молодых

ученых (проект № 1860.2005.2), Министерством образования и науки РФ.

[1] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, F. Rossi, *Nature* **417**, 156 (2002).

[2] R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, K. A. Kovalevsky, and V. N. Shastin, S. G. Pavlov, U. Böttger, and H.-W. Hübers, H. Riemann, N. V. Abrosimov, and N. Nötzel *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 051101 (2007)

[3] P.-C. Lv, R. T. Troeger, S. Kim, S. K. Ray, K. W. Goossen, J. Kolodzey, I. N. Yassievich, M. A. Odnoblyudov, and M. S. Kagan, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3660 (2004)

[4] И. В. Алтухов, М. С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 455 (1994)

[5] М. А. Odnoblyudov, I. N. Yassievich, M. S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 644 (1999)

[6] V. I. Altukhov, E. G. Chirkova, V. P. Sinis, M. S. Kagan, Yu. P. Gousev, S. G. Thomas, K. L. Wang, M. A. Odnoblyudov, I. N. Yassievich, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3909 (2001)

[7] Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Д.В. Цой, А.Ю. Егоров, А.Г. Гладышев, О.В. Бондаренко *Письма в ЖТФ* **32**, 9 (2006)

[8] В. Н. Бондарь, А. Т. Далакян, Л. Е. Воробьев, Д. А. Фирсов, В. Н. Тулупенко *Письма в ЖЭТФ* **70** (4), 257 (1999)

[9] Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Москва, Наука (1972)

[10] A. Yu. Egorov, E. S. Semenova, V. M. Ustinov, Y.G. Hong, C. Tu, *Semiconductors* **36**, 931 (2002).

[11] А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, И. Н. Яссиевич, Н. Н. Зиновьев, *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 8 (2006)

[12] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва 1979

[13] V. Ya. Aleshkin, B. A. Andreev, V. I. Gavrilenko, I. V. Erofeeva, D. V. Kozlov, O. A. Kuznetsov, *Nanotechnology* **11**, 348 (2000)

Спин-зависимые фотогальванические явления В (110)-GaAs/AlGaAs наноструктурах

В.В. Бельков¹, С.Д. Ганичев², С.А. Тарасенко¹, В.А. Шалыгин³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1940121 Санкт-Петербург, Россия

²University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

³СПб Гос. Политехнический Университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bel@epi.ioffe.ru

Спин-зависимые эффекты в квантово-размерных GaAs/AlGaAs структурах, выращенных в направлении [110], весьма специфичны. В первую очередь речь идет о подавлении процесса спиновой релаксации, вследствие чего величина времени релаксации спина может даже при комнатной температуре достигать нескольких наносекунд. Это обстоятельство, обусловленное особенностями тонкой структуры энергетического спектра (110)-структур, вызывает большой интерес в связи с развитием исследований в области спинтроники.

Однако, столь привлекательная особенность (110)-структур характерна лишь для случая симметричных квантовых ям. В случае асимметрии формы квантовой ямы или профиля легирования возникающее эффективное магнитное поле, описываемое слагаемым Рашба в электронном гамильтониане, вызывает эффективную спиновую релаксацию (механизм Дьяконова-Переля). Таким образом, актуальной становится задача экспериментального определения симметрии квантово-размерных структур, выращенных в направлении [110].

Выполненный в нашей работе феноменологический анализ позволил выявить влияние симметрии на характер спин-зависимых фотогальванических явлений в (110)-структурах и предложить достаточно простой способ определения симметрии указанных наноструктур. Экспериментальное исследование магнито-гиротропного эффекта [1] в δ -легированных GaAs/AlGaAs структурах показало, что величина обусловленного им фототока максимальна в односторонне легированных гетеропереходах (для которых характерна сильная асимметрия). Заметно более слабый фотоотклик наблюдается в асимметрично

легированных структурах, содержащих квантовые ямы (в этом случае направление фототока зависит от положения примесного слоя). Эффект отсутствует в квантово-размерных структурах, имеющих симметричный профиль легирования. В последнем случае в оптических экспериментах наблюдался низкий темп процесса спиновой релаксации. Полученные поляризационные зависимости фототока хорошо описываются феноменологическими зависимостями как в случае приложения магнитного поля в плоскости гетероструктуры, так и для поля, ей перпендикулярного.

Другим фотогальваническим эффектом, обусловленным спин-зависимыми процессами в низкоразмерных структурах, является циркулярный эффект увлечения, который состоит в одновременной передаче электронам импульса и углового момента фотонов. Анализ показывает, что и в этом случае фототок может возникать лишь в асимметричных гетероструктурах [2]. Этот эффект наблюдался нами при возбуждении (110)-GaAs/AlGaAs квантовых ям циркулярно поляризованным излучением CO₂-лазера. Микроскопический механизм циркулярного эффекта увлечения представляет собой оптическую ориентацию спинов электронов, которая зависит от величины и направления волнового вектора света и сопровождается асимметричной спиновой релаксацией, приводящей к возникновению электрического тока.

[1] S. Ganichev, V. Bel'kov, S. Tarasenko, *et al.*, *Nature Physics* **2**, 609 (2006).

[2] В.А. Шалыгин и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 666 (2006).

Особенности эффекта Штарка в двухсекционном лазере с квантовыми точками.

Гаджиев И.М.¹, Бакшаев И.О.¹, Портной Е.Л.¹, Соболев М.М.¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: ilja_b@mail.ru

Структуры с квантовыми точками (КТ) перспективны для создания интегральных оптических элементов, поскольку имеют малые внутренние потери по сравнению с аналогичными устройствами на квантовых ямах. Лазеры на КТ имеют относительно небольшую частоту токовой модуляции вследствие насыщения усиления и большого времени релаксации носителей на основном уровне из материала матрицы [1].

Однако эффекты, которые препятствуют прямой токовой модуляции, не являются помехой для режима синхронизации мод. Поэтому существует довольно большое число работ посвященных этому режиму. Некоторые из них были сделаны в нашей лаборатории и опубликованы в научных журналах [2]. Однако для оптимизации конструкции лазера было необходимо дополнительно исследовать свойства секции поглотителя. Использовать для этого литературные источники не представляется возможным, в следствии недостаточной исследованности данного вопроса [3].

Поэтому задачей работы являлось исследование поглощающих свойств структуры и использование полученных данных для изготовления двухсекционных лазеров.

Двухсекционная конструкция лазера представляет собой лазер с усиливающей и поглощающей секцией, разделенных зазором в электрическом контакте.

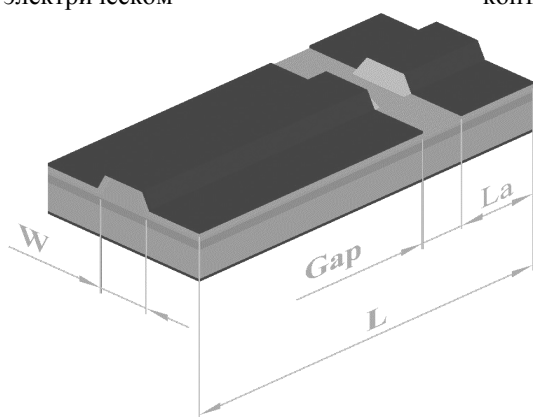


Рис. 1 Двухсекционный лазер

Каждая секция может накачиваться независимо. Для предотвращения тока утечки сопротивление зазора составляло порядка 50 кОм. Для того чтобы лазер генерировал в единственной пространственной моде ширина полоска была 7 мкм. Для повышения мощности активная среда

состояла из 10 слоев InAs/InGaAs квантовых точек. Длина волны генерации у лазеров из этой структуры составляет 1.27 мкм. Измерения проводились в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Исследование поглощения удобно производить на длинной секции для увеличения эффекта. Были изготовлены лазеры с длиной полоска 1,5 мм. Переднее зеркало просветлялось до 6% нанесением диэлектрического покрытия. Этим был реализован односторонний режим работы и уменьшена погрешность эксперимента

Измерение спектра проводилось со стороны просветленного зеркала в одностороннем режиме значительно ниже порога. Интенсивность излучения прошедшего через поглощающую область падает с увеличением поля. Положение пика смещается в длинноволновую область. Спектральные крылья остаются неизменными, т.е. коэффициент поглощения не меняется.

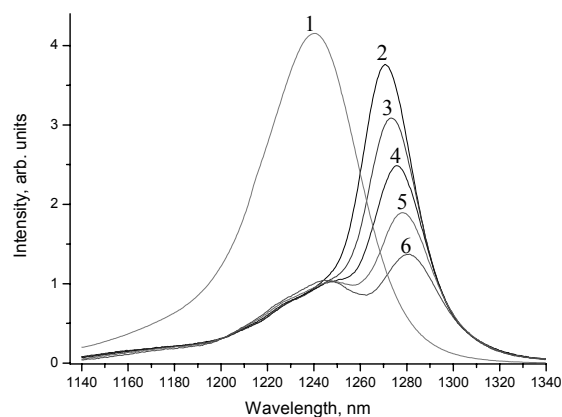


Рис. 2. 1 - спектр люминесценции без поглощения; далее спектры после поглощающей секции: 2 - 0В; 3 - 1,8В; 4 - 3,6В; 5 - 5,4В; 6 - 7,2В.

Для того чтобы определить абсолютный коэффициент поглощения необходимо знать сигнал на входе и выходе обратной смещенной области. Напрямую измерить излучение, входящее в поглощающую область, мы не можем. Однако можем воспользоваться симметричностью конструкции, поскольку мы взяли одинаковые длины секций и просветлили выходное зеркало. Таким образом, излучение до поглощения можно

определить просто поменяв контакты местами.

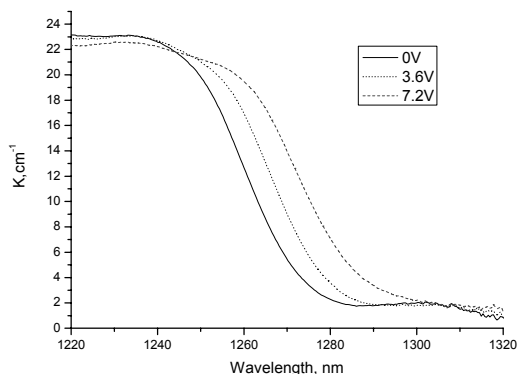


Рис. 3 Сдвиг края поглощения

После обработки данных мы имеем спектр поглощения в абсолютном масштабе. Как мы видим край поглощения смещается в длинноволновую область. Вдали от края коэффициент поглощения падает, но не значительно – изменение гораздо меньше, чем на краю.

Для более точного определения положения края поглощения использовался метод модуляционной спектроскопии. Малое синусоидальное возмущение на фоне большого обратного напряжения позволяет измерить дифференциальное поглощение и более точно определить сдвиг края.

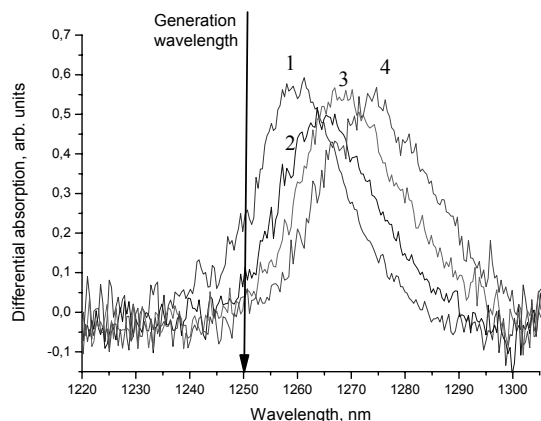


Рис. 4 Спектры модуляционной спектроскопии.
1 – 1,8В; 2 – 3,6В; 3 – 5,4В; 4 – 7,2В.

На рис. 5 видно, что край сдвигается линейно с полем в область меньших энергий. При изменении напряжения от 0 до 7 В, край сдвигается на 14 мэВ, это позволяет создавать на базе обратносмещенной секции модулятор на эффекте Штарка[4].

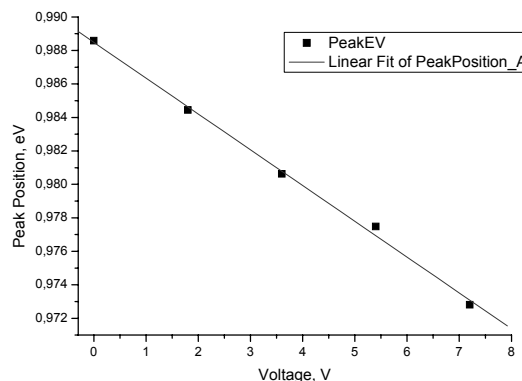


Рис. 5 Линейный эффект Штарка

Используя данные о коэффициенте поглощения был изготовлен двухсекционный лазер, работающий в режиме синхронизации мод. На рис. 6 представлена АКФ 2-го порядка. Её график позволяет достаточно точно определить длительность импульсов и их частоту. Частота повторения определяется длиной резонатора (1.05 мм) и равна 38 ГГц. С ростом выходной мощности длительность импульсов увеличивается.

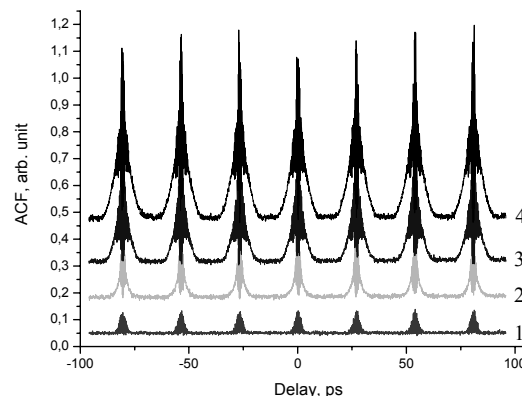


Рис. 6 Режим синхронизации мод при различных токах накачки: 1 – 23мА, 2 – 31мА, 3 – 39мА, 4 – 47мА.

Там, где импульс полностью прорезан интерференционными спайками, можно сделать вывод о спектральной ограниченности импульса, т.е. все спектральные моды засинхронизованы. Тем не менее для строгого определения является ли импульс спектрально ограниченным или нет нужно одновременно с АКФ измерять его спектр. В нашем случае АКФ достаточно хорошо аппроксимируется функцией Гаусса. Теоретическое при этом произведение длительности импульса на ширину спектра равно 0,44. Около порога эта величина равняется 0,48, т.е. возле порога мы имеем практически Фурье-ограниченный импульс, при этом средняя мощность равна 2,5 мВт. При увеличении средней мощности до 13мВт, это произведение увеличивается почти в 10 раз, т.е. импульсы уже

не являются Фурье-ограниченными.

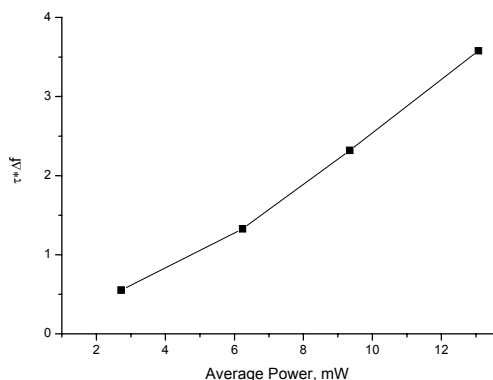


Рис. 7 Произведение длительности импульса на ширину спектра.

Для того чтобы иметь спектрально - ограниченные импульсы при высоких мощностях, желательно чтобы спектр генерации не уширялся. Достичь этого можно, используя вместо плоского зеркала распределенный брэгговский отражатель (РБО) (рис. 8). Достоинством этого отражателя является возможность его интегрального исполнения. При этом спектр генерации определяется шириной полосы брэгговского отражателя. Таким образом появляется возможность генерации на длине волны, где обеспечивается наибольший уровень модуляции (см. рис. 4). Спектральные и временные параметры импульсов при этом остаются постоянными в большем диапазоне выходной мощности.

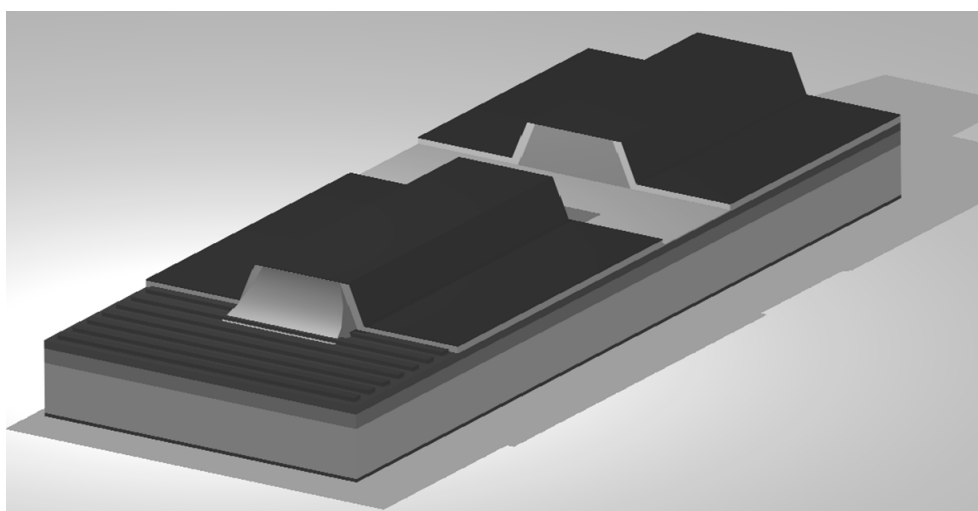


Рис. 8 Лазер с РБО.

Заключение

В ходе работы мы измерили коэф. поглощения в зависимости от обратного напряжения. В многослойных структурах InGaAs/GaAs с самоорганизующимися КТ наблюдается смещение края поглощения в длинноволновую область спектра при увеличении поля в соответствии с эффектом Штарка. Получен режим СМ на частоте 38ГГц при низком токе накачки. Возле порога мы имеем спектрально ограниченные импульсы, что требуется во многих практических приложениях. Предложена новая конструкция лазера, позволяющая получить спектрально ограниченные импульсы при большей излучаемой мощности.

Malloy// IEEE J. Quantum electronics, 2001, V. 37, N. 3, P.414-417.

[4] Sobolev M.M., Ustinov V.M., Cirilin G.E.// Physica B. 2003, V. 340-342, P.1103 -1107.

[1] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lammlin, C. Schubert, A.R. Kovsh, A. Jacob, A. Umbach and D. Bimberg// Electronics letters, 2005, V. 41, No. 5, p.244

[2] Gubenko, A., et al.//Electron. Lett., 2005, V.41, P. 1124–1125.

[3] Xiaodong Huang, A. Stintz, Hua Li, Audra Rice, G. T. Liu, L. F. Lester, Julian Cheng, and K. J.

Эффект Ваннье-Штарка в многослойной гетероструктуре квантовых точек Ge/Si

М.М. Соболев¹, Г.Э. Цырлин¹, А.А.Тонких¹, Р. Werner², Н.Д.Захаров²,
В.Г.Талалаев²

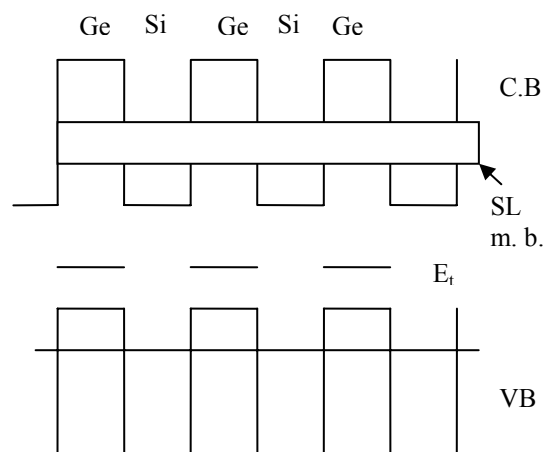
¹ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

² Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, 06120 Halle/Saale, Germany

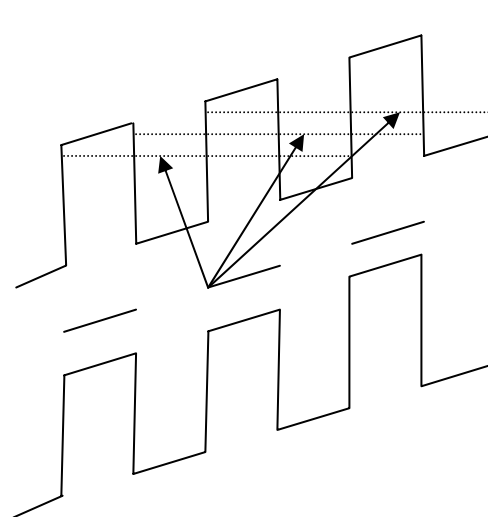
e-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

Несмотря на то, что кремний является доминирующим материалом для электронных приборов, его оптическое применение сдерживается непрямой зонной структурой. Для преодоления низкой квантовой эффективности оптоэлектронных приборов на основе Si было предпринято несколько попыток, позволявших получить наноструктуры с прямой зонной структурой с использованием Si. К числу таких структур относятся и многослойные гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) Ge/Si, которые в случае тонких слоев Si между КТ Ge могут привести к образованию свехрешетки (СР) Ge/Si. Волновые функции электронов в них могут быть полностью делокализованными, а их энергии будут распределяться в минizonaх из-за сильного связывания между точками (рис. 1). В настоящее время имеется достаточное число сообщений, в которых предсказывается и наблюдается эффект Ваннье-Штарка в свехрешетках с квантовыми ямами [1-3]. При высоком электрическом поле, приложенном к СР вдоль направления роста, волновые функции электронов могут локализоваться в каждой квантовой яме, которая называется локализацией Ваннье-Штарка и межзонные оптические переходы будут ограничиваться этими областями. В случае низкого однородного электрического поля, приложенного к СР, вырождение энергий в минizonaх снимается, что приводит к серии дискретных уровней. Становятся возможными новые переходы, которые называются переходами лестницы Штарка. Все эти явления получили название эффекта Ваннье-Штарка, а зависимость энергий переходов лестницы Штарка от приложенного электрического поля является характеристикой эффекта Штарка. В свехрешетках I-типа, например, GaAs/GaAlAs состояния локализируются последовательно в ямах и разделяются по энергиям. Индуцированная локализация обычно исследуется оптически с помощью измерения поглощения обусловленного переходами между дырками и электронами отдельных ям. Если период свехрешетки D , спектр энергий определяется с помощью соотношения $E = E_0 + n\pi FD$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), где E_0 - энергия перехода изолированной квантовой ямы и F - электрическое поле. Сила сигнала уменьшается быстро с увеличением целого числа, так как перекрытие между

электронными волновыми функциями уменьшается.



(a) $F=0$



(b) $F \neq 0$

Рис. 1 Диаграмма потенциалов зоны проводимости и валентной Ge/Si свехрешетки при (a) нулевом и (b) низком электрическом поле. Вертикальные линии показывают переходы с глубоких уровней дефектов на электронные состояния лестницы Штарка.

Локализация Ваннье-Штарка должна наблюдаться также и для свехрешеток II – типа

(Ge/Si). В этом случае переходы должны быть слегка отличны, так как электроны и дырки ограничиваются в смежных областях раздельно и $n = \pm 1/2, \pm 3/2, \dots$. Ранее локализацию Ванье-Штарка уже наблюдали для сверхрешеток квантовых ям I – типа (III-V соединения) и II – типа (Se/Ge), используя фототок, оптические переходы, модуляционную спектроскопию [1-3]. В наших предыдущих работах [4-5] мы уже исследовали системы вертикально коррелированных квантовых точек (ВККТ) InAs в p-n-гетероструктурах InAs/GaAs. Исследования квантовых состояний и квантово ограниченного эффекта Штарка InAs/GaAs ВККТ-гетероструктурах производились с использованием метода нестационарная спектроскопия глубоких уровней (DLTS), который, в отличие от межзонной спектроскопии, позволяет исследовать не совместное поведение электронов и дырок в полупроводниковых p-n-структурах, а раздельное. Метод позволяет определять наличие в структурах дефектов с глубокими уровнями. В этом докладе, мы сообщаем об электрических свойствах сверхрешетки квантовых точек Ge/Si, исследуемой с помощью метода нестационарной спектроскопии глубоких уровней.

Исследуемая в работе Ge/Si структура сверхрешетки квантовых точек была получена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках p^+ - Si(001), легированной В ($\rho \sim 0.015 \text{ ом}\cdot\text{см}$). Образец состоял из нелегированного буферного слоя Si толщиной 100 нм и легированной Sb Ge/Si 20-слойной гетероструктуры. Сверху структура была покрыта p^+ - Si, легированного Sb ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$), и толщиной 50 нм. Толщина слоя Si между Ge квантовыми точками, встроенными в матрицу Si, была ≈ 5 нм. Омические контакты были получены в результате осаждения на p^+ - слой Al/Au и In на p^+ - слой.

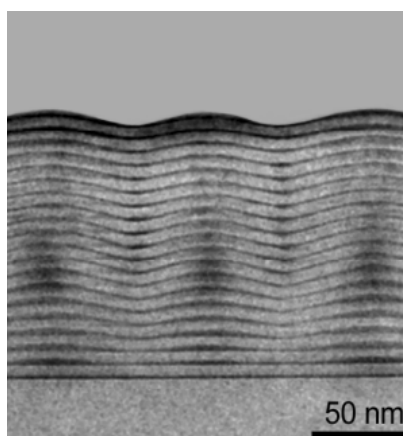


Рис. 2. Микрофотографии поперечного сечения образца с 20 слоями Ge КТ и толщиной прослойки Si между ними ≈ 5 нм. Изображения получены ТЕМ - методом. Темная область соответствует слою Ge.

Структура сверхрешетки Ge/Si исследовалась с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) с использованием JEM 4010. Результаты этих исследований представлены на рис. 2, который демонстрирует, что исследуемая система содержит 20 слоев Ge квантовых точек между слоями Si.

Были проведены вольт-фарадные C-V - измерения p^+-n^+ - структуры сверхрешетки Ge/Si в темноте и при освещении белым светом, позволившие определить диапазоны напряжений смещения, при которых в спектрах DLTS должны наблюдаться сигналы, связанные с эмиссией носителей из квантовых состояний сверхрешетки. При проведении DLTS измерений для исследования эмиссию электронов из CP, варьировали величину импульса напряжения регистрации DLTS сигнала U_r и напряжение импульса заполнения U_f . Сравнение C-V характеристик, измеренных в темноте и при освещении белым светом, показывают также небольшое смещение их друг относительно друга, которые могут быть обусловлены перезарядкой глубоких уровней доноров и акцепторов, находящихся в эпитаксиальных слоях.

Измерения DLTS-спектров производились, если это не оговаривалось в темноте. Применение DLTS-метода для исследования эмиссии носителей квантовыми состояниями в p-n-гетероструктурах Si/Ge от величины напряжения обратного смещения U_r позволило нам установить, что для многослойной гетероструктуры Si/Ge с КТ наблюдается три широких пика: один низко температурный (E1) и два высокотемпературных (E2 и E3) (рис. 3). На рис. 3 для примера представлено четыре DLTS спектра для различных значений U_r . Кроме этих трех широких пиков вблизи с 80 К наблюдался хвост еще одного пика E0 (рис.4).

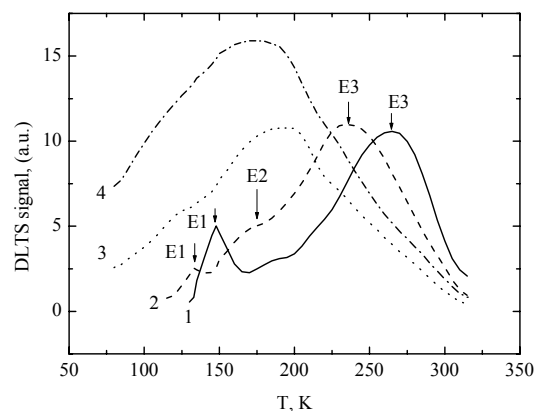


Рис. 3. Спектры DLTS многослойной p-n - структуры с 20 рядами КТ Ge/Si при $U_f = 0.57$ В и $U_r = 5.28$ (1), 8.25 (2), 10.25 (3), 11.24 (4). Спектры получены для окна темпов эмиссии 200 с^{-1} .

Для определения природы этих уровней были проведены исследования зависимости спектров DLTS при оптической подсветке, при тех значениях U_r , при которых наблюдались характерные изменения в поведении спектров DLTS [5-6] (рис. 4). DLTS-спектры изменялись при оптической подсветке (рис. 4, линия 2): наблюдался рост величин DLTS- сигналов всех пиков структуры. Такие изменения амплитуд DLTS-сигналов ΔC при оптической подсветке авторы статьи ранее уже наблюдали и связывали принадлежность таких DLTS-пиков с эмиссией носителей с пространственно локализованных состояний, для которых ΔC зависит от изменения положения уровня Ферми и степени заполнения квантовых или поверхностных состояний [4-5]:

$$\Delta C/C = n_d L / (2N_d W^2), \quad (1)$$

где n_d - поверхностная плотность электронов, захваченных на локализованное состояние; L - глубина слоя квантовых точек, N_d - концентрация доноров в слое Si. Эта зависимость является отличительной характеристикой для пространственно локализованных состояний, в отличие от глубоких уровней дефектов, распределенных по толщине полупроводника [4-5].

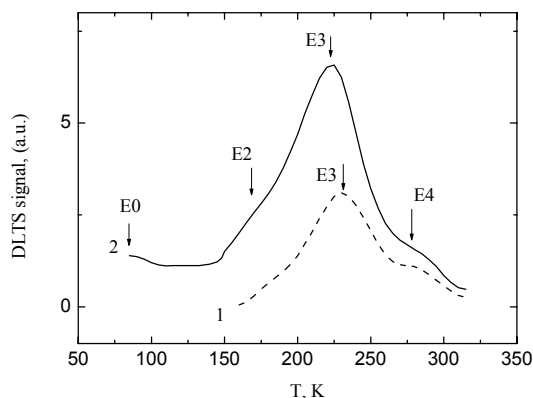


Рис. 4. Спектры DLTS многослойной p-n-гетероструктур с 20 рядами КТ Si/Ge при $U_f = 0.03$ В и $U_r = 6.68$ В в темноте (1) и при освещении белым светом (2).

Из этих исследований следует однозначный вывод о том, что уровни E1, E2 и E3 являются пространственно локализованными состояниями, расположенными в границах ограничивающих сверхрешетку Si/Ge. Положения максимумов этих DLTS - пиков также находилось в сильной зависимости от величины напряжения обратного смещения U_r (рис. 3). Пики E1- E3 с ростом величины U_r смещались в высокотемпературную область. Были построены зависимости температурного положения максимумов DLTS-пиков от величины U_r (рис. 5). Диапазон смещения для E1- пика был от 170 К до 125 К

при изменении U_r от 1.3 В до 11.0 В. Пик E3 для тех же U_r смещался в диапазоне от 286 К до 190 К, а E2 –пик смещался в диапазоне от 235 К до 140 К. Используя зависимости Аррениуса и метод моделирования, основанный на подгонке теоретической формы DLTS-сигнала с измеренной, были оценены энергии термической активации электронов с уровней E1-E3, которые были соответственно при $U_r = 5.28$ В равны ≈ 250 , 185 и 160 мэВ. Эти значения существенно превосходят значения разрыва зоны проводимости на гетерогранице Si/Ge, которое, как было определено в работе [7], равно 110 мэВ, а также энергии активации электронов с состояний уровней CP $\approx 55 \div 65$ мэВ. Отсюда следует, что регистрируем DLTS – сигналы, вряд ли связаны с прямой эмиссией электронов из минизон CP.

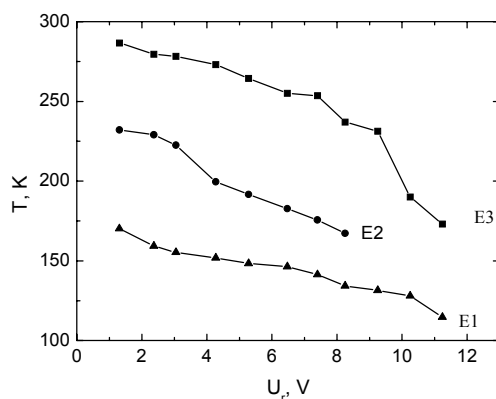


Рис. 5. Зависимости температурного положения максимумов пиков DLTS от величины импульса напряжения U_r .

Мы предполагаем, что термическая эмиссия электронов происходит с глубоких состояний дефектов на дискретные состояния лестницы Ванье-Штарка. Далее происходит либо их последующая термическая эмиссия в зону проводимости матрицы Si (рис. 1b), либо их прямое туннелирование с уровней Ванье-Штарка в эту зону. Глубокие уровни энергии этих дефектов расположены ниже дна зоны проводимости точек. Глубокие уровни определяются потенциалом центральной ячейки, который оставляет захваченный электрон сильно связанными в реальном пространстве. Для толстых слоев, сильно связанный электрон посредством потенциала центральной ячейки будет «видеть» только слои, в которых он локализован: либо Si, либо Ge. Дефект, следовательно, будет оставаться с той же энергией, что и в запрещенной зоне объемного материала, но активационная энергия, измеренная в DLTS-эксперименте, может быть отличной от объемной активационной энергии, в зависимости от слоя, в котором дефект находится и от зоны, в которой он эмитируется

[6]. В предельном случае тонких слоев, который является нашим случаем, волновая функция глубоких уровней и активационная энергия будут определяться зонной структурой сверхрешетки и могут не иметь отношения к объемному материалу. Эмиссия электронов с этих глубоких уровней может идти через любое разрешенное состояние лестницы Ваннье-Штарка, как показано на рис. 1. При увеличении напряжения, прикладываемого к структуре CP, выше 11 В наблюдался существенный рост амплитуды DLTS пика E2, увеличивалась его ширина, а также исчезали остальные пики (рис. 3). Эти изменения, по-видимому, определяются, в отличие от волновой функции лестницы Ваннье-Штарка, которая распространяется на несколько периодов CP, локализацией волновых функций электронов в одном из периодов CP. Термическая эмиссия с глубоких уровней дефектов, в этом случае идет только через состояние локализации волновой функции.

Таким образом, наблюдаемые изменения в DLTS-спектрах при приложении электрического поля к p-n-структуре указывают на, во-первых, образование минизон из отдельных уровней КТ в результате резонансного туннельного связывания КТ, разделенных барьером, а также делокализацию волновых функции по всей CP. Во-вторых, при приложении малого электрического поля к CP происходит расщепление минизоны на дискретные состояния лестницы Ваннье-Штарка. Кроме того, в запретной зоне CP Ge/Si обнаружено присутствие глубоких уровней дефектов, эмиссия с которых, идущая через состояния лестницы Ваннье-Штарка регистрируется при измерении DLTS-спектров. Для этих переходов характерны наблюдаемые нами зависимости температурных положений максимумов DLTS-пиков от величины приложенного к структуре электрического поля. В-третьих, при высоком электрическом поле происходит локализация волновых функций электронов в одном из состояний CP, через которое идет термическая эмиссия электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 06-02-08088-офи)

[6] Martin P.A., Hess K., Emanuel M., Coleman J.J., J.Appl. Phys., 60, 2882 (1986).

[1] Hamaguchi C, Yamaguchi M, Morifuji M, Kubota H, Taniguchi K, Gmachl C and Gornik E., *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1994 (1994).

[2] Whittaker D.M., Skolnick M.S., Smith G.W., Whitehouse C.R., *Phys. Rev. B.*, **42**, 3591 (1990).

[3] Grimmeiss H.G., Nagesh V., Presting H., Kibbel H., Kasper E., *Phys. Rev. B.*, **45**, 1236 (1992).

[4] Соболев М.М., Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Поляков Н.К., Тонких А.А., Мусихин Ю.Г., *ФТП*, **39**, 131 (2005).

[5] Соболев М.М., Жуков А.Е., Васильев А.П., Семенова Е.С., Михрин В.С., Цырлин Г.Э., Мусихин Ю.Г., *ФТП*, **40**, 84 (2006).

Быстрые обратимые фазо-структурные модификации стеклокерамических материалов под действием излучения CO₂-лазера

Вейко В.П., Костюк Г.К., Никоноров Н.В., Новиков Б.Ю., Рачинская А.Н., Яковлев Е.Б.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр. 49, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: veiko@lastech.ifmo.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Стеклокерамические материалы широко используются благодаря возможности сочетания различных, часто несовместимых в других материалах свойств. Они имеют почти идеальную поликристаллическую гетерофазную структуру, которая предопределяет особые механические характеристики, сочетающие высокую твёрдость и механическую износостойкость. Стеклокерамики (СК) обладают хорошими диэлектрическими свойствами, высокой термостойкостью и химической устойчивостью. Тип структуры, размер кристаллов и фазовый объём кристаллической фазы, определяющей свойства стеклокерамических материалов, могут контролироваться условиями тепловой обработки исходной стекломассы – температурой и временем обработки и скоростями нагревания.

Лазерная модификация СК привлекает всё больше и больше внимания в последние годы [1 – 3]. Главной причиной этого интереса является возможность локализации структурной модификации в зоне воздействия. При этом происходят локальные изменения структуры и всех основных свойств СК [4, 5]:

- по оптической прозрачности аморфная (прозрачная для света) фаза радикально отличается от гетерофазной поликристаллической (непрозрачной) фазы;

- скорости травления аморфной и кристаллической структур существенно отличаются;

- ионно-молекулярный обмен возможен только для аморфной фазы; кристаллическая фаза может при этом играть роль маски, защищающей от ионообменных процессов;

- изменение удельного объёма фаз во время процессов кристаллизации и аморфизации приводит к появлению выпуклостей и впадин на поверхности;

- модификация структуры приводит к изменению механических свойств (по меньшей мере, твёрдости) и может вызывать изменение других параметров у материалов с особыми характеристиками (таких как ферроэлектрические керамики и т.п.) и т.д.

Наибольший интерес вызывает лазерно-индуцированная локальная кристаллизация

фоточувствительного стекла, когда кристаллическая фаза силиката лития растёт при облучении материала УФ излучением (например, азотным лазером) и последующей термической обработке [1 – 3, 6 – 9]. Другой хорошо известной технологией является локальная аморфизация СК СТ-50-1 (типа T₁O₂-SiO₂) при фотофизическом воздействии CO₂-лазера [4, 5, 10].

Очевидно, что с обратимость процессов фазо-структурной модификации могла бы принести много новых возможностей для создания новых микроэлементов и устройств. Настоящая работа посвящена исследованию особенностей механизма обратимой локальной фазо-структурной модификации СК двух типов ФС-1 и СТ-50-1 под действием ИК излучения CO₂-лазера.

2. ОБОСНОВАНИЕ

Традиционный метод локальной фазо-структурной модификации СК состоит из нескольких стадий. Типичный пример этого – трёхстадийная обработка наиболее широко используемой фоточувствительной СК ФС-1 (аналогичной западному стеклу «Фотуран»), включающая фотоактивацию УФ излучением (оптимально, лазером) в течение 10 – 15 мин и 2 термических процедуры – нагревание (около 2 часов при температуре 400 – 500 С) и облучение в течение 15 мин при специфической температуре возникновения процесса кристаллизации 550 – 650 С с последующим медленным охлаждением в печи около 3 – 4 часов.

После первой фотохимической стадии в стекле возникают субмикронные коллоидно-дисперсные кластеры атомов Ag. Это проявляется в слабом жёлтом окрашивании образцов без существенного поглощения света. После второго шага – первой термической обработки – на коллоидных частицах атомов Ag появляются центры нуклеации Li₂O-SiO₂. В течение третьей стадии (второй термической обработки) поликристаллы растут, и формируются все новые свойства (включая понижение оптической прозрачности из-за рассеяния и поглощения света).

Микрокристаллическая структура СК является следствием стремления композиции расплава исходного материала к кристаллизации

(из-за наличия множества ионов, например, Ti, Ag и других, которые играют роль катализаторов – как нуклеационные центры во время цикла нагревания-охлаждения), которая не может не проявиться при традиционной термической обработке стекла. В то же время можно предположить, что реализация высокоскоростного охлаждения до комнатной температуры после лазерного расплавления СК в определенной зоне могла бы помочь сохранению высокотемпературной аморфной (стекловидной) структуры (которая типична для расплава СК).

Такие высокие скорости охлаждения можно создать за счёт теплопроводности в твёрдом теле вместо естественного воздушного охлаждения. Для реализации этого процесса достаточно облучить локальную зону материала. В этом случае после окончания лазерного воздействия тепло из облучённой зоны будет эффективно отводиться близлежащими участками твёрдого тела. Именно такой процесс был реализован и при этом новые аморфные структуры были получены при комнатной температуре.

Идея контроля модификации структуры скоростями нагревания-охлаждения может быть применена и для обратного процесса – лазерно-индуцированной кристаллизации.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1 Фоточувствительная стеклокерамика ФС-1

Для выявления механизмов, управляющих кристаллизацией стекла, были проведены следующие эксперименты [11,12]:

- контрольный эксперимент, включающий облучение непрерывным УФ He–Cd лазером и традиционную двухстадийную обработку в печи,
- облучение непрерывным УФ He–Cd (или импульсным N₂ для сравнения) лазером с последующим нагреванием CO₂-лазером взамен обработки в печи,
- облучение CO₂-лазером образца стекла без УФ воздействия и применения печи,
- облучение CO₂-лазером с последующей обработкой в печи.

Каждая из вышеописанных процедур (в том числе и без УФ-воздействия) приводила к формированию поликристаллических (керамических) непрозрачных структур.

В экспериментах образцы ФС-1 сначала облучали He–Cd лазером (325 нм). Эти образцы выдерживались при температурах 400 и 600 С в 12 часов соответственно. Спектр поглощения исходного стекла, спектры после УФ облучения и первого этапа термообработки при 400 С и после второго этапа термообработки при 600 С приведены на рис. 1 (кривые 1, 2 и 3). Такая обработка выразилась в появлении жёлтой окраски образца (влияние серебряных коллоидных кластеров) и сильного рассеяния (влияние кристаллической фазы).

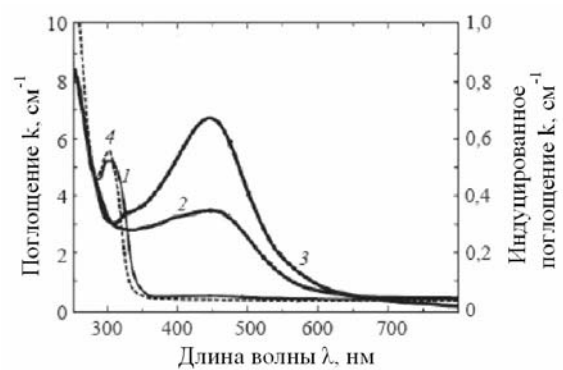


Рис. 1. – спектры поглощения исходной (1) и вторичной (4) ФС-1, вынужденные спектры ФС-1 после УФ облучения и первого при 400° С (2) и второго при 600° С (3) этапов обработки

Кристаллизация ФС-1 осуществлялась при следующем режиме: предварительный подогрев до 500 С в течение 20 с, плотность мощности излучения CO₂-лазера $\approx 3 \cdot 10^4$ Вт/см², продолжительность облучения 60 – 90 с. Облучённые области характеризовались белой окраской и сильным рассеянием.

Температура $T_{кр}$, характеризующая кристаллизацию образца, может быть оценена с помощью формулы [10]

$$T_{cr} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{q(1-R)\sqrt{a\tau}}{k} + T_0,$$

где a и k – коэффициенты температуропроводности и теплопроводности, R – коэффициент отражения, $a = 5 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $k = 1,45$ Вт/(м · К).

Аморфизация ФС-1, следовавшая за каждой процедурой кристаллизации, осуществлялась при следующем режиме: предварительный подогрев до 500 С в течение 5 с, плотность мощности CO₂-лазера $\approx 2 \cdot 10^5$ Вт/см², продолжительность облучения 30 с.

После аморфизации ИК излучением CO₂-лазера жёлтая окраска и сильное рассеяние образца ФС-1 исчезли. Облучённая область становилась прозрачной. Другими словами ИК лазерная обработка приводит к трансформации СК в предшествующее ей стекло. Кривая 4 на рис. 1 отображает спектр поглощения после ИК облучения. Можно увидеть, что полоса поглощения коллоидных кластеров серебра полностью исчезает и полоса поглощения Se³⁺ появляется снова. Таким образом, вторичное стекло, как и ранее, обладает фоточувствительностью. Спектр вторичного стекла (кривая 4) довольно хорошо совпадает со спектром исходного стекла (кривая 1), что подтверждает воссоздание структуры ФС-1, подобной структуре исходного стекла, с воссозданием фоточувствительности к УФ излучению с пиком поглощения на 313 нм благодаря восстановлению ионов Se³⁺.

3.2 Стеклокерамика СТ-50-1

Аморфизация СТ-50-1 и соответствующее появление прозрачности образцов в виде пластин толщиной $\sim 0,6$ мм были получены при следующем режиме: предварительный подогрев до 600 – 800 К, диапазон плотности мощности CO_2 -лазера $\approx 3 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$ Вт/м².

Обратная кристаллизация СТ-50-1 при облучении аморфизированных (прозрачных) зон наблюдалась при меньших плотностях мощности лазерного излучения $\leq 10^5$ Вт/м² и больших температурах предварительного подогрева пластин до 800 – 1000 К.

Температура нагревания $T_n^{\max} = \frac{2AP}{\sqrt{\pi kS}} \sqrt{a\tau}$ и скорости изменения температур нагревания и охлаждения $V_n^{\max} = \frac{\partial T_n^{\max}}{\partial t} = \frac{A}{\sqrt{\pi \rho c S}} \frac{P}{\sqrt{a\tau}}$ (где

T_n^{\max} и V_n^{\max} – температура и скорость изменения температуры в центре лазерного пятна на поверхности) и контроль лазерных параметров, таких как P – мощность лазера, A – коэффициент поглощения, S – площадь лазерного пятна, τ – время облучения, a – коэффициент температуропроводности, k – коэффициент теплопроводности, играют решающую роль в выборе оптимального режима воздействия на СТ-50-1 [10].

Изучение кинетики обратной структурной модификации исследуется нами на СТ-50-1 потому, что оба процесса – локальные лазерно-индуцированные аморфизация и кристаллизация – протекают здесь за 1 этап. Подобные структурные модификации сопровождаются мгновенным переключением характера оптического пропускания (см. спектры поглощения исходных и лазерно-индуцированных СТ-50-1 на рис. 2 и ФС-1 на рис. 1).

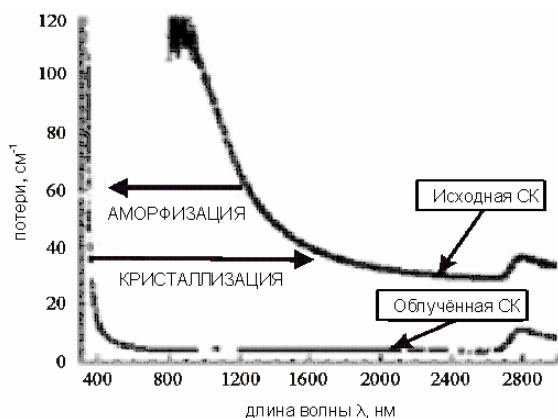


Рис. 2 Спектры поглощения исходной и лазерно-индуцированной СТ-50-1.

Наиболее информативными параметрами кинетики структурных модификаций под действием лазерного излучения являются резкая

смена оптической прозрачности и температура реструктурируемых зон (обе характеристики описывают главным образом движение фронта структурной модификации).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Одной из особенностей локального лазерного воздействия на СК является высокая скорость как аморфизации, так и кристаллизации изучаемого стекла. Результаты рентгеновской дифракции показывают, что при лазерной кристаллизации СТ-50-1 новая структура, аналогичная той, что получается после нескольких часов в печи, появляется уже после 10 с лазерного воздействия. Потому механизм этой быстрой структурной модификации СТ-50-1 и ФС-1 при лазерном нагреве представляет собой предмет нашего следующего исследования.

На рис. 1 видно, что кривые можно рассортировать в две группы с подобными спектрами: 1 и 4, 2 и 3. Группа (1, 4) включает спектры исходного стекла после традиционной процедуры кристаллизации (керамизации) (1) и образца, обработанного CO_2 -лазером (без УФ) с последующей обработкой традиционным путём в печи (4). В группе (2, 3) представлены спектры образцов стекла облучённых излучением CO_2 -лазером с предварительной обработкой УФ излучением (2) и без такового (3). Основываясь на этих результатах и некоторых других, о которых планируется подробнее рассказать в статье, можно сделать выводы, что при различных условиях обработки появляются две разные структуры.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

- продемонстрирована возможность многократной обратимой структурной модификации СК СТ-50-1 и ФС-1 при лазерном воздействии;
- скорости структурной модификации под действием лазерного нагрева в $10^2 - 10^3$ раз выше, чем при постоянном нагреве в печи; характерное время цикла лазерной аморфизации-кристаллизации – около 10 с, время нагрева в печи – несколько часов;
- оптическая прозрачность СК зависит от корреляции между фазовыми объёмами кристаллической и аморфной фаз;
- возможно модифицировать аморфную либо кристаллическую структуру СК при заданной толщине пластины, используя зависимость пропускания от мощности лазера, времени облучения и температуры предварительного подогрева;
- кратковременный, нестационарный и неравновесный лазерный нагрев позволяет получить новые промежуточные фазы и таким образом исследовать кинетику фазо-структурной трансформации во время стационарного нагрева.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа проведена при поддержке Гранта на ведущую научную школу Российской Федерации (НШ.5967.2006.8), Гранта РФФИ (07-02-00887-а), Госконтракта РНП 2.1.1.784 и, частично, проекта INTAS № 04-78-7124.

[1] Livingston, F.E., Adams, P.M. and Helvajian, H., Proc. SPIE, 5662, 44 (2004).

[2] Cheng, Y., Sugioka, K., Midorikawa, K., Masuda, M., Toyoda, K., Kawachi, M. and Shihoyama, K., Opt. lett., 28, 1144 (2003).

[3] Никоноров, Н.В., Физ. хим. стекла, 25, №3, 207 (1999).

[4] Skiba, P.A., Predko, K.G. and Veiko, V.P., Opt. Eng., 33, №11, 3572 (1994).

[5] Veiko, V.P., Kieu, Q.K. and Nikonorov, N.V. Proc. SPIE, 5662, 119 (2004).

[6] Veiko, V.P., Kieu, Q.K., Proc. SPIE, 5399, 11 (2004).

[7] Скиба, П.А. Лазерная модификация стекловидных материалов. – Минск: БГУ, 1999.

[8] Fuqua, P., Janson, S.W., Hansen, W.W. and Helvajian, H., Proc. SPIE, 3618, 213 (1999).

[9] Cheng, Y., Sugioka, K. and Midorikawa, K., Proc. SPIE, 5662, 209 (2004).

[10] Metev, S.M., Veiko, V.P., Laser-assisted microtechnology. – Springer Verlag, N-Y Heidelberg, 1998.

[11] Veiko, V.P., Kieu, Q.K., Nikonorov, N.V. and Skiba, P.A., Journal of Laser Micro/Nanoengineering, 1, №2, 149 (2006).

[12] Вейко, В.П., Костюк, Г.К., Рачинская, А., Кононенко, А. и Яковлев, Е.Б., Изв. вузов. Приборостроение, 49, 5 (2006).

Multi-wall nanotubes: properties and nanoelectromechanical applications

Y.E.Loзовик¹, E.Bichoutskaia², S.P.Merkulova¹, A.M.Popov¹

¹Institute of Spectroscopy, Troitsk, Moscow region, 142190, Russia. lozovik@isan.troitsk.ru

²Cambridge University, Chemical Laboratory, Cambridge CB2 1EW, UK

Unique properties of carbon nanotubes, such as easy relative sliding and rotation of the walls and possible metallic conductivity, allow using the walls of nanotubes as a movable element and an element of electric circuit in nanoelectromechanical systems (NEMS). An example of such application is the nanotube-based nanomotor, which has been recently realized. We propose new types of NEMS based on the nanotubes, for which the relative motion of the walls is controlled by the corrugation of the interwall interaction energy surface: a nanodrill, an electromechanical nanothermometer, a nanorelay, which can also be used as a memory cell, and a nanomotor for transformation of forward force into relative rotation of the walls. The profile of interaction potential between nanotube walls and critical forces needed to overcome barriers were calculated by density functional theory. The conductivity of nanotube was calculated by *ab initio* methods.

Nanomechanics for walls relative motion and extraordinary elastic properties of nanotubes will be analyzed.

Applications multi-wall nanotubes for apertureless near-field optical spectroscopy and nanomemory devices will be discussed

[1] Yu.E. Lozovik, A.V. Minogin, and A.M. Popov, Phys. Lett. A **313** 112 (2003).

[2] A.V. Belikov, A.G. Nikolaev, Yu.E. Lozovik, and A.M. Popov, Chem. Phys. Lett. **385**, 72(2004).

[3] E. Bichoutskaia, A. M. Popov, M.I. Heggie, and Yu. E. Lozovik, Phys. Rev. B **73**, 045435(2006).

[4] E. Bichoutskaia, A.M. Popov, A. El-Barbary, M.I. Heggie, and Yu. E. Lozovik, Phys. Rev. B **71**, 113403 (2005).

STM spectroscopy of single molecules: from simple complexes to DNA (theoretical models)

D.A. Ryndyk

Institute for Theoretical Physics, University of Regensburg, Regensburg 93040, Germany

I. Introduction

Molecular electronics is the most promising development of nanoelectronics, raising new theoretical problems and calling for new methods. The understanding of quantum electron transport at the molecular scale is a key step to future devices. To be able to operate molecular devices at room temperature and at finite voltage it is extremely important to understand the peculiarities of inelastic transport through single molecules, in particular the role of the environment, charging (electron-electron interaction) effects, and molecular vibrations.

We review novel experimental and theoretical achievements in the field of electron transport through single molecules. Recently the new methods of scanning tunneling spectroscopy (STS) were developed, which are able to image single atoms and to resolve single molecular orbitals. At finite voltage the excited states and intra-molecular interaction effects can be investigated.

One interesting effect, namely the bi-stability (of neutral and charged states) of the single gold atom on the conducting substrate, was observed recently in the experiment [2]. This effect can be interpreted as a result of strong electron-vibron (polaron) interaction. The research is motivated by the challenge to create single-charge nano-memory.

The other promising application of new experimental methods is the direct investigation of electron-vibron effects in molecules, which attracted enormous attention after STS experiments [3-6], where clear signatures of the electron-vibron interaction have been observed. The electron-vibron coupling seems to be strong enough in these experiments, and the molecule-to-lead (substrate) coupling is not very weak, so that the theory beyond the linear response or master equation approaches is necessary.

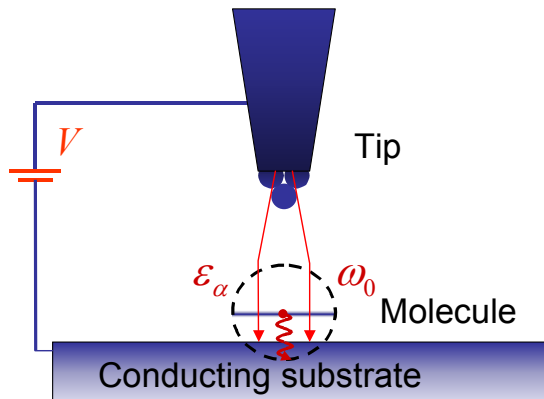


Fig1. STS of a single molecule on a substrate.

The other challenging issue in molecular electronics is direct measurement of the electrical transport through single bio-molecules (e.g. DNA and peptides) [7]. Quantum transport experiments through single DNA oligomers are available in both molecular junctions [8,9] and STM-setups [10]. This allows to investigate charge migration in both the longitudinal and transverse complementary configurations. We consider longitudinal and transverse transport through DNA-like (e.g. Poly(C)-Poly(G)) molecules and discuss possible relation to recent experiments. Effects of an aqueous environment onto DNA conduction can also be included into the formalism [12].

Our theoretical approach is based on the effective Hamiltonian (tight-binding) models, combined with the parameters derived from first principle calculations [10,11], and with the powerful technique of nonequilibrium Green functions.

II. Theoretical models and methods

a) Tersoff-Hamann model

The first theory of the scanning tunneling microscope was proposed by Tersoff and Hamann [13] soon after the invention of the STM. They applied Bardeen's tunneling theory, based on the first order perturbation theory for the current

$$J = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{kq} |V_{kq}|^2 [f_L^0(E_k) - f_R^0(E_q)] \delta(E_k - E_q),$$

and the simple approximation for the tunneling matrix element. The molecule is considered as a part of the surface, and the linear conductance is proportional to the *equilibrium* surface local density of states near the tip

$$G \propto \rho_s(\vec{r}_s, E_F).$$

b) Persson-Baratoff model

Persson and Baratoff [14] extended the TH model by the explicit consideration of the molecular level, and coupling of this level to a vibrational mode (Fig.1). They showed that at *finite voltage* new inelastic features appear in the current curves.

In the case of weak electron-vibron interaction the perturbation theory can be used. The observed change of the voltage-current curve is small in this case. Nevertheless, the inelastic effects play an important role, being the powerful method of tunneling spectroscopy. The characteristic features of the inelastic electron scattering can be used to determine the frequencies of vibrons and identify the quantum system (any single molecule has the unique vibronic spectrum). The inelastic tunneling (Fig.2) feature is observed at threshold voltage $V = \hbar\omega_0$.

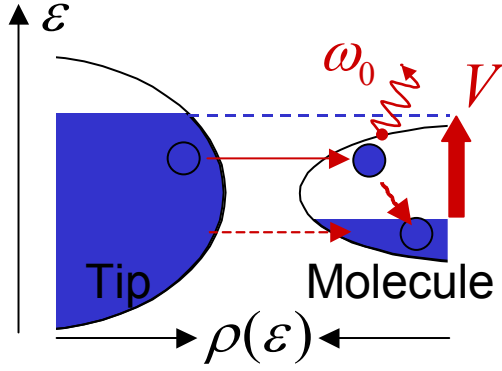


Fig.2 Schematic representation of the inelastic tunneling in the Persson-Baratoff model.

c) ESQC model

The Elastic Scattering Quantum Chemistry (ESQC) model was developed by Sautet and Joachim [15] to take into account the realistic surface structure and the interference of different tunneling paths. The ESQC model is equivalent to the Landauer-Büttiker method or the matrix Green function method, combined with some *ab initio* information. This method describes almost exactly the single-particle scattering problem, but neglects completely the interaction effects.

d) Double tunnel junction model

A more general approach consider the system as a double-quantum junction (Fig.3). The distribution function of electrons in the molecule can be nonequilibrium in this case, it is determined by the combination of tip (left) and substrate (right) distribution functions

$$f_{\alpha}(\varepsilon) = \frac{\Gamma_{L\alpha} f_L^0(\varepsilon) + \Gamma_{R\alpha} f_R^0(\varepsilon) - \text{Im}\Sigma^<(\varepsilon)}{\Gamma_{L\alpha} + \Gamma_{R\alpha} - 2\text{Im}\Sigma^R(\varepsilon)}.$$

In the case of strong coupling to the substrate $\Gamma_{R\alpha} \gg \Gamma_{L\alpha}$ the distribution function is equilibrium and we return back to the equilibrium theories described above. The applied voltage is divided between the tip and the substrate, so that the molecule accrue some electrical potential V_M .

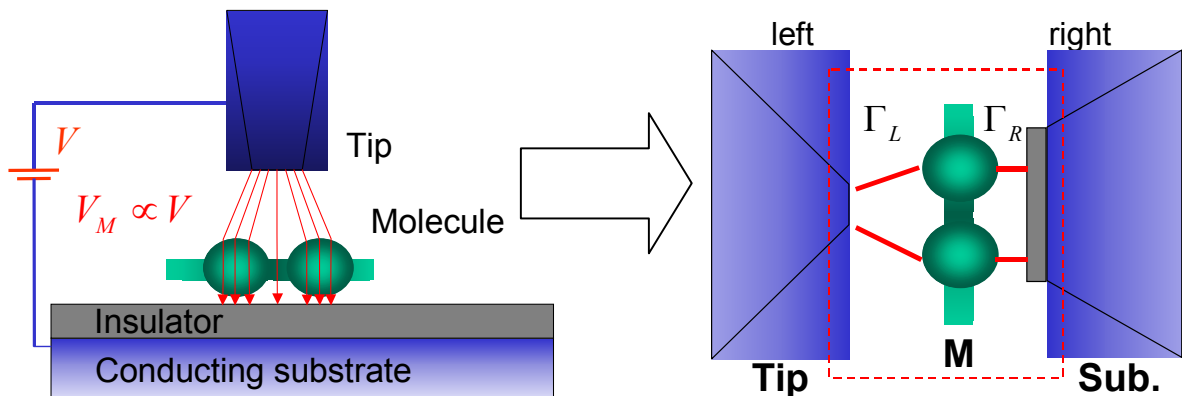


Fig.3 Schematic representation of a tip-molecule-substrate double tunnel junction.

e) Coulomb interaction

The Coulomb interaction in the case of large enough molecule and dense energy spectrum $\Delta\varepsilon \ll U$, where U is the characteristic energy of electron-electron interaction, and $\Delta\varepsilon$ is the average distance between the energy levels, is described by the constant-interaction model

$$E(n) = \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha} + \frac{Un^2}{2} + enV_M,$$

ε_{α} are the discrete energy levels, n is the number of excess electrons.

In small molecules with $\Delta\varepsilon \sim U$ we should use, in principle, the Hamiltonian in the basis of exact many-particle eigenstates $|\lambda\rangle$ coupled to the electron states $|k\sigma\rangle$ in the leads

$$\hat{H} = \sum_{\lambda} E_{\lambda} |\lambda\rangle\langle\lambda| + \sum_{\lambda\lambda',k\sigma} V_{\lambda\lambda',k\sigma} |\lambda\rangle\langle\lambda'| \langle k\sigma| + h.c.,$$

the second term in this Hamiltonian describes the transition of one electron from the leads to the molecule with the change of the molecular eigenstate. The approach based on this Hamiltonian is exact for isolated system, but usually requires the perturbation in tunneling, the other problem is that the exact eigenstates itself can be found analytically only in some simple cases.

Below we use the alternative approach, based on the free-particle matrix Hamiltonian and Coulomb interaction represented by the Hubbard-Anderson Hamiltonian

$$\hat{H}_M^{(C)} = \sum_{\alpha \neq \beta} U_{\alpha\beta} \hat{n}_{\alpha} \hat{n}_{\beta}.$$

In the simplest case of a two-level system this Hamiltonian represents the Anderson impurity model

$$\hat{H}_M^{(C)} = U \hat{n}_{\uparrow} \hat{n}_{\downarrow}.$$

This model has a very rich phenomenology, describing not only the Coulomb blockade, but also the Kondo effect. It was widely used previously to describe strong correlations in solids.

f) Vibrons

Vibrons are quantum local vibrations of nano-systems, especially important in flexible molecules. In the linear regime the small displacements of the system can be expressed as linear combinations of the coordinates of the normal modes x_q , which are described by a set of independent linear oscillators with the Hamiltonian

$$\hat{H} = \sum_q \left(\frac{\hat{p}_q^2}{2m_q} + \frac{m_q \omega_q^2 \hat{x}_q^2}{2} \right) = \sum_q \omega_q a_q^\dagger a_q.$$

To establish the Hamiltonian describing the interaction of electrons with vibrons in nanosystems, we can start from the generalized Hamiltonian

$$\hat{H}_M = \sum_\alpha \varepsilon_\alpha(\hat{x}) d_\alpha^\dagger d_\alpha + \sum_{\alpha \neq \beta} t_{\alpha\beta}(\hat{x}) d_\alpha^\dagger d_\beta,$$

where the parameters are some functions of the vibronic normal coordinate x . Note that we consider now only the electronic states, which were excluded previously from the free vibronic Hamiltonian, it is important to prevent double counting. Expanding to the first order near the equilibrium state we obtain from the first term

$$\begin{aligned} \hat{H}_{ev} &= \left(\varepsilon_\alpha + \left(\frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial x} \right) \hat{x} \right) d_\alpha^\dagger d_\alpha, \\ \hat{H}_V &= \omega_0 a^\dagger a + \lambda (a + a^\dagger) d_\alpha^\dagger d_\alpha, \end{aligned}$$

and from the second term (variation of the overlap integrals) the off-diagonal coupling

h) Effective Hamiltonian and the current

Finally, we obtain the following Hamiltonian

$$\hat{H} = \sum_{\alpha\beta} \tilde{\varepsilon}_{\alpha\beta} d_\alpha^\dagger d_\beta + \sum_q \omega_q a_q^\dagger a_q + \sum_{\alpha \neq \beta} U_{\alpha\beta} \hat{n}_\alpha \hat{n}_\beta + \sum_{q\alpha\beta} \lambda_{\alpha\beta}^q (a_q^\dagger + a_q) d_\alpha^\dagger d_\beta + \hat{H}_{leads} + \hat{H}_{tun},$$

here the electrical potentials are included into $\tilde{\varepsilon}_{\alpha\beta}$.

For the noninteracting systems, or the systems described by the mean field theory with free quasiparticles (e.g. Hartree-Fock approximation), the

$$\begin{aligned} J &= \frac{2e}{\hbar} \int d\varepsilon T(\varepsilon, V) (f_R(\varepsilon - eV) - f_L(\varepsilon)), \\ T(\varepsilon, V) &= \text{Tr} \left[\Gamma_L(\varepsilon - eV) \mathbf{G}^R(\varepsilon) \Gamma_R(\varepsilon) \mathbf{G}^A(\varepsilon) \right], \\ \Gamma_{i=L(R)}(\varepsilon) &= \Gamma_{i\alpha\beta} = 2\pi \sum_{k\sigma} V_{ik\sigma, \beta} V_{ik\sigma, \alpha}^* \delta(\varepsilon - \varepsilon_{ik\sigma}), \end{aligned}$$

The results of this approach are equivalent to the ESQC method.

$$\begin{aligned} J_{i=L(R)} &= \frac{ie}{\hbar} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} \text{Tr} \left\{ \Gamma_i(\varepsilon - e\varphi_i) \left[\mathbf{G}^<(\varepsilon) + f_i^0(\varepsilon - e\varphi_i) \left[\mathbf{G}^R(\varepsilon) - \mathbf{G}^A(\varepsilon) \right] \right] \right\}, \\ \mathbf{G}^{R(A)} &= \mathbf{G}_0^{R(A)} + \mathbf{G}_0^{R(A)} \Sigma^{R(A)} \mathbf{G}^{R(A)}, \\ \mathbf{G}^< &= \mathbf{G}^R \Sigma^< \mathbf{G}^A, \end{aligned}$$

The discussion of self-consistent NGF methods, the particular expressions for the self-energies and

$$\begin{aligned} \hat{H}_{ev} &= \left(t_{\alpha\beta} + \left(\frac{\partial t_{\alpha\beta}}{\partial x} \right) \hat{x} \right) d_\alpha^\dagger d_\beta \\ \hat{H}_V &= \omega_0 a^\dagger a + \lambda (a + a^\dagger) d_\alpha^\dagger d_\beta \end{aligned}$$

Summarizing these contribution, and taking into account other vibrons, we get the general electron-vibron Hamiltonian

$$\hat{H}_V = \sum_q \omega_q a_q^\dagger a_q + \sum_{q\alpha\beta} \lambda_{\alpha\beta}^q (a_q^\dagger + a_q) d_\alpha^\dagger d_\beta$$

g) Multilevel system coupled to the leads

Finally, we should consider the coupling to the leads (tip and substrate). Both leads are considered as noninteracting and equilibrium, described by the free-particle Hamiltonian (magnetic and superconducting leads can be easily introduce with the similar Hamiltonian in the mean field approximation)

$$\hat{H}_{i=L(R)} = \sum_{k\sigma} (\varepsilon_{ik\sigma} + e\varphi_i) c_{ik\sigma}^\dagger c_{ik\sigma},$$

the electrical potentials take into account the bias voltage $V = \varphi_L - \varphi_R$.

The coupling to the leads is described by the tunneling Hamiltonian (a direct hopping between two leads is neglected).

$$\hat{H}_{iM} = \sum_{k\sigma, \alpha} (V_{ik\sigma, \alpha} c_{ik\sigma}^\dagger d_\alpha + V_{ik\sigma, \alpha}^* d_\alpha^\dagger c_{ik\sigma}).$$

The k states are the single-particle eigenstates in the leads. Alternatively, the leads can be considered in the tight-binding model. For noninteracting leads the eigenstates are related to the tight-binding basis states by linear transformation.

Landauer current formula can be used with the transmission function calculated by the matrix Green function method

For the interacting systems we use the Meir-Wingreen current formula, and NEOM or Keldysh technique for nonequilibrium Green functions

Green functions, and further references can be found in our recent publications [16-19].

III. Electronic structure of DNA

As an example of the developed formalism let us consider the STS spectroscopy of DNA. The schematic picture of the experimental setup is shown in the Fig.4. The most important low energy electronic states of the DNA are localized in the G-C bases. A double tunnel junction is formed between the tip, the G-C bases, and the substrate. We assume that the measured tunneling current flows prematurely through the only one base pair of the poly(G)-poly(C) chain, although contributions of several neighbor pairs can be taken into account as well (it depends most of all on the size of the STM tip).

To explain the main experimental features described above, we propose a simple tight-binding model of a poly(G)-poly(C) DNA following the ideas of Mehrez and Anantram [11], and using the parameters obtained by DFT calculations [10,11].

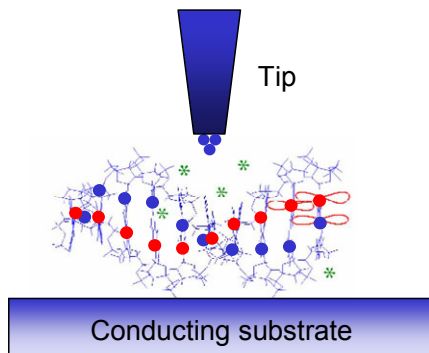


Fig. 4. Schematic picture of a tip-molecule-substrate double tunnel junction. Bases are shown circles.

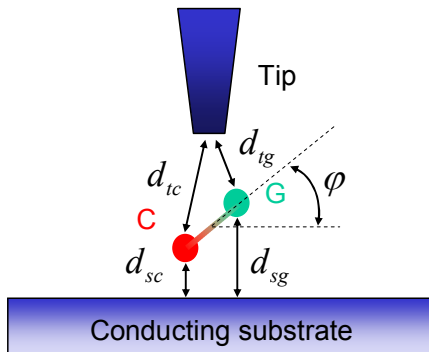


Fig. 5. Tunneling through a C-G base pair.

In the Fig. 6, a typical current-voltage dependence is shown in the case when the base pair is parallel to the substrate and all G and C states are coupled to the tip and the substrate equivalently. This reproduces the main features of the experimental curve.

- [1] F. Moresco, *Phys. Reports* **399**, 175 (2004).
- [2] J. Repp et al., *Science* **305**, 493 (2004).
- [3] X.H. Qiu, G.V. Nazin, and W. Ho, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 206102 (2004).
- [4] S.W. Wu, et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 236802 (2004).
- [5] J. Repp et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 026803 (2005).

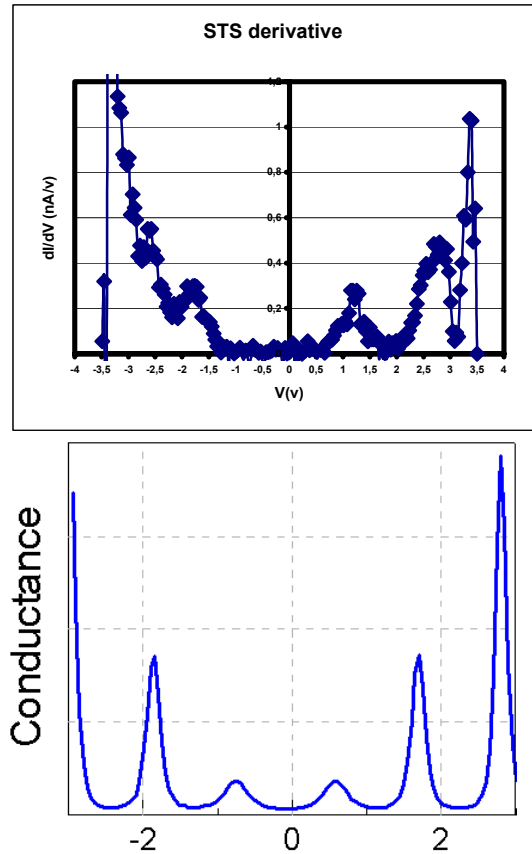


Fig. 6. The experimental conductance curve and our theoretical curve. The peaks in the differential conductance show the energy levels of DNA bases.

- [6] J. Repp et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 225503 (2004).
- [7] R. Gutierrez, D. Porath, and G. Cuniberti, in "Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics". Edited by S. Baranowski. John Wiley & Sons Inc. (2006).
- [8] B. Xu et al., *Nano Letters* **4**, 1105 (2004).
- [9] H. Cohen et al., *Proc. Natl. Acad. Sci. (USA)* **102**, 11589 (2005).
- [10] E. Shafir et al., *The Journal of Physical Chemistry B* **109**, 14270 (2005).
- [11] H. Mehrez and M.P. Anantram, *Phys. Rev. B* **71**, 115405 (2005).
- [12] R. Gutiérrez, S. Mandal, and G. Cuniberti, *Nano Letters* **5**, 1093 (2005).
- [13] J. Tersoff and D.R. Hamann, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1998 (1983).
- [14] B.N.J. Persson and A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 339 (1987).
- [15] Sautet and Joachim, *Chem. Phys. Lett.* **185**, 23 (1991).
- [16] D. A. Ryndyk and J. Keller, *Phys. Rev. B* **71**, 073305 (2005).
- [17] D. A. Ryndyk, M. Hartung, and G. Cuniberti, *Phys. Rev. B* **73**, 045420 (2006).
- [18] Bo Song, D. A. Ryndyk, and G. Cuniberti, *Subm. to Phys. Rev. B* (2006), cond-mat/0611190.
- [19] D. A. Ryndyk and G. Cuniberti, *Submitted to Phys. Rev. Lett.* (2006), cond-mat/0701086.

Корреляционный механизм отрицательного дифференциального сопротивления при протекании туннельного тока через молекулу

Ю. Б. Кудасов

Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, пр. Мира 37, г. Саров, 607188, Россия
e-mail: kudasov@ntc.vniief.ru

В последнее десятилетие в распоряжении исследователей появились широкие возможности для изучения электронного транспорта через одиночные органические молекулы и кластеры, в том числе, при помощи сканирующей туннельной микроскопии и устройств с наноконтактами [1,2]. Работы в этом направлении были стимулированы быстрым развитием молекулярной наноэлектроники [3].

При протекании электрического тока через молекулу возникает ряд новых явлений: отрицательное дифференциальное сопротивление (NDR) [1], электромеханическое и электростатическое размыкание тока [2] и т.д. Их природа является довольно сложной, поскольку в сильном внешнем электрическом поле одновременно происходит, с одной стороны, деформация и перемещение молекулы, а с другой, изменение ее электронной структуры [3,4].

Электронные состояния молекулы, присоединенной к наноконтактам, сравнительно слабо связаны с электронами проводимости контактов. В этих условиях сильные электронные корреляции при транспорте заряда через молекулу могут играть важную роль в формировании участков вольтамперной характеристики с NDR. Следует отметить, что подавляющее число работ, посвященных теоретическому анализу молекулярного электронного транспорта, выполнено в рамках теории функционала плотности или Хартри-Фока, которые могут приводить к некорректным результатам в случае сильно коррелированных состояний. В работе [5] утверждалось, что в пределе широкой зоны проводимости контактов, невозможно наблюдать NDR.

В настоящей работе предложена простая модель для анализа протекания тока через одиночную молекулу в режиме сильных корреляций. Как будет видно ниже, для формирования вольтамперной характеристики с NDR необходимо наличие как минимум двух молекулярных уровней с различной связью с контактами.

Запишем гамильтониан изолированной двухуровневой молекулы в виде

$$H_M = \sum_{\substack{i=1,2 \\ \sigma=\uparrow,\downarrow}} \varepsilon_i n_{i\sigma} + U \sum_{i=1,2} n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + V \sum_{\sigma,\sigma'=\uparrow,\downarrow} n_{1\sigma} n_{2\sigma'} \quad (1)$$

где ε_i – энергия i -ого уровня, отсчитанная от уровня Ферми контактов при отсутствии разности потенциалов между ними, $n_{i\sigma} = d_{i\sigma}^+ d_{i\sigma}$ – оператор числа частиц на i -ом уровне со спином σ , U и V – параметры кулоновского взаимодействия

влия. Всюду ниже предполагается отсутствие спиновой поляризации.

Используя метод уравнений движения [6], можно получить точное решение для функций Грина изолированной молекулы. Для гамильтониана (1) они имеют вид диагональной (2×2) матрицы $g_{ij}^{r(a)}$, где индексы i и j обозначают уровни энергии:

$$g_{11}^{r(a)}(\omega) = \sum_{\xi} \frac{P_{1\xi}}{\omega - E_{1\xi} \pm i\eta},$$

$$g_{22}^{r(a)}(\omega) = \sum_{\xi} \frac{P_{2\xi}}{\omega - E_{2\xi} \pm i\eta}, \quad (2)$$

где $P_{11} = \langle (1 - n_{1\downarrow})(1 - n_{2\uparrow})(1 - n_{2\downarrow}) \rangle$, $P_{12} = \langle n_{1\downarrow}(1 - n_{2\uparrow})(1 - n_{2\downarrow}) \rangle$ и т.д., $E_{11} = \varepsilon_1$, $E_{12} = \varepsilon_1 + U$ и т.д. – всего по 6 слагаемых в каждой сумме. Индексы R и A обозначают задержанную и опережающую функции Грина. Спिनорные индексы в $g_{ij}^{r(a)}$ опущены, что не должно вызывать затруднений из-за симметрии по спину.

Функций (2) описывают 12 возможных энергетических уровней изолированной молекулы. Трехчастичные средние в числителях (2) определяются начальными условиями. Их суммы подчиняются условиям нормировки

$$\sum_{\xi} P_{i\xi} = 1.$$

Пусть теперь молекула присоединена к левому и правому контактам. Гамильтониана металлических контактов запишем как

$$H_{\alpha} = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \varepsilon_{\alpha\mathbf{k}\sigma} c_{\alpha\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\alpha\mathbf{k}\sigma} \quad (3)$$

где $\alpha = L, R$ – индекс, обозначающий левый и правый контакты, $c_{\alpha\mathbf{k}\sigma}^+$ ($c_{\alpha\mathbf{k}\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) электрона проводимости с волновым вектором \mathbf{k} и спином σ . Взаимодействием в областях контактов мы пренебрегаем, что значительно упрощает дальнейший анализ.

Оператор взаимодействия контактов и молекулы имеет следующий вид

$$H_{\text{int}} = \sum_{\alpha\mathbf{k}\sigma} [V_{\alpha\mathbf{k}i\sigma} c_{\alpha\mathbf{k}\sigma}^+ d_{i\sigma} + \text{H.c.}] \quad (4)$$

Рассматривая гамильтониан (4) как возмущение мы можем определить собственно-энергетическую функцию для одного уровня как

$$\begin{aligned}\Sigma^{r(a)}(\omega) &= \sum_{\substack{k,\sigma \\ \alpha=L,R}} \frac{|V_{ak\sigma}|^2}{\omega - \varepsilon_k \pm i\eta} \\ &= \Lambda(\omega) \mp \frac{i}{2} \Gamma(\omega).\end{aligned}\quad (5)$$

Функции $\Lambda(\omega)$ и $\Gamma(\omega)$ можно разделить на части, соответствующие левому и правому контактам

$$\begin{aligned}\Lambda(\omega) &= \Lambda_L(\omega) + \Lambda_R(\omega), \\ \Gamma(\omega) &= \Gamma_L(\omega) + \Gamma_R(\omega).\end{aligned}$$

В пределе широкой зоны проводимости контактов, который мы будем использовать везде ниже, можно положить $\Lambda(\omega)=0$ и $\Gamma(\omega)=\Gamma$. Мы будем также предполагать одинаковую связь молекулы с левым и правым контактом, т.е. $\Gamma = \Gamma_L + \Gamma_R$.

Нас в основном будет интересовать случай, когда матричные элементы $V_{aki\sigma} c_{ak\sigma}^+ d_{i\sigma}$ для уровней $i=1, 2$ сильно различаются между собой, причем уровень 1 будет считаться сильно связанным с контактами, а 2 – слабо. Тогда в матричном представлении

$$\Sigma^r = -\frac{i}{2} \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_0 & \lambda \Gamma_0 \\ \lambda \Gamma_0 & \lambda^2 \Gamma_0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

где коэффициент $\lambda \ll 1$.

При стационарном протекании тока через молекулу функции Грина молекулы, взаимодействующей с контактами, можно записать в матричном виде как [7]

$$\mathbf{G}^r(\omega) = \left\{ \mathbf{g}^r(\omega) \right\}^{-1} - \Sigma^r(\omega). \quad (7)$$

Используя выражения (2) и (7) можно получить выражение для $\mathbf{G}^r(\omega)$ в аналитическом виде.

Поскольку при протекании тока молекула находится в неравновесном состоянии, функции Грина (7) недостаточно для вычисления тока, протекающего через молекулу, так как в нее входят параметры $p_{i\xi}$, которые определяются связью молекулы с контактами.

Определим еще одну функцию Грина

$$\mathbf{G}^< \equiv \mathbf{G}^< = \langle d_{i\sigma}^+ d_{j\xi} \rangle. \quad (8)$$

Ее можно вычислить из следующего выражения [7,8]

$$\mathbf{G}^<(\omega) = \mathbf{G}^r(\omega) \Sigma^<(\omega) \mathbf{G}^a(\omega), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned}\Sigma^<(\omega) &= \sum_{ak} V_{aki} V_{akj}^* g_{ak}^<(\omega) \\ &= \frac{i\Gamma}{2} [f_L(\omega) + f_R(\omega)] \begin{pmatrix} 1 & \lambda \\ \lambda & \lambda^2 \end{pmatrix}.\end{aligned}$$

Здесь $g_{ak}^<(\omega) = \langle c_{ak}^+(\omega) c_{ak}(\omega) \rangle$, $f_{L(R)}$ – функция распределения (Ферми-Дирака) для левого (правого) контакта.

Уравнение (9) определяет неравновесное распределение плотности в молекуле. Чтобы замкнуть систему уравнений необходимо определить параметры $p_{i\xi}$. В принципе, для них можно записать конечную систему уравнений движения. Однако она оказывается очень громоздкой.

Рассмотрим предельный случай очень сильного кулоновского взаимодействия: $U \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$. Функции (2) упрощаются и принимают вид

$$\begin{aligned}g_{11}^{r(a)}(\omega) &= \frac{1 - n_1 - 2n_2}{\omega - \varepsilon_1 \pm i\eta}, \\ g_{22}^{r(a)}(\omega) &= \frac{1 - n_2 - 2n_1}{\omega - \varepsilon_2 \pm i\eta}.\end{aligned}\quad (10)$$

Уравнения (7), (9) и (10) составляют полную систему уравнений, которая может быть легко решена численно при помощи итерационной процедуры: начальные значения n_1 и n_2 подставляются в (10), затем вычисляется $\mathbf{G}^<$, откуда получают новые значения n_1 и n_2 .

В случае, когда U и V конечные, наиболее простым приближенным способом решения задачи является расщепление корреляционных функций $p_{i\xi}$ в виде

$$\langle n_a n_b n_c \rangle \approx \langle n_a \rangle \langle n_b \rangle \langle n_c \rangle. \quad (11)$$

Даже очень простое приближение (11) приводит к результатам отличающимся от приближения Хартри-Фока.

Результаты расчета тока через молекулу в зависимости от разности потенциалов контактов показаны на рис. 1 и 2. В первом случае сильно связанный с контактами уровень 1 находится ближе к равновесному значению уровня Ферми контактов, чем слабо связанный уровень 2. На рис. 1 четко видно возникновение области NDR на вольтамперной характеристике. В случае, когда слабо связанный уровень 2 находится ближе к уровню Ферми, чем уровень 1, зависимость тока по форме похожа на случай без кулоновского взаимодействия, но оказывается значительно ниже по значению.

Остановимся на физических причинах возникновения NDR. Полезно начать анализ со случая, изображенного на рис. 1, когда сильно связанный уровень 1 находится близко к уровню Ферми контактов. При небольшой разности потенциалов между контактами этот уровень попадает между значениями электрохимического потенциала левого (**L**) и правого (**R**) контактов. Через него начинает протекать значительный ток. При больших значениях разности потенциала в эту область попадает также и уровень 2. При этом n_2 заметно отличается от нуля, а спектральная плотность уровня 1 уменьшается. Общий ток при этом тоже падает. Иначе говоря, электроны из левого контакта с большой частотой переходят на сильно связанный уровень 1, а затем на правый контакт. На уровень 2 они переходят редко и длительное время пребывают на этом уровне. При наличии сильного кулоновского взаимодействия во время пребывания электрона на уровне 2 транспорт через уровень 1 блокируется. В случае обратного расположения уровней роль уровня 2 сводится только к понижению общего тока, как это видно на рис. 2. Из рис. 1 и 2 видно также, что расщепление (11) дает качествен-

венно правильные результаты. Отметим, что в расчете метод Хартри-Фока область NDR на рис. 1 не возникает.

В заключение, показано, что сильные корреляции на молекулярных уровнях могут приводить к формированию областей с NDR даже в пределе широкой зоны проводимости контактов и к понижению общего тока через молекулу. Таким образом, слабосвязанные с контактами молекулярные уровни могут играть существенную роль в формировании вольтамперной характеристики молекулярных проводников.

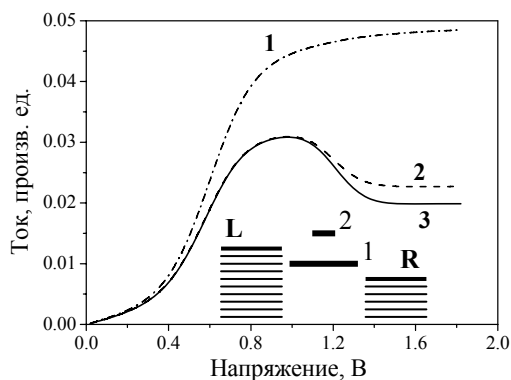


Рис. 1. Вольтамперная характеристика молекулярного проводника: $\Gamma_0=0.1$, $\varepsilon_1=0.3$, $\varepsilon_2=0.6$, $\lambda=0.1$. Линия 1 - невзаимодействующие уровни ($U=0$, $V=0$), линия 2 – решение для $U=2$ и $V=1$ расщепление (11), 3 – точное решение при $U \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$. На вставке схема расположения энергетических уровней.

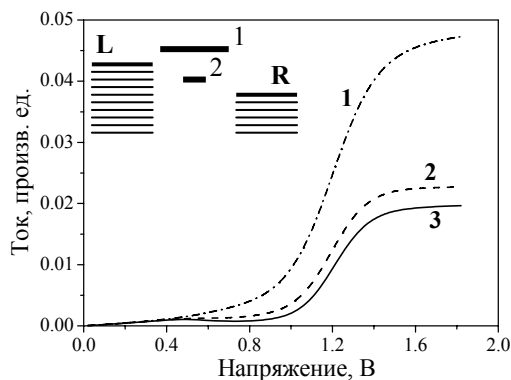


Рис. 2. Вольтамперная характеристика молекулярного проводника при $\varepsilon_1=0.6$, $\varepsilon_2=0.3$. Остальные обозначения те же, что на рис. 1.

Работа выполняется в рамках проектов МНТЦ 3310 и РФФИ 07-02-00646.

- [1] Cheng, J., Wang, W., Reed, M. A., Rawlett, A.M., Price, D. W., and Tour, J.M., Appl. Phys. Lett. **77**, 1224 (2000)
- [2] Langlais, V. J., Schlittler, R. R., Tang, H., Gourdon, A., Joachim, C., and Gimzewski, J. K., Phys. Rev. Lett. **83**, 2809 (1999)
- [3] Datta S., Nanotechnology **15**, S433 (2004)
- [4] Demkov, A., A., Zhang, X., and Drabold, D. A., Phys. Rev. B **64**, 125306 (2001)
- [5] Wang, B., Wang, J., Guo, H., Jour. Appl. Phys. **86**, 5094 (1999)
- [6] Hubbard, J., Proc. Royal Soc. **276**, 238 (1963)
- [7] Jauho, A.-P., Wingreen, N.S., and Meir Y., Phys. Rev. B **50**, 5528 (1994)
- [8] Meir, Y., and Wingreen, N. S., Phys. Rev. Lett. **68**, 2512 (1992)

Резонансный магнитооптический эффект в наноструктурированных ферромагнитных материалах.

А.А. Жаров, В.В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород 603950, Россия.

e-mail: kurin@ipm.sci-nnov.ru

В работе демонстрируется, что магнитооптический эффект Керра может значительно усиливаться в композитных наноструктурированных метаматериалах из-за плазменного дипольного резонанса индивидуальных частиц, формирующих композитный материал. Показано, что в отличие от непрерывной ферромагнитной среды наноструктурированная пленка обладает нетривиальной частотной зависимостью оптического отклика, зависящей от направления намагниченности наночастиц.

Магнитооптический эффект Керра (МОЭК), заключающийся в изменении поляризации света, отраженного от ферромагнитного материала, интенсивно изучается уже на протяжении длительного времени и практически используется для магнитооптической записи информации [1]. В данном докладе мы показываем, что МОЭК может быть значительно усилен в наноструктурированных композитных материалах, называемых также метаматериалами, из-за резонансного возбуждения дипольных квазистатических плазменных мод (плазмонов) в индивидуальных частицах формирующих метаматериал. Мы рассматриваем простую модель искусственной среды, состоящей из одинаково намагниченных ферромагнитных наночастиц шарообразной формы с размерами, много меньшими как длины волны, так и толщины скин-слоя в металле. Будем также считать, что металлические шарики образуют кубическую решетку и погружены в однородную диэлектрическую немагнитную матрицу с диэлектрической проницаемостью ε_e .

В оптическом диапазоне частот гиротропия ферромагнетика связана с гироэлектрическим механизмом [1], обусловленным спин-орбитальным взаимодействием, которое проявляется только в недиагональных элементах тензора диэлектрической проницаемости, в то время как магнитная проницаемость равна единичному диагональному тензору $\mu_{ik} = \delta_{ik}$. В системе координат, ось z которой направлена вдоль направления намагниченности \mathbf{M} , а вектор $\mathbf{r}_\perp(x, y)$ лежит в перпендикулярной плоскости, тензор диэлектрической проницаемости отдельной частицы записывается в виде

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_\perp & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\parallel \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_\parallel, \varepsilon_\perp$ - продольная и поперечная диэлектрическая проницаемости, g - параметр гиротропии, пропорциональный величине намагниченности. Понимая в дальнейшем под диэлектрическим тензором отношение $\hat{\varepsilon}/\varepsilon_e$, будем считать, что проницаемость окружающего диэлектрика равна единице.

Для того, чтобы найти тензор эффективной диэлектрической проницаемости композитной среды воспользуемся подходом Лоренц-Лорентца и сначала решим задачу о распределении поля вокруг отдельной частицы, помещенной в однородное внешнее электрическое поле. Поскольку мы считаем выполненными условия квазистатического приближения, мы должны найти решения квазистатических уравнений Максвелла, следующих из уравнения $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ и $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$. Решения уравнений

$$(\varepsilon_\perp \Delta_\perp + \varepsilon_\parallel \partial_z^2)\varphi^i = 0, \quad \Delta\varphi^e = 0,$$

для скалярного потенциала φ снаружи (external) и внутри (internal) ферромагнитного шарика должны быть сшиты на поверхности $r = a$, где a - радиус шара, так, чтобы обеспечить непрерывность тангенциальных компонент вектора \mathbf{E} и нормальных - вектора $\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E}$. Решения этих уравнений, удовлетворяющие условиям на больших расстояниях от шарика, имеют вид

$$\varphi^e = -(\mathbf{E}^e \mathbf{r}) + (\mathbf{p} \mathbf{r})r^{-3}, \quad \varphi^i = -(\mathbf{E}^i \mathbf{r}).$$

Здесь \mathbf{E}^e - напряженность однородного внешнего поля, постоянные вектора $\mathbf{p} = a^3 \mathbf{A}$ и \mathbf{E}^i имеющие смысл дипольного момента шарика и напряженности внутреннего электрического поля должны быть найдены из условий на поверхности шарика. Приравнявая соответствующие компоненты, получим уравнения

$$\mathbf{E}^e = \mathbf{E}^i + \mathbf{A}, \quad \mathbf{E}^e + 2\mathbf{A} = \hat{\varepsilon} \mathbf{E}^i,$$

откуда найдем выражение для $\mathbf{A} = (\mathbf{E}^e - \mathbf{E}^i)$ и замкнутую систему уравнений для \mathbf{E}^i ,

$$\hat{\varepsilon} \mathbf{E}^i + 2\mathbf{E}^i = 3\mathbf{E}^e,$$

решая которые найдем выражения для поля внутри шарика \mathbf{E}_i и вектора \mathbf{A}

$$\mathbf{E}^i = 3(\hat{\varepsilon} + 2)^{-1} \mathbf{E}^e, \quad \mathbf{A} = (\hat{\varepsilon} + 2)^{-1} (\hat{\varepsilon} - 1) \mathbf{E}^e,$$

которые являются естественными обобщениями формул изотропного случая. Коэффициент связи векторов \mathbf{A} и \mathbf{E}^e представляет собой безразмерный тензор поляризуемости индивидуальной частицы

$$\hat{\alpha} = (\hat{\varepsilon} + 2)^{-1} (\hat{\varepsilon} - 1).$$

Напомним, что размерная поляризуемость восстанавливается умножением на a^3 , поскольку $\mathbf{p} = a^3 \mathbf{A}$. В явном виде выражение для $\hat{\alpha}$ имеет вид

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{\perp} & iu & 0 \\ -iu & \alpha_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где коэффициенты определяются соотношениями

$$\alpha_{\perp} = 1 - \frac{3(\varepsilon_{\perp} + 2)}{(\varepsilon_{\perp} + 2)^2 - g^2}, \quad \alpha_{\parallel} = \frac{\varepsilon_{\parallel} - 1}{\varepsilon_{\parallel} + 2}, \quad u = \frac{-3g}{(\varepsilon_{\perp} + 2)^2 - g^2}$$

В изотропном случае $g = 0$, $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon$ тензор поляризуемости становится диагональным и равным хорошо известному выражению

$$\hat{\alpha} = \hat{1} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}.$$

для поляризуемости диэлектрического шарика. Теперь вычислим эффективную диэлектрическую проницаемость кубической решетки, состоящей из таких гиротропных шариков. Считая расстояния между шариками достаточно большими по сравнению с их радиусом a , мы можем пренебречь высшими мультипольными моментами и считать, что шарика обладают только дипольным моментом. Тогда поле в любой точке может быть найдено путем суммирования вклада всех диполей. Для кубической решетки эти суммы вычисляются [2] и приводят к хорошо известному соотношению Лоренц-Лорентца между полем, действующим на диэлектрический шарик \mathbf{E}^a и средним макроскопическим полем \mathbf{E}

$$\mathbf{E}^a = \mathbf{E} + \frac{4\pi}{3} \mathbf{P}.$$

Здесь \mathbf{P} - вектор поляризации, представляющий средний дипольный момент единицы объема. Вводя параметр q , характеризующий объемную долю наночастиц

$$q = \frac{4\pi}{3} n a^3,$$

где n - концентрация включений, выразим среднее макроскопическое поле напряженности и индукции через действующее поле \mathbf{E}^a с помощью формул, полученных при решении задачи о шарике в однородном поле,

$$\mathbf{E} = (\hat{1} - q\hat{\alpha}) \mathbf{E}^a, \quad \mathbf{D} = (\hat{1} + 2q\hat{\alpha}) \mathbf{E}^a,$$

где $\hat{\alpha}$ определено выражениями (2), а роль действующего поля играет внешнее поле \mathbf{E}^e , найдем тензор эффективной диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon}_{eff} = (\hat{1} + 2q\hat{\alpha})(\hat{1} - q\hat{\alpha})^{-1},$$

характеризующий электродинамические свойства композитной гиротропной среды. Заметим, что порядок сомножителей в этом выражении важен, так как сомножители не коммутируют. Выражая тензор поляризуемости частицы через диэлектрическую проницаемость ферромагнетика, окончательно получим выражение для эффективного диэлектрического тензора

$$\hat{\varepsilon}_{eff} = [1 + 2q(\hat{\varepsilon} + 2)^{-1}(\hat{\varepsilon} - 1)][1 - q(\hat{\varepsilon} + 2)^{-1}(\hat{\varepsilon} - 1)]^{-1},$$

связывающего средний вектор индукции со средней напряженностью. Общий вид этого тензора точно такой же, как и (2), только резонансы несколько смещены из-за учета поправки Лоренц-Лорентца. Заметим, что точно такой же результат может быть получен методом Максвелла-Гарнетта [3].

Теперь мы можем сделать оценки величины магнитооптического эффекта Керра при отражении от такой наноструктурированной ферромагнитной среды. Для этого введем вектор поляризации \mathbf{P} и поляризуемость $\hat{\chi}_{eff}$, так, что $\hat{\varepsilon}_{eff} = 1 + 4\pi\hat{\chi}_{eff}$ и запишем уравнение для вектора поляризации в символическом виде

$$\hat{\chi}_{eff}^{-1} \mathbf{P} = \mathbf{E}$$

Разлагая $\hat{\chi}_{eff}^{-1}(\omega)$ в окрестности резонансной частоты, определяемой уравнением $\det|\hat{\varepsilon} + 2| = 0$ и переходя к временному представлению мы приходим к уравнению

$$\ddot{\mathbf{P}} + \Gamma \dot{\mathbf{P}} + \omega_0^2 \mathbf{P} = \frac{4\pi a^3 N e}{3m} \left\{ n e \bar{\mathbf{E}} + \frac{1}{c} [\dot{\mathbf{P}} \times \mathbf{B}_0] \right\}$$

для дипольного момента, эквивалентного уравнению движения заряженной частицы в параболическом потенциале и однородном магнитном поле. Здесь мы пренебрегли для простоты отличием ε_{\perp} от ε_{\parallel} , и ввели, так называемое, внутреннее магнитное поле \mathbf{B}_0 ферромагнитного материала, моделирующее спин-орбитальное взаимодействие [4]. Такая простая модель может быть получена путем строгого квантово-механического рассмотрения в квазиклассическом пределе. Характерная величина этого магнитного поля составляет 100KGs, резонансная частота квазистатического резонанса $\omega_0 = \omega_p / \sqrt{1 + 2\varepsilon_e}$ есть частота квазистатического резонанса, располагающаяся, в зависимости от диэлектрического окружения, в диапазоне от ближнего УФ до ближнего ИК, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N / m}$ - электронная плазменная

частота в наночастице, ε_e - диэлектрическая постоянная окружающего материала, N - электронная концентрация металла, Γ - коэффициент затухания дипольного момента, e, m - заряд и масса носителя заряда в ферромагнетике. c - скорость света. Оценив величины компонент тензора диэлектрической проницаемости, мы можем решить задачу об отражении света от границы такого гиротропного метаматериала.

Рассмотрим задачу о повороте плоскости поляризации при отражении электромагнитной волны от тонкой композитной ферромагнитной пленки, расположенной на диэлектрической подложке с диэлектрической проницаемостью ε . Для простоты рассмотрим ситуацию, когда волна падает по нормали к пленке толщины h , расположенной в плоскости (x, y) . Постоянная намагниченность также будет направлено вдоль оси z . Это так называемый случай полярного эффекта Керра.

Будем считать, что толщина пленки метаматериала мала по сравнению со всеми волновыми масштабами. Тогда ее можно заменить эквивалентным токовым экраном, по которому текут поверхностные токи

$$j_x = i\omega h P_x \delta(z), \quad j_y = i\omega h P_y \delta(z)$$

где $\delta(z)$ - дельта-функция Дирака (пленка расположена в начале координат $z = 0$). Уравнения Максвелла приводят к следующим граничным условиям на токовом экране:

$$[H_y] = -4\pi(k_0 h) P_x(z=0),$$

$$[H_x] = 4\pi(k_0 h) P_y(z=0),$$

где $H_{x,y}$ - компоненты магнитного поля в электромагнитной волне, квадратные скобки обозначают скачок соответствующих величин, $k_0 = \omega/c$ - волновое число свободного пространства. Рассмотрим нормально падающую на пленку электромагнитную волну с компонентами электрического и магнитного полей E_x, H_y . Благодаря гиротропии метаматериала в отраженном и прошедшем свете появятся еще и компоненты полей E_y и H_x , что и определяет вращение плоскости поляризации. Запишем полные выражения для падающего отраженного и прошедшего через пленку полей:

$z < 0$;

$$E_x = \exp(-ik_0 z) + R_x \exp(ik_0 z), \quad E_y = R_y \exp(ik_0 z),$$

$$H_y = \exp(-ik_0 z) - R_x \exp(ik_0 z), \quad H_x = -R_y \exp(ik_0 z),$$

$z > 0$;

$$E_x = T_x \exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon} z), \quad E_y = T_y \exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon} z),$$

$$H_y = \sqrt{\varepsilon} T_x \exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon} z), \quad H_x = -\sqrt{\varepsilon} T_y \exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon} z).$$

Удовлетворяя граничным условиям для скачков

магнитного поля с учетом определенных коэффициентов отражения и прохождения, приходим к следующим выражениям для коэффициентов отражения:

$$R_x = \frac{(\sqrt{\varepsilon} - 1 + 4\pi\alpha(k_0 h))^2 - 16\pi^2 \gamma^2 (k_0 h)^2}{1 - (\sqrt{\varepsilon} + 4\pi\alpha(k_0 h))^2 + 16\pi^2 \gamma^2 (k_0 h)^2},$$

$$R_y = \frac{8\pi i \gamma (k_0 h)}{1 - (\sqrt{\varepsilon} + 4\pi\alpha(k_0 h))^2 + 16\pi^2 \gamma^2 (k_0 h)^2}.$$

На рис.1 приведены графики частотных зависимостей модулей этих коэффициентов при типичных значениях параметров. Частота волн нормирована на резонансную частоту $z = \omega/\omega_0$, остальные параметры выбраны так: безразмерная толщина $a = \omega_0 h/c = 0.3$, фактор заполнения $F = 0.1$, безразмерная гирочастота $\omega_H/\omega_0 = 0.01$, безразмерный коэффициент затухания $\gamma = \Gamma/\omega_0 = 0.2$, диэлектрическая проницаемость подложки ≈ 10 .

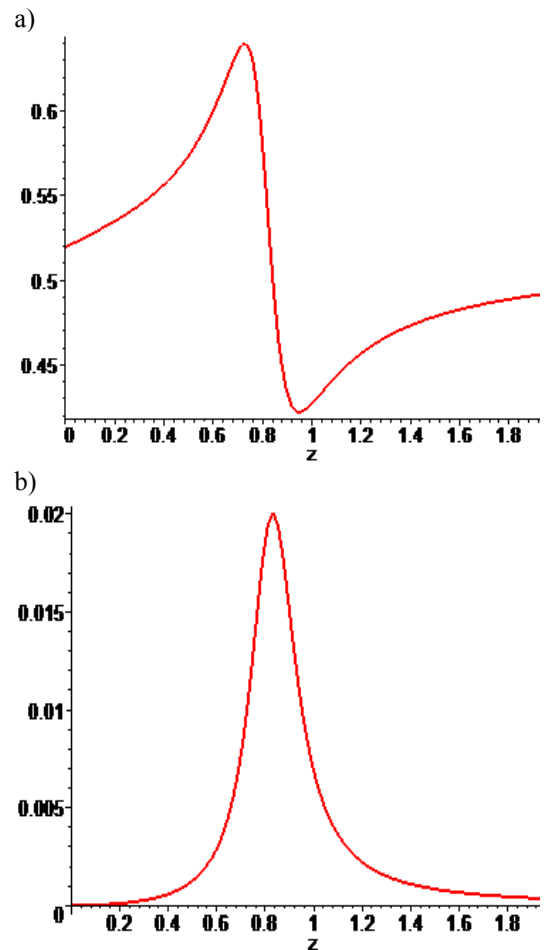


Рис. 1. Модули коэффициентов отражения в компоненту параллельную (а), и перпендикулярную (б) поляризации падающей волны как функции безразмерной частоты $z = \omega/\omega_0$.

На рис. 2 показана частотная зависимость поляризационных параметров при отражении линейно поляризованного излучения. Приведены зависимости угла наклона большой оси эллипса поляризации по отношению к поляризации падающей волны $\tan \theta = \text{Re}(R_y / R_x)$, (пунктирная кривая) и малой полуоси эллипса поляризации $b \approx \text{Im}(R_y / R_x)$ (сплошная кривая).

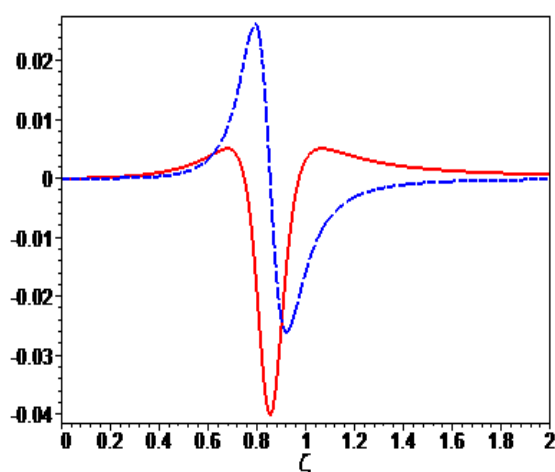


Рис. 2. Частотная зависимость параметров эллипса поляризации отраженного света. Сплошная линия показывает отношение главных осей; штриховая демонстрирует угол поворота большой оси.

Параметры материала, такие как плазменная частота и коэффициент затухания, были выбраны соответствующими

кобальту. Диэлектрическая проницаемость матрицы композита была выбрана близкой к единице. Из рисунка видно, что угол наклона поляризации значительно возрастает при приближении к резонансу. Для комнатных температур значение угла поворота большой оси приблизительно в пять раз больше, чем для сплошной ферромагнитной пленки. Для охлаждаемых образцов резонансы будут ещё более выражены. Замечательным свойством рассматриваемого резонансного МОЭК является смена знака угла вращения плоскости поляризации в окрестности резонанса. Таким образом, приведенные теоретические оценки показывают, что предсказываемый резонансный магнитооптический эффект Керра, может быть легко зарегистрирован при использовании поляризационных анализаторов и эллипсометров.

Мы ожидаем, что эти особенности магнитооптического эффекта Керра могут быть использованы для новых устройств записи и обработки информации и для диагностики магнитного состояния в композитных ферромагнитных пленках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты: 06-02-16592, 05-02-16357.

1. Д. Мишин, Магнитные материалы, М., Высшая школа, 1991
2. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, М. Наука, 1970
3. J.C. Maxwell-Garnett, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. B **203**, 385 (1904).
4. Р. Уайт, Квантовая теория магнетизма, М., Мир, 1985, стр. 197

Электронная спектроскопия поверхности и тонких пленок с анализом по спину.

В.Н. Петров

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, ул. Политехническая 29, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: petrov@tuexph.stu.neva.ru

Анализ поляризации электронов служит основой для целого ряда экспериментальных методов изучения поверхности. В докладе особое внимание уделено двум подходам:

1). Спин-Поляризационная Электронная Оже-Спектроскопия (СПЭОС) дающая возможность по отдельности исследовать магнитную структуру каждой из компонент, входящих в сложную магнитную систему [1];

2). Метод Спин-Поляризационной Томографии Ферми Поверхности (СПТФП), позволяющий исследовать поверхности Ферми электронов с каждой из проекций спина и, таким образом, изучать спиновую структуру электронных состояний поверхности твердых тел и тонких пленок в k-пространстве [2].

В докладе представлены результаты исследования поляризации оже-электронов монокристалла $\text{FeNi}_3(110)$. Для этого сплава хорошо известны объемные концентрации и намагниченности входящих в него компонентов, поэтому он удобен для проверки новых методик. В докладе представлены результаты исследования поляризации всех основных оже-пиков Fe и Ni. Анализ экспериментальных данных показал, что задача получения намагниченности элементов в магнетонах Бора из спин-разрешенных оже-спектров является достаточно сложной. Существует два пути решения этой проблемы:

1). Необходимо накопить как можно большее число экспериментальных данных по чистым элементам, таким как Fe, Co, Ni для каждой оже-линии, а также набрать как можно большее число экспериментальных данных по этим линиям для элементов, входящих в состав различных сплавов, для которых известны намагниченности входящих в них компонент. Тогда можно будет построить таблицы или диаграммы, позволяющие оценивать намагниченность исходя из поляризации оже-пиков. Спин-поляризационная оже-спектроскопия имеет то важное преимущество, что при расчетах поляризации нет необходимости знать абсолютные значения интенсивности оже-пиков, поскольку поляризация является нормированной величиной; 2). Необходимо совершенствовать методики теоретических расчетов. Эта задача

является сложной, поскольку требуется по отдельности рассчитывать плотности заполненных электронных состояний компонентов сплава. Необходимо также учитывать наличие двух дырок в оже-процессе и дополнительную поляризацию глубоких уровней.

Намагниченность переходных 3d-металлов определяется поляризацией валентной зоны и может быть рассчитана из известных спин-разрешенных плотностей электронных состояний. В работе на основе расчетных состояний Fe и Ni в сплаве FeNi_3 вычислялась средняя поляризация валентной зоны. Известно, что при формировании CVV оже-пика происходит процесс, который хорошо описывается самосверткой плотностей электронных состояний. Поэтому в работе вычислялась также средняя поляризация валентной зоны после самосвертки. Было установлено, что проведение самосверток спин-разрешенных плотностей электронных состояний приводит к возрастанию средней поляризации зоны, что в свою очередь должно приводить к увеличению поляризации оже-пика. В то же самое время, в ходе оже-эмисии происходят процессы с переворачиванием спина, которые уменьшают поляризацию оже-электронов. Таким образом, существует два процесса, один из которых должен увеличивать, а другой уменьшать поляризацию оже-пиков. Нами на основе экспериментальных данных предлагается феноменологическая формула оценки намагниченности атомов железа в составе сплавов: $I = \mu_B n (S_{\text{экс}}^{\uparrow} - S_{\text{экс}}^{\downarrow}) / (S_{\text{экс}}^{\uparrow} + S_{\text{экс}}^{\downarrow})$, где $S_{\text{экс}}^{\uparrow}$ и $S_{\text{экс}}^{\downarrow}$ - площади под соответствующими спин-разрешенными CVV оже-пиками, μ_B - магнетон Бора, n - концентрация валентных электронов. Установлено, что в случае высоковольтных пиков спин-обменные процессы оказывают более существенное влияние на поляризацию, чем в случае низковольтных CVV оже-переходов. Обнаружена значительная поляризация глубоких уровней в FeNi_3 под действием магнитных моментов локализованных на соответствующих атомах. Результатом этого является сильная поляризация оже-пиков образованных переходами, в которых не

участвуют 3d электроны.

Вторая часть доклада посвящена исследованию поверхности Ферми Ni методом спин-поляризационной томографии Ферми поверхности (СПТФП). Изучалась поверхность кристалла Ni(111), а также пленки Ni на Cu(100). Ферми поверхность представляет собой поверхность некоторого объема, образованного полностью заполненными электронными состояниями, в обратном пространстве металла (при $T=0\text{K}$). В случае ферромагнетиков, обладающих зонным магнетизмом, энергетические уровни электронов с противоположным значениям проекции спина сдвинуты друг относительно друга. Поэтому поверхности Ферми различны для этих электронов. Отображение картин постоянной энергии в k -пространстве (томография Ферми поверхности) представляет собой результат измерения интенсивностей фотоэлектронов фиксированной энергии с высоким угловым разрешением, при прецизионном сканировании обоих эмиссионных углов во всей полусфере над поверхностью образца. Спектрометр для Спин-Поляризационной Томографии Ферми Поверхности (СПТФП) объединяет спиновый поляриметр с электронным энергоанализатором. Полный трехмерный поляризационный вектор может быть определен при направлении электронов в два независимых перпендикулярно ориентированных детектора спиновой поляризации (детектора Мота). В докладе представлен результат спин-разрешенного сканирования поверхности Ферми при изменении азимутального угла (полярный угол $\theta=78^\circ$ относительно нормали к поверхности). Установлено, что в этом случае d – зоны характеризуются только спин-вниз состояниями.

Тонкие пленки Ni на Cu(100) вызывают большой интерес, поскольку представляют собой ферромагнитную пленочную систему с анизотропией перпендикулярной поверхности. В таких пленках магнитные данные могут храниться с ббльшей плотностью, чем в традиционных твердых дисках, где намагниченность лежит в плоскости поверхности. В работе исследовалась электронная структура Ni при его напылении на поверхность Cu(100). При использовании канального детектора измерения осуществлялись достаточно быстро и в широкой области k -пространства. Спин-разрешенные исследования были проведены в наиболее симметричных участках этих областей. Электронная структура пленок Ni-Cu (100) приобретала вид характерный для объемного материала уже при толщине 2,4 монослоя. Однако особенности поверхности Ферми, связанные с sp электронами, имели вид объемных уже при толщине 1,2 монослоя. d зоны поверхности Ферми подвергались радикальному изменению при возрастании толщин от 2,4 до 3,5 монослоев.

Установлено, что d зона поверхности Ферми при толщине 2,4 монослоя лучше описывается двумерной теорией. Двумерные интерфейсные состояния были идентифицированы около M -точки зоны Бриллюэна. При 3,5 монослоях и выше экспериментальные данные лучше описываются трехмерной теорией. Формирование d зоны заканчивается при толщине примерно в 6 монослоев. Методом спин-поляризационного анализа был обнаружен пара-ферромагнитный переход электронных d состояний ($T=150\text{ K}$) при толщине пленки никеля ~ 3 монослоя. Для sp электронов с этим переходом связан коллапс некоторых состояний.

[1] Petrov V.N., Kamochkin A.S. Energy analyser for spin polarized Auger electron spectroscopy // Review of Scientific Instruments.-2004.- V. 75.- № 5.-P. 1274-1279.

[2] Hoesch M., Greber T., Petrov V.N., Muntwiler M., Hengsberger M., Auwarter W., Osterwalder J. Spin Polarized Fermi Surface Mapping // J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.-2002.-124.-P. 263-279.

Andrey K. Sarychev¹, Gennady Tartakovskiy²

¹Ethertronics, Inc, San Diego, 9605 Scranton Rd., CA 92121; sarychev_andrey@yahoo.com

²Lockheed Martin, MS-2, Akron, OH 443150

Extending the range of electromagnetic properties of naturally occurring materials motivates the development of artificial metamaterials. For example, it has been demonstrated recently that metamaterials may exhibit such exotic properties as artificial magnetism [1], negative dielectric permittivity [1, 2], negative magnetic permeability [3], and even both [4-6]. The double-negative case of $\text{Re } \epsilon < 0$ and $\text{Re } \mu < 0$ is often referred as a left-handed material (LHM). Situations when a negative refractive index can be realized in practice are particularly interesting because of the possibility of a “perfect” lens with subwavelength spatial resolution [6]. In addition to the super resolution not limited by classical diffraction, many unusual and sometimes counter-intuitive properties of negative refraction index materials (NIM) make them very promising for applications in resonators, waveguides, and other microwave and optical elements [7–10]. Negative refraction and subwavelength imaging has been demonstrated in the microwave regime [5, 8, 9, 11]. Situation drastically changes in the optical (near-IR) part of the spectrum, where thin subwavelength metal components behave very differently when their sizes become less than the skin depth. For example, the electrical surface plasmon resonance (SPR) occurs in the optical and near-IR parts of the spectrum due to collective electron oscillations in metal structures. Many important plasmon-enhanced optical phenomena and applications of metal nanocomposites are based on the electrical SPR (see, for example [12]).

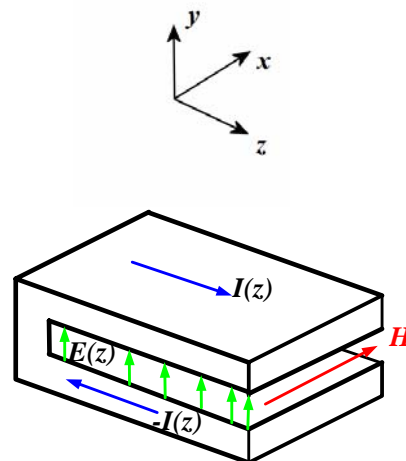
For the optical range, NIMs with a negative refractive index were first demonstrated in [13] and [14]. The authors of [14] observed the negative real part of the refractive index at the telecommunication wavelength of 1550 nm. In [14] the authors experimentally verified their earlier theoretical prediction of negative refraction in the array of parallel metal nanorods [15]. The first experimental observations of negative n in the optical range were followed by another successful experiment [16]. Note that the losses become progressively important with decreasing the wavelength towards the optical range [17]. Moreover, finite losses inside the LHM superlens could dramatically reduce the resolution of such lens [18] and made a dream of a superlens unattainable.

The key problem of NIM is the artificial optical magnetism. Plasmonic effects must be correctly accounted for the design of metamaterials with optical magnetism. Below we show that

specifically arranged and shaped metal nanoparticles can support along with the electrical SPR also a magnetic plasmon resonance (MPR). The idea of MPR for inducing optical magnetism is relatively new [19]. Horseshoe-shaped structures, first suggested in [20] are described below (see Fig. 1). We then consider the interaction of the metallic horseshoe shaped nanoantenna, with a two-level amplifying system (TLS), which can be represented by a quantum dot in the semiconductor host or another high gain medium.

For the sake of simplicity, we assume that TLSs are placed inside the horseshoe resonator of a type shown in Fig. 1. An external pump provides the population inversion in the TLS. The pump mechanism may be optical or electrical, when carriers are injected from the bands of a semiconductor material surrounding the embedded quantum dot. In the equations, we will characterize only the pump rate and initial population inversion of the TLS interacting with MPR

The external magnetic field excites the electric current in the arms of the horseshoe as shown in Fig. 1. Magnetic moment associated with the circular current that flows in the antenna is responsible for the magnetic response of the nanoantenna. The external magnetic field is applied in the horseshoe plane.

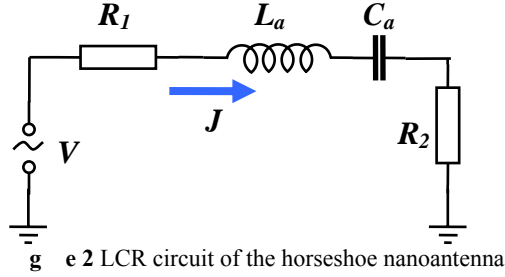


g e 1. Horseshoe nanoantenna geometry.

The circular current $I(z)$ excited by the time-varying magnetic field flows in opposite directions in each arm of the horseshoe as shown in the figure. The displacement currents flowing between horseshoe’s arms conclude the close circuit.

We neglect the edge effects and assume that the currents and fields are independent of coordinate x .

The detailed electrodynamics of the horseshoe can be found in [19], however, the main features of horseshoe dynamics can be understood in terms of a simple equivalent mode shown in Fig. 2. The metal part of the nanoantenna can be presented as an inductance. The gap between two arms is modeled as capacitance. Then the horseshoe antenna can be presented as L - C - R circuit, shown in Fig. 2. The inductance L_a stands for the metal since metal's permittivity is typically negative in the optics and IR range and it is proportional to ω^{-2} . The resistance R_1 presents the losses in the metal. It always has a positive value. The resistance R_2 stands for the losses in the dielectric, which fills the space between the two arms of the nanoantenna. For the ordinary dielectric material $R_1 > R_2 > 0$. The EMF “generator” $V = V_0 \cos(\omega t)$ in Fig. 2 presents electromotive force induced by the external magnetic field H (see Fig. 1.)



For the equivalent circuit in Fig. 2 we obtain the following Kirchhoff's equation, which we write in terms of the electric charge q .

$$\frac{L_a}{c^2} \ddot{q} + U + (R_1 + R_2) \dot{q} = V, \quad (1)$$

where U is the potential drop in the capacitor C_a , c is the speed of light. Recall that we use CGS units throughout the paper. In the considered equivalent circuit approximation, the potential U is independent of the coordinate “ z ” in Fig. 1. U can be written as $U = 4\pi d(Q - P_1 - P_2)$, $Q = q/S$, where Q is the charge density in the capacitor, S is the area of the horseshoe, $P_1 = \chi_1 E_y$ and P_2 are the regular and resonance (gain) polarization of the medium in the capacitor. We introduce the regular capacitance $C_a = \epsilon_d S / (4\pi d)$, ($\epsilon_d = 1 + 4\pi\chi_1$), d is the gap in the horseshoe; and then the potential equals to

$$U = \frac{q}{C_a} - \frac{SNp}{C_a}, \quad (2)$$

where N and p are the density and dipole moment of TLS (e.g. quantum dots) correspondingly.

Electrons in the horseshoe nanoantenna couple to the local electric field and oscillate with the frequency ω , which is close to the magnetic plasmon resonance frequency $\omega_r = c/\sqrt{L_a C_a}$. We introduce the operator $b(t) = \eta(t) \exp(i\omega t)$ where the $\eta(t)$ is the operator that corresponds to the transitions between the excited $|e\rangle$ and ground $|g\rangle$ state of the TLS, i.e., $|g\rangle = \eta|e\rangle$ and $\eta|g\rangle = 0$. The operator of the dipole moment in Eq. (3) can be represented as

$$\mathbf{p} = \Pi b \exp(-i\omega t) + \Pi^* b^+ \exp(i\omega t) \quad (3)$$

where $\Pi \equiv \langle g|re|e\rangle$ is the matrix element of the dipole operator between the excited and ground state of TLS. We assume that the TLS oscillates between the upper and lower level with the frequency ω close to the frequency ω_2 , where ω_2 is the resonance frequency of the TLS. We express the electric field $E(t)$ in the horseshoe in terms of the electric charge $q(t)$ and the polarization $Np(t)$. We will also introduce the population inversion operator

$$D(t) = n_g(t) - n_e(t), \quad (4)$$

where $n_e(t) = b^+ b$ and $n_g(t) = b b^+$ are the operators describing the population of the excited and ground state of the TLS. We suppose that the resonator is in stationary state so that the amplitudes of oscillation do not change ($\dot{q} = \dot{E} = \dot{b} = \dot{D} = 0$) obtaining the following Bloch equations

$$(i\delta + \gamma_1)q_1 - ib = 0, \quad (5)$$

$$(i\Delta_1 + \Gamma_1)b - iA_0 D q_1 = 0, \quad (6)$$

$$-(D - D_0)/\tau_1 + 2iA_0(q_1^* b - q_1 b^*) = 0, \quad (7)$$

where the dimensionless electric charge $q_1 = q/(SN\Pi)$, $\Gamma_1 = \Gamma/\omega_r$, Γ is the relaxation parameter for TLS, the dimensionless constant $A_0 = 4\pi N|\Pi|^2/(\omega_r \hbar \epsilon_d) > 0$, $\Delta = \omega_2 - \omega$, $\Delta_1 = \Delta/\omega_r$, $\delta = 1 - (\omega/\omega_r)^2$, and the relaxation parameters $\gamma_1 = \epsilon_m''/|\epsilon_m|$. Equations (5) – (7) define the lasing in the horseshoe plasmonic resonator: They have nonzero solution when the following conditions are fulfilled

$$\Delta_1/\Gamma_1 = -\delta/\gamma_1, \quad (8a)$$

$$(\delta/\gamma_1)^2 + 1 + (A_0 D/\Gamma_1 \gamma_1) = 0, \quad (8b)$$

The condition (9a) gives the lasing frequency

$$\omega_l = \omega_r + \gamma_1(\omega_2 - \omega_r)/\gamma_1 + 2\Gamma_1, \quad (8c)$$

In the lasing condition (8b) all terms are positive but the population D . Therefore, this condition holds only in the inverted medium $n_e > n_g$ when $D < 0$ (see Eq. 4). The population D cannot be smaller than -1 , which corresponds to the case when all TLSs are

excited. We obtain the lasing condition for the horseshoe nanolaser

$$A_0/(\Gamma_1\gamma_1) = 4\pi N |\Pi|^2 / (\hbar\epsilon_d\Gamma\gamma_1) > 1. \quad (9)$$

As soon as condition (10) is fulfilled the interaction between TLS and the plasmonic nanoantenna leads to the coherent oscillations in electric charge and the magnetic moment of the horseshoe, even in the absence of the external magnetic field. Thus, we obtain artificial optical ferromagnetism. We can express the lasing condition (9) in terms of gain G :

$$G\lambda/(2\pi n_d\gamma_1) > 1, \quad (10)$$

where $\gamma_1 = \epsilon_m''/|\epsilon_m|$ is the metal loss factor. Note that the lasing condition depends only on the gain in active medium and the loss in the metal. We assume that the criterion (10) holds for any geometry of the subwavelength sized plasmonic laser. For instance, the silver horseshoe shaped nanolaser would lase at wavelength $1.5 \mu\text{m}$ if the active medium can maintain optical gain larger than the critical gain $G_c \approx 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Such gain is typical for "good" quantum well medium. Recently very high material gain, up to $\sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$ was obtained in quantum dots (QD) materials [21, 22]. Very recently these results were repeated in *InAs* QD laser (size $\sim 1 \times 0.3 \times 0.1 \mu\text{m}$) created inside the photonic crystal [23]. At the end of the day, we believe that the horseshoe nanoantennas filled with QW or QD gain elements can be developed into plasmonic nanolaser. The case is that horseshoe nanoantennas confine the EM field inside themselves and act as an effective cavity for the gain elements. The nanoantennas organized in, say, cubic lattice provided optic magnetic metamaterial with no loss.

[1] A.N. Lagarkov, A.K. Sarychev, Y.R. Smychkovich, and A.P. Vinogradov, *Elect. Waves and Appl.*, 1159 (1992); A.N. Lagarkov and A.K. Sarychev, *Phys. Rev. B* **3**, 6318 (1996).

[2] J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart, and I. Youngs, *Phys. Rev. Lett.*, 4773 (1996).

[3] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart, *IEEE Trans. Microwave Theory*, 2075 (1999); M.C.K. Wiltshire, J.V. Hajnal, J.B. Pendry, D.J. Edwards, C.J. Stevens, *Optic Express* **11**, 709 (2003).

[4] V.G. Veselago, *Soviet Physics Uspekhi* **1**, 509 (1968).

[5] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz, *Phys. Rev. Lett.*, 4184 (2000).

[6] J.B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.*, 3966 (2000).

[7] For recent references see the special issue of *Optics Express* **11**, No 7 (2003).

[8] A.A. Houck, J.B. Brock, and I.L. Chuang, *Phys. Rev. Lett.*, 137401 (2003).

[9] C.G. Parazzoli, R.B. Gregor, K. Li, B.E.C. Koltenbah, and M. Tanielian, *Phys. Rev. Lett.*, 107401 (2003).

[10] A. Alu, N. Engheta, *IEEE T. Microwave Theory* **2**, 199 (2004).

[11] A.N. Lagarkov, V.N. Kissel, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 077401-1 (2004).

[12] A.K. Sarychev and V.M. Shalaev, *Phys. Rep.* **333**, 275 (2000).

[13] S. Zhang, W. Fan, N.C. Panoiu, K.J. Malloy, R.M. Osgood, S.R.J. Brueck, *Phys. Rev. Lett.*, 137404 (2005).

[14] V.M. Shalaev, W. Cai, U. Chettiar, H.-K. Yuan, A.K. Sarychev, V.P. Drachev, and A.V. Kildishev, *arXiv: physics/0504091*, Apr. 13, (2005); *Laser Phys. Lett.* **3**, 49-55 (2006); *Opt. Lett.* **3**, 3356-3358 (2005).

[15] A.K. Sarychev, V.P. Drachev, H.-K. Yuan, V.A. Podolskiy, and V.M. Shalaev, *SPIE Proceedings*, **21**, 92, San Diego (2003); V.A. Podolskiy, A.K. Sarychev, and V.M. Shalaev, *J. Nonlin. Opt. Phys. Mat.* **11**, 65 (2002); *Optics Express* **11**, 735 (2003).

[16] A.N. Grigorenko, A.K. Geim, H.F. Gleeson, Y. Zhang, A.A. Firsov, I.Y. Khrushchev, and J. Petrovic, *Nature*, **3**, 335 (2005).

[17] J.O. Dimmock, *Optics Express*, **11**, 2397, 2003.

[18] V.A. Podolskiy, and E.E. Narimanov, *Opt. Lett.* **3**, 75 (2005).

[19] A.K. Sarychev, G. Shvets, and V.M. Shalaev, *Phys. Rev. E* **3**, 036609 (2006).

[20] A.K. Sarychev and V.M. Shalaev, *Complex Mediums V*, *Proc. SPIE*, 128 (2004).

[21] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, M.H. Mao, Ch. Ribbat, R. Sellin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, J.A. Lott, *Phys. Stat. Sol. (b)* **22**, 787 (2001).

[22] Bimberg, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov, P.S. Kop'ev, and V.M. Ustinov, *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics* **3**, 196 (1997).

[23] S. Strauf, K. Hennessy, M.T. Rakher, Y.-S. Choi, A. Badolato, L.C. Andreani, E.L. Hu, P.M. Petroff, and D. Bouwmeester, *Phys. Rev. Lett.*, 127404 (2006).

Управление атомной структурой поверхности GaAs(001) путем использования молекулярного йода

К.Н. Ельцов, А.А. Веденеев

Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, корп.Л2, 119991 Москва, Россия
e-mail: eltsov@kapella.gpi.ru

Кристалл GaAs является основным материалом сверхвысокочастотной, оптической и спиновой электроники. Исследования атомной структуры и электронных свойств его поверхностей интенсивно ведутся на протяжении нескольких десятилетий. Известно, что в зависимости от условий роста или последующей обработки зависит отношение концентраций атомов Ga и As в приповерхностном слое образца, поэтому на одной и той же грани может формироваться несколько устойчивых сложных атомных структур (реконструкций), с разным отношением Ga/As. Такая ситуация особенно актуальна для полярных граней кристалла, в частности (001), которая является основной поверхностью для производства приборов на основе GaAs. Отмечено, что реконструкции GaAs(001) оказывают влияние на электронные свойства приповерхностного слоя, от них также зависит химическая активность поверхности, поэтому умение подготовить поверхность с заданной реконструкцией является необходимым для решения ряда технологических задач. В настоящий момент основной методикой управления реконструкциями GaAs(001) является молекулярно-лучевая эпитаксия и создание альтернативных способов представляет существенный интерес. Одним из возможных вариантов является использование галогенов, которые вследствие их высокой химической активности традиционно используют для обработки поверхности полупроводников.

В настоящей работе рассматривается возможность модификации атомной структуры GaAs(001)-4×2 воздействием молекулярного йода. Адсорбция йода на эту поверхность при комнатной температуре останавливается с формированием насыщенного монослоя (МС) [1], при этом йод формирует связи исключительно с атомами галлия, что ограничивает воздействие одним атомным слоем подложки и заведомо позволяет избежать травления. Это дает возможность для управления атомной структурой поверхности GaAs(001) путем уменьшения отношения концентраций Ga/As в приповерхностном слое. В частности, известно, что термическое удаление (нагрев до 300 °С) насыщенного хемосорбированного монослоя йода с Ga-стабилизированной поверхности GaAs(001)-4×2 приводит к формированию As-стабилизированной фазы GaAs(001)-2×4 [2].

Выбор реконструкции GaAs(001)-4×2 в качестве стартовой обусловлен тем, что она является фактически единственной структурой высокого качества, которую можно подготовить в сверхвысоком вакууме (СВВ) без применения технологий роста, используя стандартный метод подготовки поверхности – ионное травление и последующий отжиг. Кроме того, GaAs(001)-4×2 является одной из максимально обогащенных Ga, поэтому остается возможность получения всех реконструкций, находящихся в интервале 4×2 – 2×4 путем десорбции разных долей монослоя йода в виде соединений йода с галлием с исходной поверхности GaAs(001)-4×2.

Для точного описания этих реакций необходимо знать адсорбционные центры подложки и химические соединения, в составе которых йод покидает поверхность, в зависимости от степени покрытия, а также результирующие поверхностные атомные структуры.

Считается надежно установленным [3], что структуре GaAs(001)-4×2 с хорошей точностью соответствует ζ -модель, предложенная в [4]. В предыдущих работах [3, 5] нами было показано, что на начальной стадии адсорбции атомы йода адсорбируются над вакансионными рядами непосредственно на зарядовые состояния, т.н. "духи". Дальнейшие превращения структуры поверхности при увеличении степени покрытия йодом (θ) показаны на Рис.1,2.

На рис.1 представлен ряд СТМ-изображений, демонстрирующий изменение атомной структуры поверхности по мере адсорбции йода (кадры взяты из разных экспериментов). На рис.2 представлена соответствующая схема структурных превращений поверхности.

При низкой степени покрытия ($\theta \leq 0.1$) атомы йода заполняют зарядовые состояния в вакансионных рядах, причем адсорбирующаяся молекула йода распадается на атомы, которые фиксируются в вакансионных рядах вблизи поверхностного локального заряда (рис.1а,2а).

После того как произошло заполнение всех зарядовых состояний, адсорбция йода происходит путем присоединения атомов йода к существующим зародышам, при этом начинают заполняться адсорбционные центры над атомами галлия в sp^2 -состояниях (рис.1б,2б).

Сначала образуются тримеры с раздвиганием атомов йода исходного зародыша внутри вакансионного ряда (рис.1б, 2б), а затем происходит разделение исходного ряда атомов йода (случай высокой плотности исходных зарядовых состояний) на два ряда, располагающихся над атомами галлия в sp^2 -состояниях (рис.1б,в и 2в).

Установлено, что атомы йода из

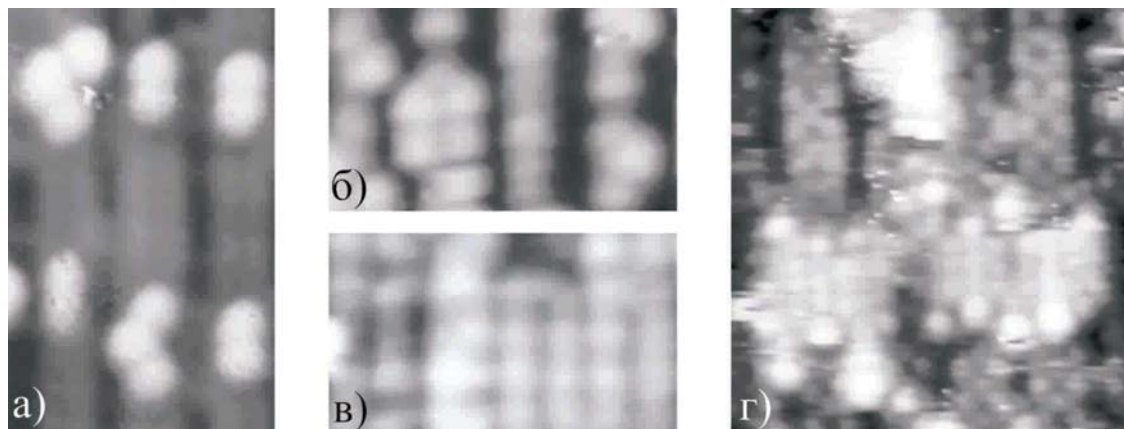


Рис.1 СТМ-изображения GaAs(001)-4×2-I при различной степени покрытия атомами йода (θ). а) $\theta = 0.05$, $48 \times 75 \text{ \AA}$, туннельный ток $I_t = 0.1 \text{ нА}$, напряжение на образце $U_s = -2.2 \text{ В}$; б) $\theta = 0.15$, $56 \times 32 \text{ \AA}$, $I_t = 0.1 \text{ нА}$, $U_s = -2.2 \text{ В}$; в) $\theta = 0.3$, $56 \times 32 \text{ \AA}$, $I_t = 0.1 \text{ нА}$, $U_s = -2.2 \text{ В}$; г) $\theta = 0.25$, $90 \times 94 \text{ \AA}$, $I_t = 0.1 \text{ нА}$, $U_s = +2.8 \text{ В}$; Кадры а) и г) наблюдаются при низкой исходной плотности зарядовых состояний ("духов"), б) и в) – при высокой плотности "духов"

вакансионного ряда могут переходить в ряд галлия в sp^2 -состояниях (рис.2б). После заполнения примерно половины оборванных связей над атомами Ga в sp^2 -состояниях атомы йода начинают заполнять адсорбционные центры

рис.1в составляют 7 и 9 \AA , соответственно, а на рис. 1г все расстояния примерно равны 5 \AA . Здесь также следует различать два случая: случай низкой плотности исходных зарядовых состояний (примерно через 30-50 \AA в направлении $\langle 110 \rangle$) и случай высокой плотности (16-24 \AA).

В первом случае происходит заполнение всех адсорбционных состояний над атомами и

димерами галлия в окрестности "духа", причем остаются большие участки поверхности, не заполненные йодом. Именно этот случай показан на рис.1г. Во втором случае сначала происходит заполнение центров над sp^2 -состояниями по

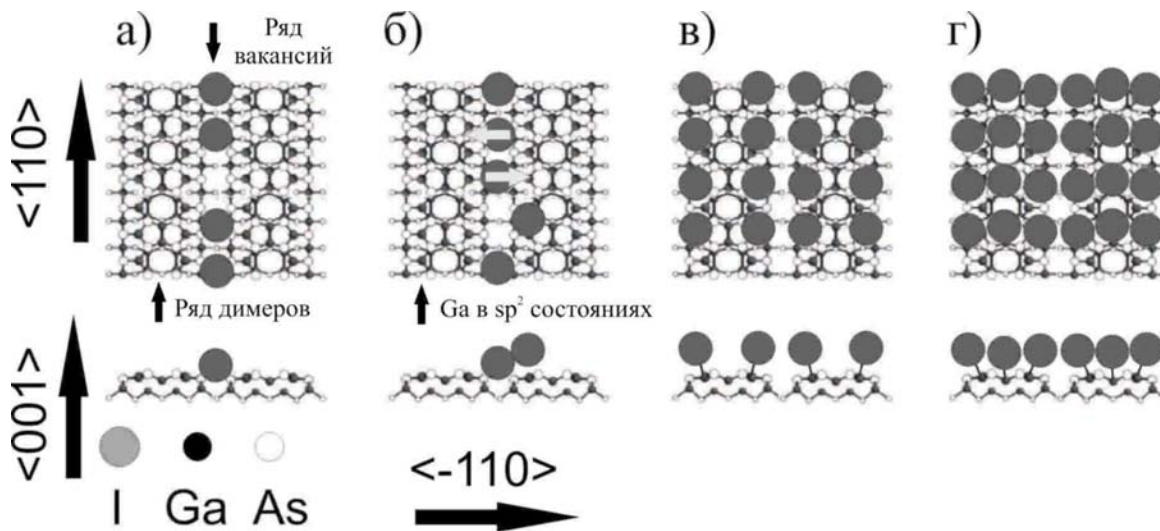


Рис.2 Схема структурных превращений поверхности GaAs(001)-4×2-I при увеличении степени покрытия йодом. а) – формирование зародышей адсорбированного йода на зарядовых состояниях в вакансионных рядах в виде димеров йода, $\theta = 0.02-0.1$; б) – рост зародышей йода путем присоединения атомов к димеру йода при адсорбции на атомы галлия в sp^2 -состояниях, $\theta = 0.05-0.2$; в) – заполнение йодом sp^2 -центров, $\theta = 0.2-0.4$; г) – заполнение оборванных связей над димерами галлия, $\theta = 0.4-0.6$

над Ga-димерами (рис.1г,2г), при этом происходит уплотнение атомов йода в направлении $\langle -110 \rangle$: характерные расстояния на

всему образцу, а затем начинается адсорбция над димерами галлия. После заполнения всех оборванных связей над димерами галлия и

примерно половины заполненных связей над sp^2 -состояниями ($\theta \approx 0.6$) происходит уплотнение слоя, по-видимому, путем заполнения оставшихся оборванных связей над sp^2 -состояниями с разрушением исходной периодичности 4×2 (дробные рефлексы в картине дифракции медленных электронов исчезают).

Ниже определены атомные структуры поверхности GaAs(001), получаемые в результате десорбции разных долей монослоя йода.

Полное удаление атомов галлия верхнего слоя в виде GaI и части (избытка) атомов мышьяка в виде As₂ при нагревании исходного насыщенного слоя йода до температуры около

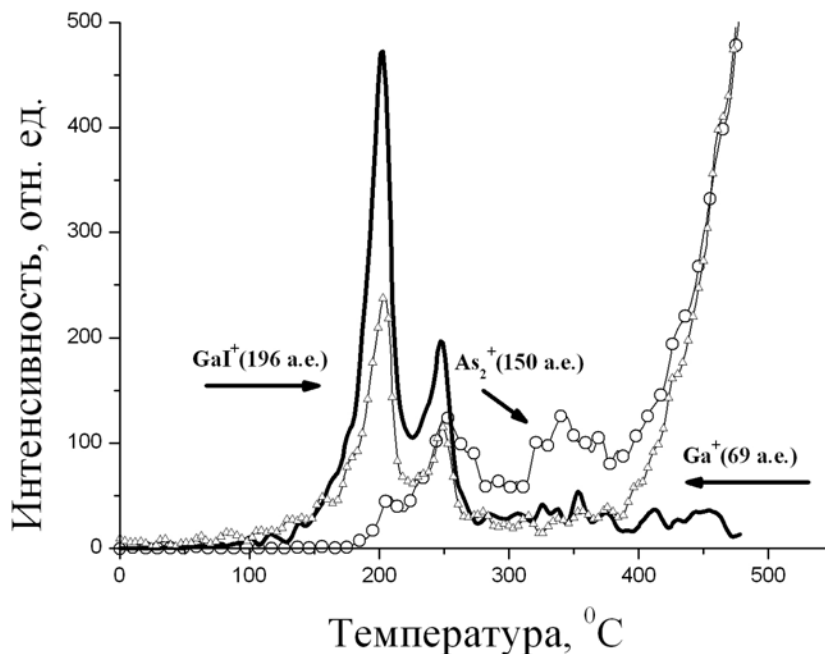


Рис.3 Спектр термодесорбции поверхности GaAs(001)-4×2 после адсорбции одного монослоя молекулярного йода

В масс-спектрах термодесорбции (ТД), вне зависимости от степени покрытия, наблюдается два температурных пика GaI, посредством которых галлий удаляется из верхнего слоя подложки при нагревании. Соединения йода с мышьяком или их фрагменты обнаружены не были. При степени покрытия, превышающей $\theta = 0.6$, в спектре ТД появляется пик As₂, который можно объяснить следующим образом. После удаления значительной части атомов галлия первого слоя подложки, открывается атомный слой мышьяка. В процессе нагревания происходит формирование As-стабилизированной структуры грани GaAs(001), в результате чего часть атомов мышьяка удаляется с поверхности. В случае десорбции насыщенного монослоя йода, когда атомный слой мышьяка открывается полностью, происходит удаление 50% его атомов, что необходимо для формирования структуры GaAs(001)-2×4 (Рис.4г).

Исходя из отношения интенсивностей пиков GaI на Рис.3, можно заключить, что интенсивный пик связан с удалением атомов Ga, исходно находившихся в sp^2 -состояниях, менее интенсивный — с удалением атомов Ga, формировавших димеры.

250 °C (см. рис.3) приводит к формированию новой структуры 2×4 (Рис. 4г). Представленное на рис.4г СТМ-изображение по качеству вполне соответствует As-обогащенным структурам, получаемым в процессах молекулярно-лучевой эпитаксии [6].

Если провести процесс, включающий в себя адсорбцию йода на поверхность GaAs(001)-4×2 и десорбцию продуктов реакции, при исходной степени покрытия йодом $0.2 < \theta < 0.4$, поверхность претерпит частичный структурный переход $4 \times 2 \rightarrow 6 \times 6$ (рис.4а), приводящий к увеличению доли реконструкции 6×6 на поверхности образца (на исходной поверхности реконструкция 6×6 присутствует лишь на краях террас). В левой верхней части рис.4а отчетливо видна структура 4×2.

При десорбции покрытия йода $0.4 < \theta < 0.5$ переход $4 \times 2 \rightarrow 6 \times 6$ происходит полностью (Рис.4б). В результате термического удаления с GaAs(001)-4×2 слоя йода со степенью покрытия $0.5 < \theta < 0.6$ наблюдается формирование сложных локальных структур, обогащенных мышьяком. (Рис.4в). Измеренное отношение интенсивностей пиков As/Ga в оже-спектре этой поверхности оказалось больше чем для As-

стабилизированной фазы 2×4 . Возможная интерпретация данной структуры представляется как поверхность, состоящая из избыточных атомов мышьяка, расположенных над слоем структуры 2×4 . Нам не известны данные о возможности получения указанной структуры с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии.

исследований, проводимых на поверхности арсенида галлия, поскольку не требует дорогостоящего технологического оборудования, такого как молекулярно-лучевая эпитаксия, и может быть применен в любой исследовательской или технологической (лабораторной) сверхвысоковакуумной установке. Области возможного применения –

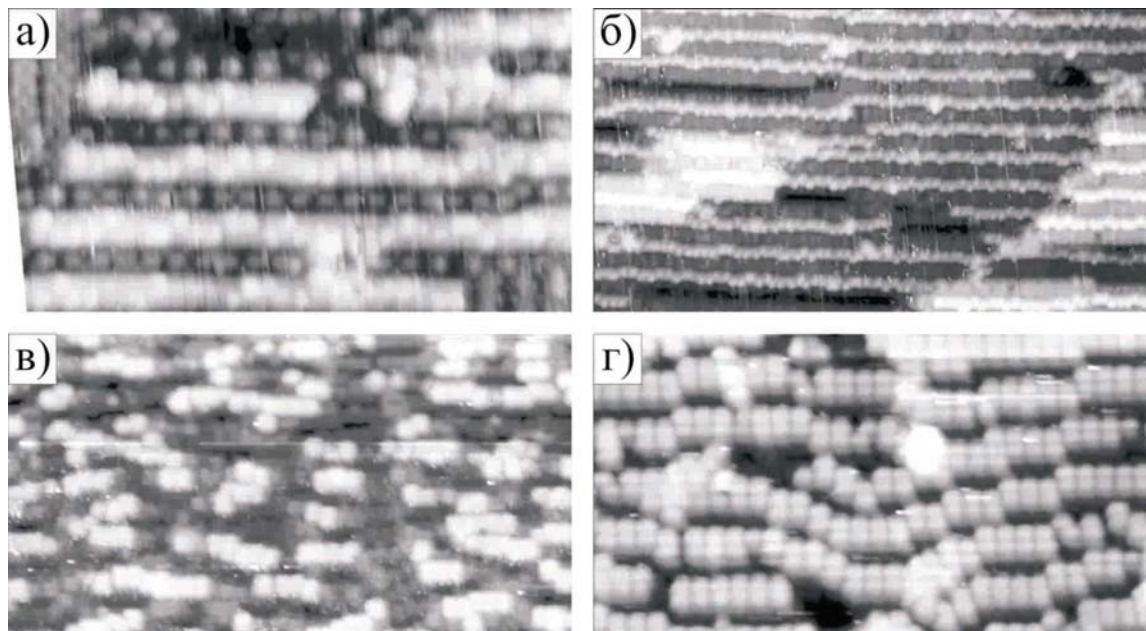


Рис.4 СТМ-изображения поверхности GaAs(001), полученные путем адсорбции йода заданной степени покрытия на структуру 4×2 и последующего нагрева до $250\text{ }^\circ\text{C}$ со скоростью 1 град/с . а) - $\theta = 0.15$, $185 \times 95\text{ \AA}$, $I_t = 0.1\text{ нА}$, $U_s = +2.8\text{ В}$; б) $\theta = 0.4$, $450 \times 240\text{ \AA}$, $I_t = 0.1\text{ нА}$, $U_s = -2.5\text{ В}$; в) $\theta = 0.6$, $371 \times 200\text{ \AA}$, $I_t = 0.1\text{ нА}$, $U_s = -2.5\text{ В}$; г) $\theta = 1.0$, $193 \times 104\text{ \AA}$, $I_t = 0.1\text{ нА}$, $U_s = -258\text{ В}$

Следует отметить, что даже при малой степени покрытия поверхности GaAs(001)- 4×2 йодом после десорбции на поверхности не образуются дефекты, связанные с удаленными атомами Ga, а увеличивается доля реконструкции 6×6 вдоль краев атомных террас.

Это, по-видимому, означает, что даже при низких температурах (не более $300\text{ }^\circ\text{C}$) атомная структура поверхности изменяется под соответствующее отношение концентраций атомов Ga и As в приповерхностных слоях.

Таким образом, молекулярный йод можно использовать для подготовки поверхности GaAs(001) с заданной атомной конфигурацией (реконструкцией), определяемой соотношением атомов галлия и мышьяка на поверхности.

Полученное понимание механизма и последовательности взаимодействия йода с атомами галлия и мышьяка позволили предложить новый способ изготовления поверхности GaAs(001) заданной атомной реконструкции. Данный способ создания таких реконструкций крайне важен для многих

оптическая, спиновая и СВЧ-электроника современного уровня, где требуется подготовка исходной поверхности GaAs заданной атомной реконструкции, определяющей качество конечного продукта.

- [1] P.R. Varekamp, M.C. Hakansson, J. Kanski et al. Phys.Rev.B 54 (1996) 2101.
- [2] K.N. Eltsov, V.M. Shevlyuga, A.A. Vedeneev. Proceedings of SPM-2002 (Nizny Novgorod March 3-6, 2002) p.99.
- [3] A.A. Веденеев, К.Н. Ельцов. Письма ЖЭТФ 82 (2005) 46.
- [4] S.-H. Lee, W. Moritz, M. Scheffler. Phys.Rev.Lett. 85 (2000) 3890
- [5] A.A. Веденеев, К.Н. Ельцов. Материалы симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника 2005" (Нижний Новгород 25-29 марта 2005) с.116
- [6] Q. Xue, T.Hashizume, T. Sakurai. App.Surf.Sci. 141 (1999) 244

Формирование нано доменных структур в результате импульсного лазерного облучения ниобата лития

В.Я. Шур¹, Д.К. Кузнецов¹, А.И. Лобов¹, Е.И. Шишкин¹,
П.С. Зеленовский¹, В.В. Осипов², М.Г. Иванов²,
А.Н. Орлов², В.В. Платонов²

¹Уральский ЦКП Сканирующая зондовая микроскопия, Уральский государственный университет им. А.М. Горького, пр. Ленина 51, Екатеринбург, Россия.

²Лаборатория квантовой электроники, Институт электрофизики УрО РАН, ул. Амундсена 106, Екатеринбург, Россия.

e-mail: vladimir.shur@usu.ru

Проведенные нами исследования кинетики сегнетоэлектрических доменов показали, что запаздывание объемного экранирования при распаде сильно неравновесного доменного состояния, приводит к качественному изменению эволюции доменной структуры: дискретному переключению и образованию структур, состоящих из ориентированных нано-доменных цепей [1]. С помощью сканирующей зондовой микроскопии были изучены нано-доменные структуры, возникающие в монокристаллах ниобата лития в результате интенсивного импульсного лазерного облучения. Изучена кинетика формирования структур и механизмы образования самоподобных структур.

Нами был детально исследован процесс формирования устойчивой самоорганизованной нано-доменной структуры в результате облучения полярного среза конгруэнтных и легированных MgO пластин монокристаллов ниобата лития короткими импульсами интенсивного ультрафиолетового ($\lambda = 308$ нм) [2] и инфракрасного ($\lambda = 10.6$ мкм) лазерного излучения. Было показано, что наблюдается аномальная кинетика доменов (одномерный рост) при сильно неравновесных условиях.

Для доказательства того, что полученная структура состоит из сегнетоэлектрических доменов, проводилась визуализация без селективного химического травления. При этом была использована: (1) оптическая микроскопия фазового контраста и (2) силовая микроскопия пьезоэлектрического отклика (PFM).

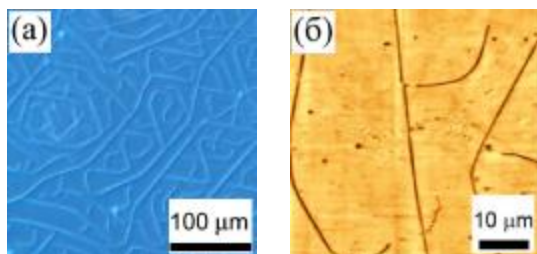


Рис.1 Изображения поверхностной доменной структуры, полученные с использованием: (а) оптической микроскопии фазового контраста, и (б) измерения амплитуды PFM сигнала.

Оптический контраст, наблюдаемый без приложения внешнего поля (Рис.1а), типичен для несквозных доменов с заряженными доменными стенками. В этом случае деполяризующее поле приводит к изменению показателя преломления в объеме за счет электрооптического эффекта.

Изображения структуры, полученные силовой микроскопией пьезоэлектрического отклика Piezoresponse Force Microscopy (PFM), качественно подобны оптическим изображениям, что подтверждает предположение о том, что они образованы сегнетоэлектрическими доменами (Рис.1 б).

Анализ изображений доменной структуры, полученных с помощью оптической и сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) позволил выявить (Рис.2): 1) изолированные домены; 2) квазипериодические структуры, состоящие из параллельных доменных лучей; и 3) самоподобные (фрактальные) структуры.

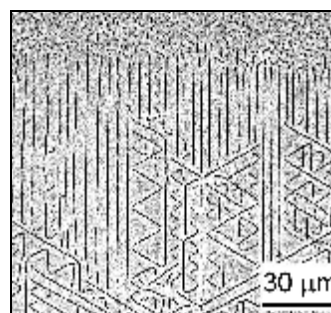


Рис.2 Основные типы доменных структур. Оптическая визуализация рельефа травления.

Изолированные домены возникают на границе зоны облучения и распределены коррелированно (среднее расстояние между ближайшими соседями 1.4 мкм, а наименьшее - 0.6 мкм). Упорядоченное распределение доменов отнесено за счет электростатического взаимодействия между доменами, приводящего к коррелированному зародышеобразованию. Этот эффект был впервые обнаружен и исследован нами при переключении поляризации в монокристаллах ниобата лития с искусственным поверхностным диэлектрическим слоем [3].

Периодические структуры образуются в результате роста доменных лучей от края облученной зоны вдоль одного из Y направлений. Средний период полосовых структур составляет не менее 4 мкм и незначительно уменьшается при увеличении плотности энергии излучения. Особый интерес представляет эффект самопроизвольного упорядочения, полученный при статистическом анализе изображений, который проявляется в уменьшении дисперсии периода структуры при удалении от края облученной зоны в процессе роста лучей.

Проведенные с помощью сканирующей зондовой микроскопии исследования поверхностей, подвергнутых воздействию лазерного излучения, показали, что рост доменных лучей, как правило, начинается с образования цепей, состоящих из изолированных нано-доменов, ширина которых изменяется в диапазоне от 30 до 500 нм (Рис.3).

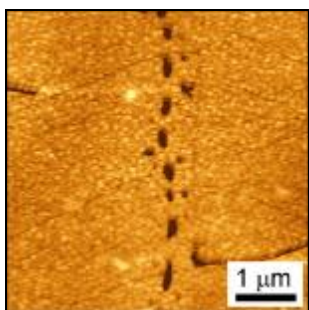


Рис.3 Типичные изображения цепи, состоящей из изолированных доменов.

В процессе последующего переключения поляризации, индуцированного облучением, рост изолированных доменов в цепи, как правило, приводит к их слиянию, в результате чего формируются сплошные доменные лучи (Рис.4). Средняя ширина луча зависит от условий облучения и изменяется от 150 до 400 нм.

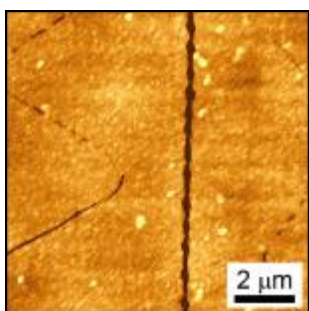


Рис.4 Изображение сплошного доменного луча.

Исследования показали, что в окрестности сплошных доменных лучей после слияния изолированных нано-доменов образуются дополнительные цепи (Рис.5). Это явление также может быть отнесено за счет эффекта коррелированного зародышеобразования [3].

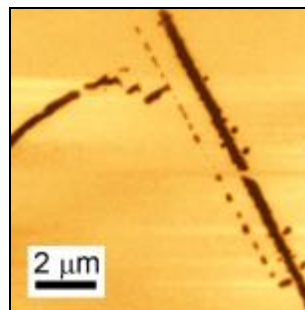


Рис.5 Образование цепей изолированных нано-доменов вблизи сплошных доменных лучей.

Самоподобные структуры обычно занимают большую часть облученной зоны и образуются в результате взаимодействия доменных лучей, растущих в различных направлениях.

Если рост доменных лучей начинается внутри облученной зоны от изолированного нано-домена, то образуются звезды с тремя лучами, растущими в трех Y направлениях (Рис.6).

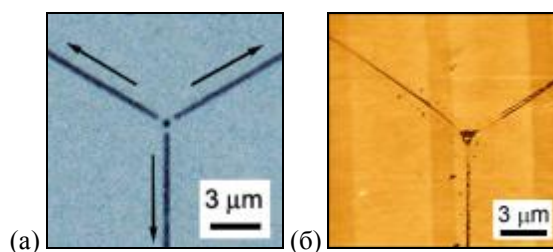


Рис.6 Изображение домена в виде звезды с тремя лучами: (а) оптическая визуализация; (б) СЗМ (размер скана 15 мкм).

Доменный луч растет вдоль одного Y направления до тех пор, пока не приблизится к лучу, ориентированному вдоль другого Y направления, на характерное расстояние взаимодействия. В результате взаимодействия изменяется направление роста луча (дискретный поворот на 120°) (Рис.7). Следует отметить, что величина расстояния взаимодействия хорошо воспроизводится во всей облученной зоне. Многочисленные отражения растущих лучей приводят к появлению структур, состоящих из равносторонних треугольников и зигзагов .

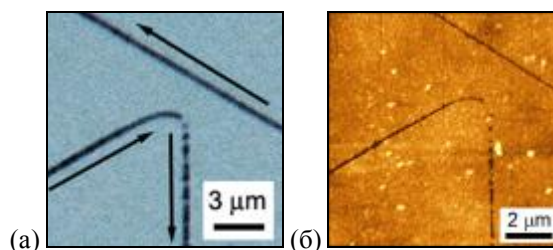


Рис.7 Отражение доменных лучей при взаимодействии: (а) оптическая микроскопия; (б) СЗМ.

Образованные структуры представляют собой доменные кластеры, состоящие из строго ориентированных фрагментов, демонстрируют ярко выраженное самоподобие.

После превышения некоторого порога плотности энергии лазерного излучения наблюдается эффект ветвления, который заключается в появлении новых лучей вблизи уже существующих. Многократное повторение ветвления приводит к заполнению ветвями многих поколений пространства внутри больших треугольников, образованных лучами. При этом значительно уменьшаются размеры треугольных фрагментов, которые являются основными составляющими кластеров (Рис.8).

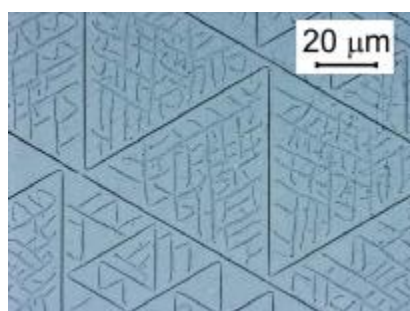


Рис. 8 Самоподобные фрактальные кластеры, образующиеся в результате ветвления.

Фрактальный анализ показал, что такие структуры самоподобны в широком диапазоне скейлинга. Полученная при фрактальном анализе размерность структур $= 1.8$ в пределах ошибки измерения не зависит от экспериментальных условий во всем использованном диапазоне плотности лазерного излучения.

Для изучения возможности создания прецизионных нано-доменных структур было дополнительно исследовано формирование полосовых доменов при воздействии излучения ИК лазера на поверхность ниобата лития с неоднородным пленочным покрытием, созданным фотолитографией. Показано, эта методика позволяет управлять положением полосовых доменов, растущих в разрешенном направлении. Следует отметить, что рост доменов в противоположном направлении также происходит вдоль выделенных направлений, но с регулярной сменой направления роста. Такой механизм роста приводит к формированию самоорганизованных регулярных доменных структур, состоящих их доменов, имеющих зигзагообразную форму (Рис.9).

Обнаруженные особенности кинетики доменной структуры отнесены за счет действия пироэлектрического поля, возникающего при охлаждении поверхностного слоя после завершения импульса лазерного излучения [4]. Дискретное переключение (формирование цепей нано-доменов) обусловлено электростатическим взаимодействием между доменами. Рост цепей вдоль кристаллографических направлений монокристалла является ярким проявлением анизотропии эффекта зародышеобразования в сильнонеравновесных условиях. Проведенное компьютерное моделирование формирования доменных структур с использованием экспериментально обнаруженных правил роста позволило подтвердить справедливость предложенной модели.

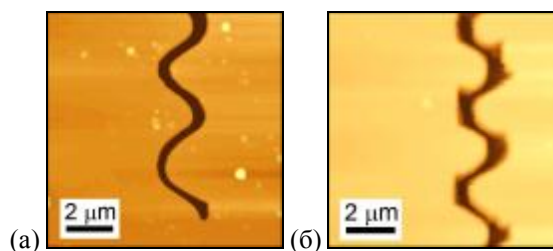


Рис. 9 Изображение зигзагов, полученных при облучении ниобата лития ИК излучением через неоднородное пленочное покрытие.

Исследованные методы создания нано-доменных структур открывают новую страницу в технологиях управления свойствами нелинейно-оптических кристаллов на нано-уровне.

- [1] Shur, V.Ya., Rumyantsev, E.L., Nikolaeva, E.V., Shishkin, E.I., Fursov, D.V., Batchko, R.G., Eyres, L.A., Fe er, M.M. and Byer, R.L., *Appl. Phys. Lett.*, 143 (2000).
- [2] Valdivia, C.E., Sones, C.L., Scott, J.G., Mailis, S., Eason, R. . et al., *Appl. Phys. Lett.*, 022906 (2005).
- [3] Shur, V.Ya. *Correlated nucleation and self-organized kinetics of ferroelectric domains*, in *Nucleation Theory and Application*, ILEY-VCH, 2005, Ch.6, pp.178-214.
- [4] Shur, V.Ya., Kuznetsov, D.K., Lobov, A.I., Nikolaeva, E.V., Dolbilov, M.A., Orlov, A.N. and Osipov, V.V., *Ferroelectrics*, **3 1**, 85 (2006).

Мультимодовая атомно-силовая микроскопия поверхности сегнето-электрических кристаллов ТГС

Гайнутдинов Р.В., Толстихина А.Л., Белугина Н.В.,
Сорокина К.Л., Лысова О.А.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия
e-mail: alla@ns.crys.ras.ru

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) является наиболее мощным из современных методов исследования сегнетоэлектрических кристаллов [1, 2]. Основная сложность при их изучении методом АСМ состоит в интерпретации полученных изображений поверхности, поскольку эти изображения формируются со смешанным контрастом. Необходимо разделять вклады в контраст рельефа и доменной структуры. При выработке методологии исследования сегнетоэлектрических кристаллов роль модельного объекта может играть кристалл триглицинсульфата (ТГС). Он хорошо изучен, обладает спайностью по плоскости (010), перпендикулярной сегнетоэлектрической оси, и при комнатной температуре находится в сегнетофазе ($T_c = 49.5$ °С). Домены в этом кристалле имеют легко узнаваемую линзовидную и полосчатую форму.

Поверхность (010) естественного скола кристалла ТГС была изучена с помощью микроскопа Solver P47-SPM-MDT (НТ-МДТ) в контактном режиме (топография, боковые силы, отображение сопротивления растекания), прерывисто-контактном (топография, фазовый контраст), а также методами сканирующей микроскопии Кельвина, электростатической силовой микроскопии и микроскопии пьезоотклика. Подготовку и исследование образцов кристаллов проводили в условиях чистого помещения TRACKPORE ROOM02 с контролируемыми параметрами воздушной среды: влажностью и температурой (точность поддержания параметров составляет: для температуры $\pm 0,05$ °С, для влажности ± 1 %).

Для получения разноплановой информации о микро- и нанорельефе и электростатической неоднородности поверхности кристалла проводили прицельную съемку одних и тех же участков поверхности в различных режимах работы микроскопа с использованием микрозондов разного типа (Mikromasch, Эстония). Топографические изображения поверхности регистрировались при помощи стандартных кремниевых кантилеверов марки NSC11 (радиус закругления острия не превышает 10 нм): в контактном режиме использовалась балка А, в прерывисто-контактном – балка В. Для исследования локальных электрических характеристик поверхности применялись кантилеверы той же марки, но

имеющие проводящее покрытие Pt/Ti. При измерении электрических характеристик в контактном режиме также была задействована балка А, в прерывисто-контактном – балка В.

В результате проведенных исследований, нами были получены изображения с высоким пространственным разрешением одних и тех же участков полярной поверхности с доменами разных знаков в контактном и прерывисто-контактном режимах АСМ (рис. 1), методами микроскопии пьезоотклика (рис. 2, 3), сканирующей микроскопии Кельвина и электростатической силовой микроскопии (рис. 3). Сопоставление изображений позволяет уверенно отделять друг от друга вклады рельефа поверхности и доменной структуры, а также распознавать реально существующие домены (способные к переполяризации) и морфологически схожие области «памяти» доменов. Эти области, будучи характерной для сегнетоэлектриков электрически неоднородной объемной структурой, при расколе кристалла фиксируются на поверхности в виде линзовидных выступов или впадин и округлых островков (ямок) с высотой (глубиной), равных $\frac{1}{2} b$ (b - параметр элементарной ячейки кристалла). В этом проявляется особое свойство поверхности раскола кристалла ТГС – отражать электрическую неоднородность объема кристалла в момент раскола в виде неоднородности рельефа на поверхности. Для областей «памяти» доменов знаки зарядов области и матрицы одинаковы, но существует разница в абсолютной величине потенциала.

В контактном режиме можно наблюдать только границы областей «памяти» доменов, тогда как в прерывисто-контактном режиме удастся обнаружить и границы реально существующих доменов (рис. 1). Два изображения одного и того же участка поверхности, полученные в различных режимах (методом микроскопии пьезоотклика, рис. 2а, и контактном режиме АСМ, рис. 2б), дают информацию о реальной динамической доменной структуре (полосчатого типа) и ранее существовавшей (линзовидного типа), зафиксированной в момент раскола кристалла в виде нанорельефа поверхности. Линзовидные образования («память» доменов) оставались неизменными в сегнетофазе и при переходе в парафазу.

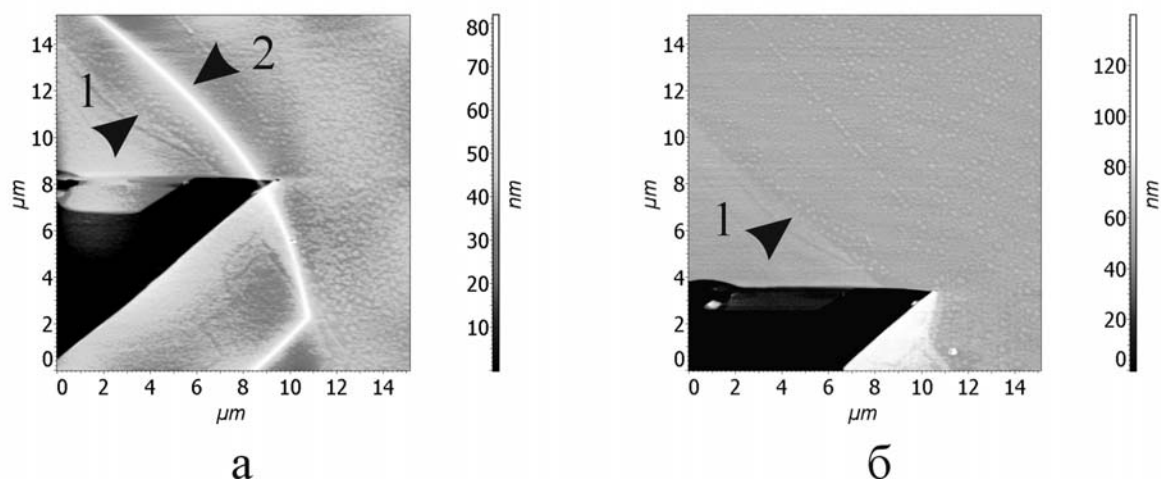


Рис. 1. Топографические изображения одного и того же участка полярной поверхности скола кристалла ТГС, полученные в прерывисто-контактном (а) и в контактном (б) режимах. На обоих рисунках в левом нижнем углу можно видеть характерную остроугольную впадину, образовавшуюся при расколе кристалла. Указаны границы реально существующего линзовидного домена (стрелка 2) и область «памяти» домена (стрелка 1). В прерывисто-контактном режиме контраст обусловлен как топографическими, так и электростатическими факторами (контраст смешанного типа). В этом случае доменные границы выявляются в виде ярких линий за счет дополнительного вклада электростатической компоненты силы. В контактном режиме, когда за контраст ответственны силы Ван-дер-Ваальса, доменная граница, вблизи которой отсутствует перепад высот, не видна.

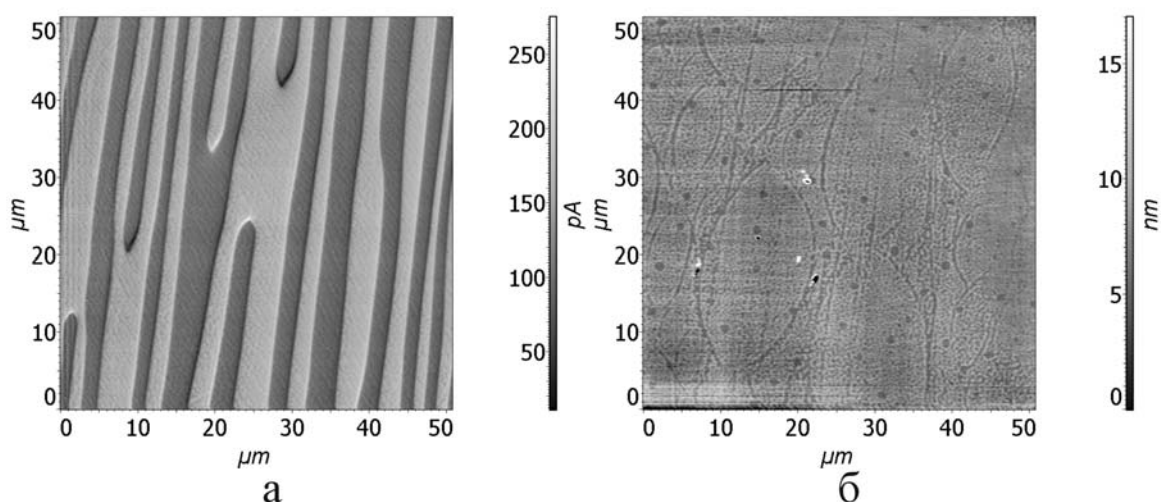


Рис.2. АСМ-изображения одного и того же участка полярной поверхности кристалла ТГС, полученные методом микроскопии пьезоотклика при температуре 23 °С в сегнетофазе (а) и в контактном режиме (топография) при температуре 60 °С в парафазе (б). Слева представлена реально существующая доменная структура (полосчатый тип доменов), справа – «память доменов» - отпечатки прежней доменной структуры (ранее соответствовавшей линзовидному типу), зафиксированные поверхностью при расколе кристалла.

Конфигурация границ реально существующей доменной структуры одинаково отображается средствами различных электрических модификаций АСМ (рис. 3). Сканирующая микроскопия Кельвина позволяет выявить реально существующие домены благодаря противоположному знаку заряда их поверхности по отношению к матрице, в которой они расположены. Данные микроскопии Кельвина однозначно свидетельствуют о наличии на данном участке поверхности реально существующих доменов противополож-

ного знака (рис. 3б). Они хорошо согласуются с данными микроскопии пьезоотклика и электростатической силовой микроскопии, но один и тот же реально существующий линзовидный домен отображается по-разному. Если сигнал, формирующий изображение пьезоотклика, так же отражает изменение знака заряда поверхности (рис. 3а), то электростатическое изображение реагирует только на факт смены знака, обладая контрастом лишь на границе домена (рис. 3в).

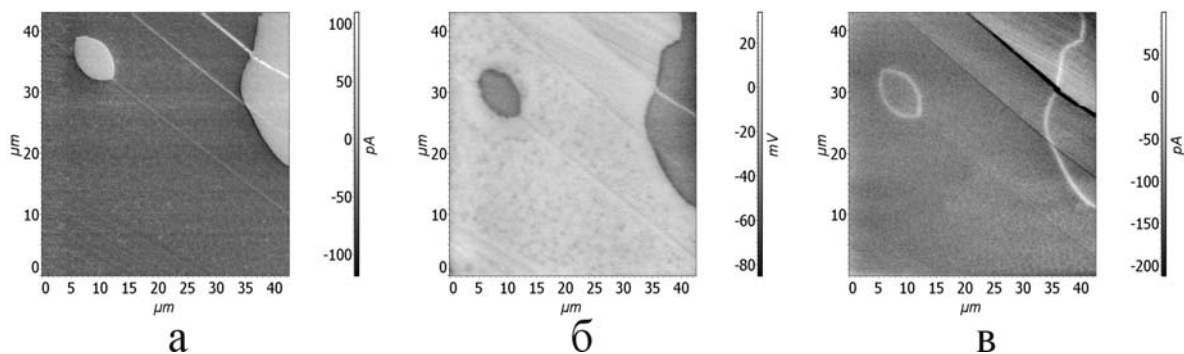


Рис.3. Изображения одного и того же участка полярной поверхности кристалла ТГС с реально существующими доменами, полученные методами микроскопии пьезоотклика (а), сканирующей микроскопии Кельвина (б), электростатической силовой микроскопии (в).

Возможность визуализации реально существующих доменов открывает перспективы изучения перестройки доменной структуры в режиме реального времени. Таким образом удается следить за динамикой движения доменных границ под воздействием нагрева, рис. 4. Хорошо видно, как в ходе нагрева часть доменов размером меньше 12 мкм (по большой оси) исчезает, а другие, наоборот, увеличиваются. В докладе динамика доменной структуры представлена видеороликом. Подобные исследования позволяют установить закономерности перемещения доменных стенок и будут способствовать окончательному прояснению их физической природы. Для изучения процессов зарождения доменов и их динамики может оказаться очень плодотворной силовая микроскопия Кельвина. На рис. 5 показана динамика изменения доменных конфи-

гураций с неоднородностью потенциала внутри доменов одного знака. Обращает на себя внимание, что линзовидные домены (рис. 5а) отличаются от полосчатых величиной поверхностного потенциала. Взаимообусловленность величины плотности поверхностного заряда домена, его формы и устойчивости еще предстоит детально проанализировать. Интересные результаты дает использование метода отображения сопротивления растекания. Изображение реально существующего линзовидного домена, приведенное на рис. 6, было получено нами впервые. В отсутствие возможности использовать электростатические модификации микроскопии данный режим может оказаться полезным для обнаружения доменных границ. Отдельного рассмотрения заслуживает вопрос об аномальной проводимости доменных стенок.

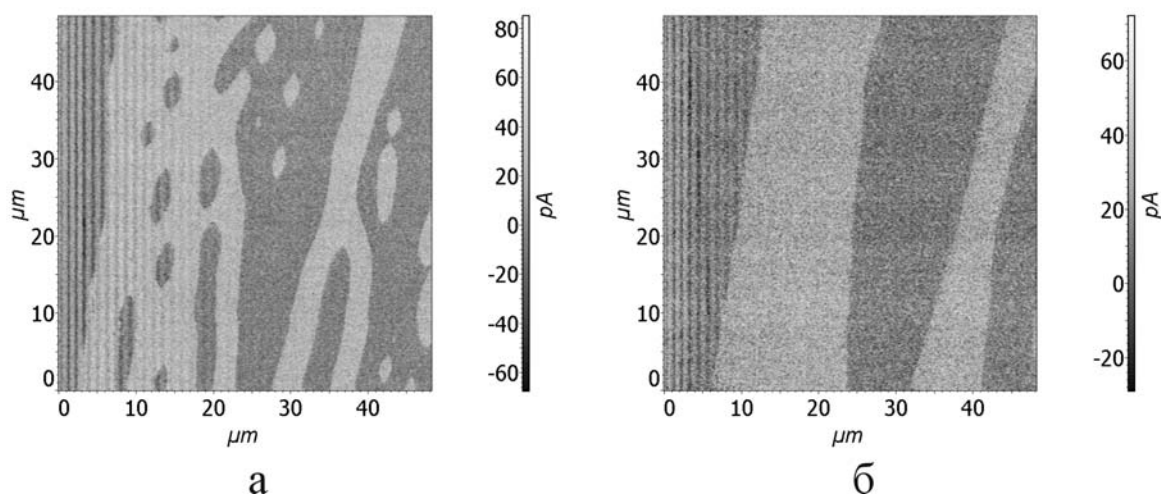


Рис.4. Изображения одного и того же участка полярной поверхности кристалла ТГС, полученные методом микроскопии пьезоотклика в разные моменты времени. Отражена динамика доменной структуры (а, б) при температуре 45 °С в течение 77 мин.

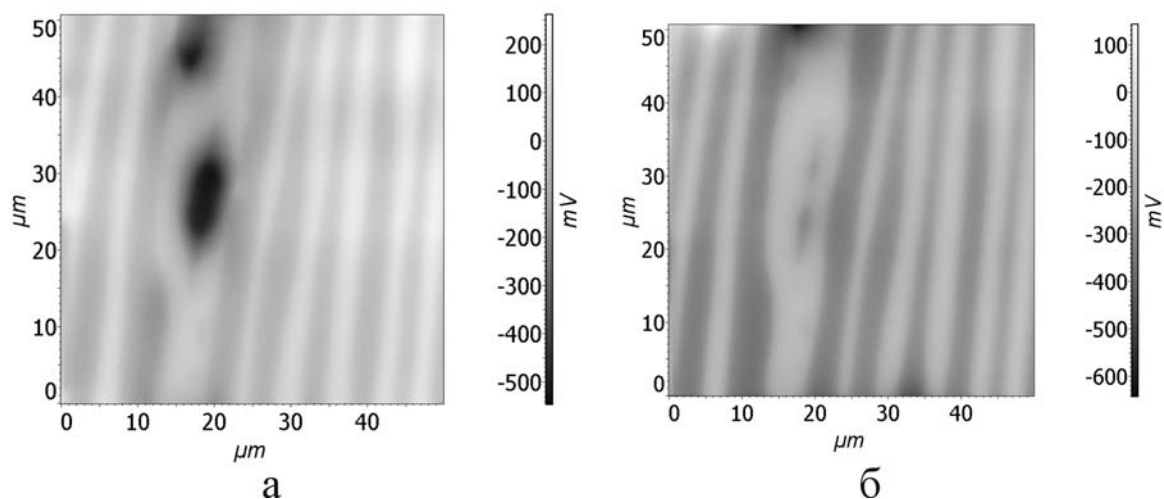


Рис.5. Изображения одного и того же участка полярной поверхности кристалла ТГС, полученные методом сканирующей микроскопии Кельвина при температуре 23 °С после кратковременного отжига в парафазе: с момента остывания образца прошло 2 часа (а), 3 часа (б). Наиболее стабильной формой доменов является полосчатая (б).

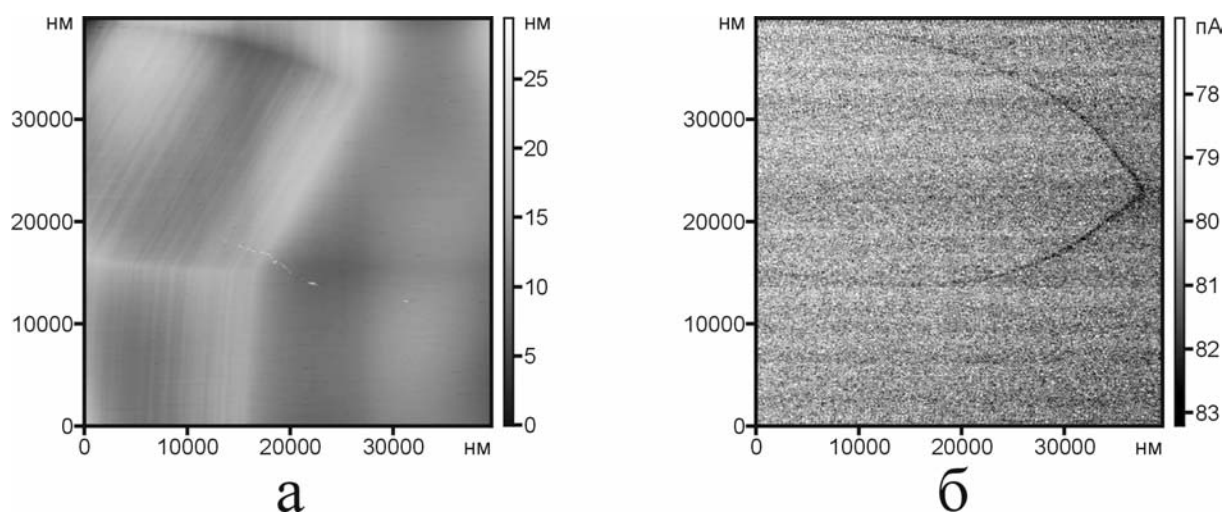


Рис.6. АСМ - изображения одного и того же участка полярной поверхности кристалла ТГС, полученные в контактном режиме: режим топографии (а), режим отображения сопротивления растекания (токовый контраст, б). На топографическом изображении слева виден излом ступеней скола на линзовидном домене, однако сам домен не выявляется. На токовом изображении справа виден реально существующий линзовидный домен. Ярко выраженный контраст на доменных границах указывает на их повышенную проводимость.

Использование различных режимов атомно-силовой микроскопии для получения изображений сегнетоэлектрических доменов одних и тех же участков поверхности дает возможность варьировать вклад различных факторов в формирование контраста. Как видно из приведенных выше результатов в случае поверхностей с неоднородным распределением электростатического потенциала возможны ошибки уже на этапе интерпретации топографических изображений. Исследования, проведенные на кристалле ТГС, показали, что для однозначной интерпретации наблюдаемых особенностей, идентификации их природы, изучения процессов зарождения и трансформации доменной структуры необходи-

мо использовать целый комплекс методов мультимодовой атомно-силовой микроскопии.

- [1] Nanoscale phenomena in ferroelectric thin thin films. Ed. Seungbum Hong. Kluwer Academic publishers. Boston/Dordrecht/New York/London. 2004. 308 p.
- [2] Soergel E., Appl.Phys.B, **81**, 729 (2005).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ведущей научной школы (НШ-5133.2006.2).

Novel standards for AFM, other SPM methods, and nano-analytical techniques

T. DZIOMBA¹, L. KOENDERS¹, T. WEIMANN¹, P. HINZE¹, S. SIEVERS¹, M. SHALEEV²,
M. RITTER³, A. KRANZMANN³, M. SENONER³, W. UNGER³

¹ Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig und Berlin (PTB), Bundesallee 100, Braunschweig, Germany

² Institute for Physics of Microstructures IPM-RAS, Nizhny Novgorod, Russia

³ Federal Institute for Materials Research and Testing (BAM), Unter den Eichen 87, Berlin, Germany

e-mail: Thorsten.Dziomba@ptb.de

Many techniques advance further into the sub-micrometer and the nanometre range. With the continuing miniaturization in many industries and the evolvement of novel key industries such as nanotechnology, many high resolution measurement methods are increasingly used not only in research & development, but rapidly introduced for quality inspection and failure analysis, e. g. in semiconductor fabrication. Consequently, suitable standards are urgently needed for the characterization & traceable calibration not only for purely dimensional measurement techniques such as AFM [1], but also for high-

resolution spatial-chemical/analytical methods and techniques relying on the exploitation of other physical interactions like Magnetic Force Microscopy (MFM).

In several joint projects, different divisions from PTB as National Metrology Institute (NMI) of Germany and BAM (Federal Institute for Materials Research & Testing) are developing novel standards and reference samples with others NMIs worldwide and the relevant industries, with IPM Nizhny Novgorod being partly involved as well. Many of these standards are being discussed for inclusion in guidelines (e. g. VDI/VDE) & international written standards (ISO).

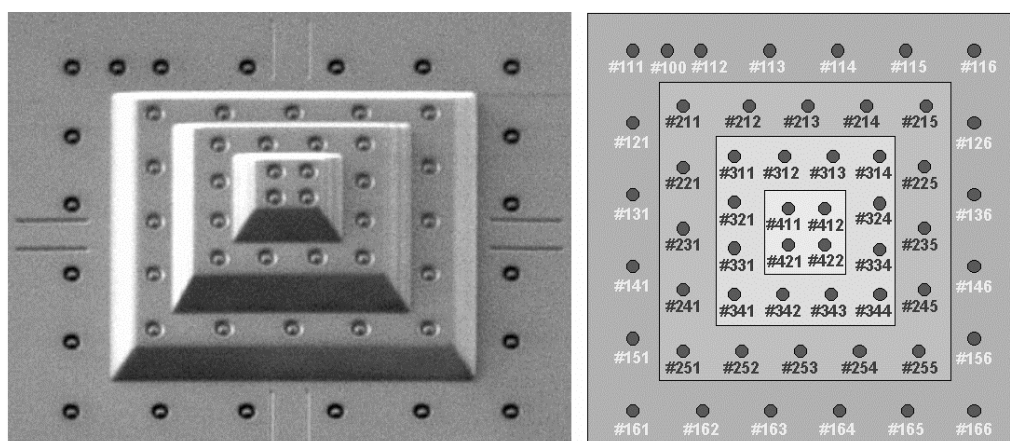


Fig.1 SEM image of a three-step pyramid decorated with nanomarkers (left), and nomenclature of the nanomarkers for landmark-based 3D calibration of SPM, SEM, CLSM and other high-resolution instruments

1. One-step 3D calibration of SPM, SEM, CLSM...

For dimensional calibration e. g. of Scanning Force Microscopes (SFM) [1], a novel 3D standard has been developed by BAM and PTB. Unlike step height and lateral standards already established, this new method allows a complete 3D calibration with just one type of standard, i. e. the coupling of all three axes can be determined easily and automatically corrected with a special software package by m2c company [2].

The 3D standard consists of simple geometric bodies (e. g. a pyramid with different height steps, Fig.1) on the substrate. Special marks are written on the bodies and the substrate surface, so-called nanomarkers. Contrary to the established lateral standards and step height standards, these nanomarkers neither need to be written in a uniform pitch pattern nor on discrete height levels, as the individual three spatial coordinates of

each nanomarker are used (so-called "landmark"-based calibration). This requires an unambiguous nomenclature (numbering) to identify every single nanomarker as shown on the right of Fig.1. SPM calibration is then accomplished by comparison of the measured nanomarker coordinates with the corresponding set of reference data obtained by (certified) calibration of the standard itself.

The size of the pyramids is scaled in a way that the maximum lateral scan range of usual SPMs is fully covered, while their height does not exceed the z-range of typical commercial SPMs. The nanomarkers are designed in a way that they can reliably be detected by image recognition all across the reference field. The detected coordinates are compared to the reference coordinates by mathematical transformation. The parameters allowed for the transformation are – besides

the 2x3 rigid parameters for rotation and translation – the three scale factors C_x , C_y , and C_z and, if necessary, three additional coupling factors. While the determination of the coupling between z-axis and the lateral axes (C_{zx} and C_{zy}) is difficult and rather unpractical with the established standards, this can be achieved routinely with these novel 3D standards [3].

This 3D standard has proven to be well-suited also for other high-resolution microscopy techniques such as stereogrammetric SEM and Confocal Laser Scanning Microscopy (CLSM).

2. Ge/Si nanoislands for nano-roughness standards

Together with IPM, nanoroughness standards based on Ge/Si nanoislands are under investigation [4], which are, in addition to this purpose, also considered as geometry masters for replica made of different materials according to the user's demands, e.g.

reference samples of metal that are expected to allow a better understanding of XRR mechanisms [5], a field of great relevance to EUV optics development and characterization.

3. Reference samples for MFM

Magnetic force microscopy has become a powerful method for high resolution magnetic stray field imaging with a resolution down to some 10 nm. In order to turn MFM into a more quantitative technique, PTB is – together with project partners – working on a transfer function based calibration ansatz using reference samples with well defined stray field distribution. For this purpose MFM is combined with magneto-optics using magneto-optical indicator films and inverse magnetostatic methods [6]. More details of this work are presented on a poster at this symposium [7].

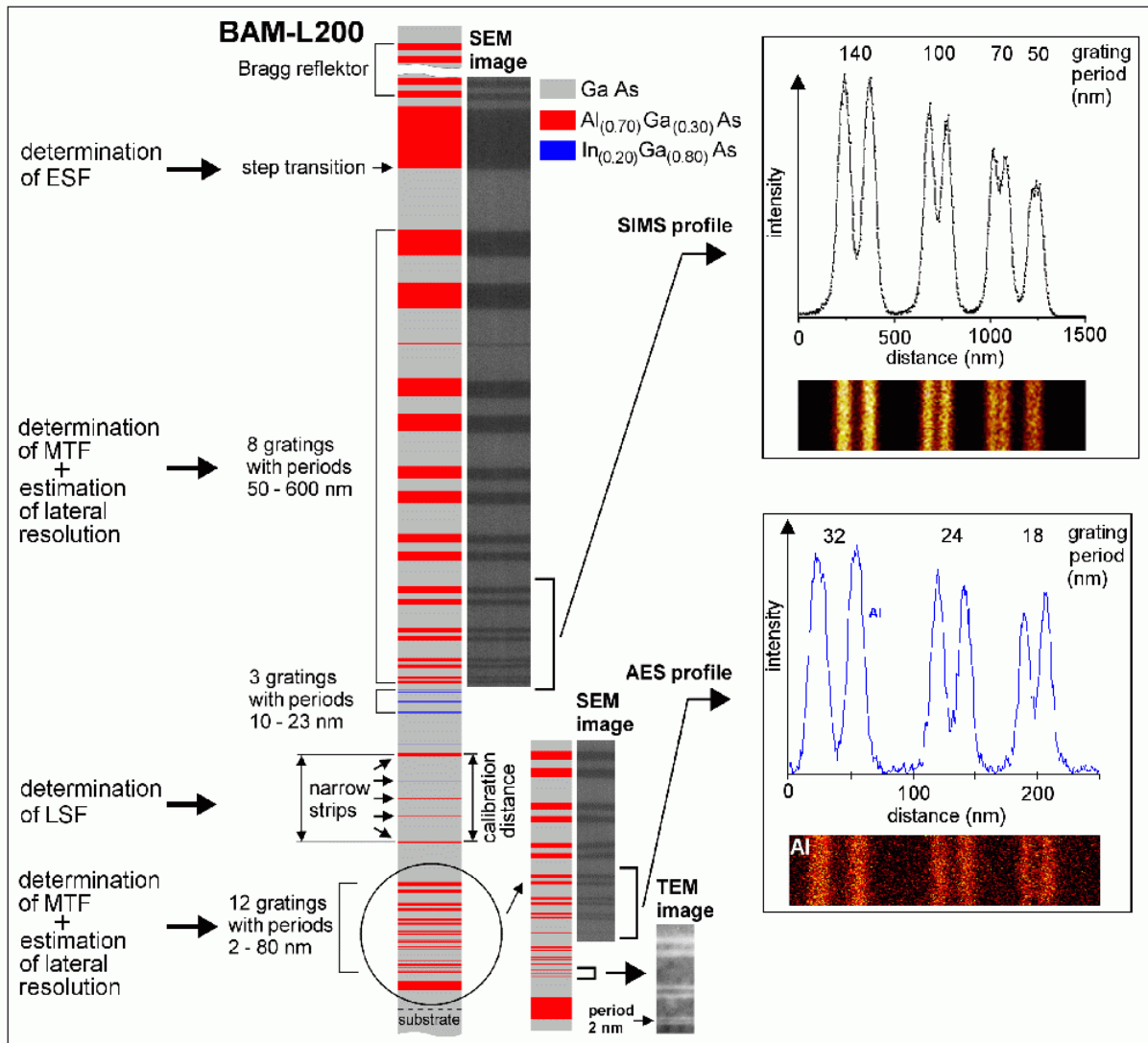


Fig.2 left: Stripe patterns of the 1D reference sample (with a total of 142 layers), two SEM and one TEM image right: Resolution determination at a set of 2-stripe-pairs. Top: Al⁺ mapping by ToF-SIMS (TOF.SIMS 5 with Bi₃⁺⁺ ion source, data courtesy of ION-TOF GmbH, Germany). Bottom: AES Al mapping (PHI 700 Scanning Auger Nanoprobe, data courtesy of D. F. Paul, Physical Electronics, USA)

4. 1D nano-analytical standard

Standards for the calibration, beam alignment & resolution determination of spatial-analytical instruments such as Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy (EDX), Secondary Ion Mass Spectrometers (SIMS) and Auger Electron Spectroscopy (AES) should show clear material contrasts while being topography-free. Together with partners, BAM and PTB have realized 1D and 2D standards involving quite different fabrication techniques.

For the 1D standards, a system of alternating layers of well-defined thicknesses in the range from 1 nm to 700 nm has been deposited by Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (MOVPE) which is then cleaved so that a 1D stripe pattern becomes accessible [8]. It thus closes the gap between lithographic patterns and the crystal lattice. Special polishing techniques ensure a topographically flat cleavage face. The left part of Fig.2 shows the strip pattern BAM-L200 which comprises all in all 142 layers of AlGaAs, InGaAs and GaAs on a GaAs substrate in order to cover a sufficiently large resolution range, and to meet the different resolution criteria: As standardization is currently under discussion e. g. within ISO TC 201, different criteria are commonly in use [9] – being inspired by analogies in optics, signal technology or probing techniques.

The simplest method is to determine the width of a step transition from material A to B (edge spread function, ESF). Secondly, narrow isolated strips of material B in an environment of material A allow to determine the line spread function (LSF), i. e. to what extent the narrow strip B is imaged wider; this is particularly useful to determine the beam shape and diameter. Particularly for these two criteria, the material transition in the sample is required to be very sharp; MOVPE actually allows to ensure this.

Thirdly, a set of two-stripe-pairs of B in an environment of A with different distances between both B stripes allows to determine to which degree the signal is still modulated as the distance becomes smaller; the relation between modulation and spatial frequency (i. e. the inverse of the distance) is referred to as the modulation transfer function (MTF). The images and profiles in the right of Fig.2 demonstrates the different resolution capabilities of two instruments at such a set of 2-stripe-pairs of B in A. These structures with a range of different B-to-B distances are also very helpful for online monitoring during beam alignment.

The standard's lateral scale itself can easily be calibrated by centre-to-centre measurements between isolated stripes. For SIMS, the different methods for resolution determination described here were studied in an international interlaboratory comparison [10].

5. Prototype of a standard for 2D nano-analytics

While such 1D standards can already be fabricated reproducibly and are about to be available routinely, their application becomes labour-intensive if 2D

analytical capabilities are to be characterized. Consequently, prototypes of 2D analytical standards for such mapping/scanning analytical techniques have been developed at PTB. As a pure MOVPE or MBE process is not suitable for the creation of 2D topography-free structures, a method involving lithography was pursued to place patterns of well-defined geometry and size consisting of metal A (e. g. Au) in an environment of metal B (e. g. Ag). This process involves several sophisticated lithography steps in order to best avoid topographic steps at the A/B transition while ensuring a good matching of A and B patterns with (nearly) no gap nor overlap. Furthermore, the intermediate etching steps had to be adjusted carefully to be sufficiently selective. Exposure times were gradually varied across the wafer to determine the best suited value in the course of the following application tests of the sample. The thickness of A and B is about 100 nm.

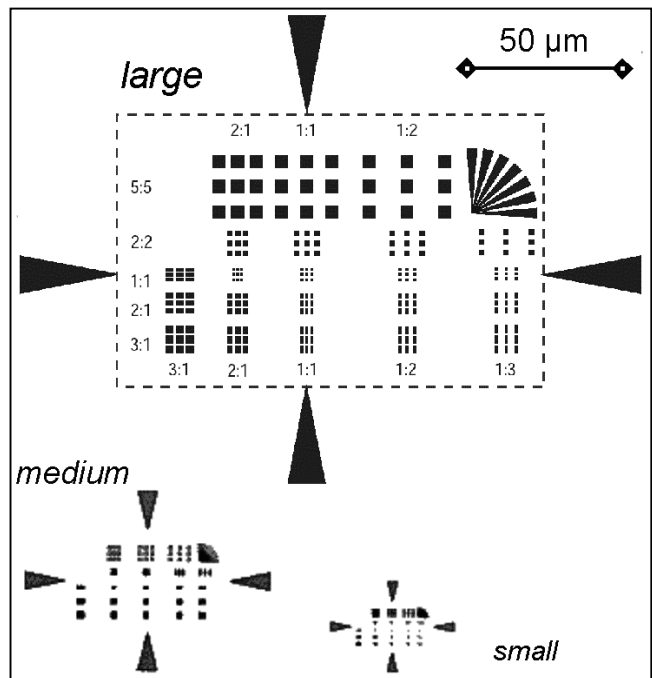


Fig.3 Layout of the 2D nanoanalytics reference sample: one of the 7x7 structure fields on a wafer chip with a set of large, medium-sized and small patterns

Due to the complexity of fabrication, a rather simple layout consisting of sets of squares, rectangles and a few triangles was chosen for the first prototypes. The samples, based on a Si wafer as substrate, are about 7 mm x 7 mm in size and show 7x7 equidistant repetitive structure fields (Fig.3) resulting in one such structure field per mm². In this way, easy blind or automated navigation to the next structure field is possible whenever the previous one has been used off or contaminated. Each structure field, which extends over 200 μm x 200 μm, consists of a set of large, medium-sized and small patterns (Fig.3). The nominal side length varies from 2500 nm for the largest squares down to only 80 nm for the smallest ones.

AFM investigations prove that the topographic step between A and B is small enough (typically <10 nm for Au/Ag) for most analytical techniques not to interfere significantly with the desired material contrast. Apart from this small step, different roughnesses ($Sq_{Au} \sim 2.5$ nm versus $Sq_{Ag} \sim 5$ nm) and grain sizes reveal a material-related contrast in the AFM images. Furthermore, AFM is again used to calibrate the lateral scales.

First tests in EDX and SAM (Scanning Auger Microscopy) instruments show that these samples are well suited for these analytical techniques (Fig.4). In SIMS, only the Ag could be seen; however, by changing the polarity of the detected ions, Au is expected to be better detectable so that this sample seems promising for double-polarity SIMS instruments.

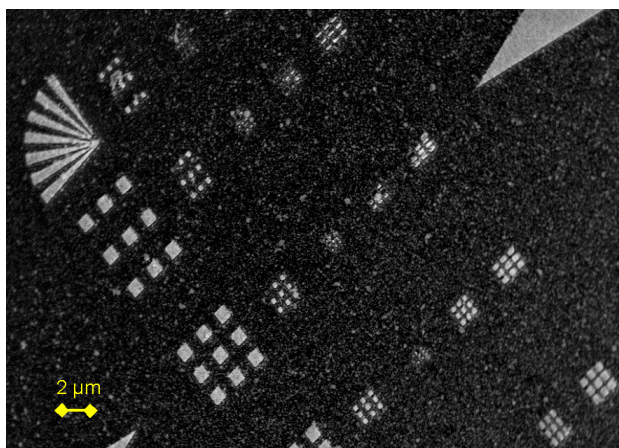


Fig.4 Scanning Auger Microscopy at the medium-sized patterns shows a clear material contrast (NanoSAM; image courtesy of Omicron NanoTechnology GmbH, Germany)

Summary & Outlook

A novel 3D standard for the calibration of SPM and other high-resolution imaging techniques has been realized and will soon be available commercially [11]. Apart from the well-established lateral and step height standards for SPM, such 3D standards are included in the draft of VDI/VDE 2656 [1] as alternative or additional type of standard for SPM calibration. SPM manufacturers and users are invited to give their feedback on the draft guideline to the main author, which is also discussed as a basis for ISO standardization considerations since the latest ISO TC 201 meeting in late 2006. Similarly, the 1D nanoanalytical standards have proven to be sufficiently mature for distribution [12], whereas the 2D analytical standards need further optimization of the fabrication and some further testing.

Due to its controllable & reproducible fabrication, Ge/Si islands on Si are a promising candidate for novel nanometric surface roughness standards especially suited for SPM; prior to the development of guidelines for roughness determination by SPM, however, pro-

found experimental work and mathematical modelling & analysis is necessary to achieve optimal agreement with already established (and thoroughly standardized) other roughness measurement methods. If hot-embossing technology can be further improved, Ge/Si samples may, moreover, be a valuable master for replication of nano-roughness standards of other materials.

Acknowledgements

The authors would like to thank the industrial partners m2c (Potsdam, Germany), ION-TOF GmbH (Münster, Germany), and Omicron NanoTechnology GmbH (Taunusstein, Germany). Parts of the work described here are funded by Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), and the German Federal Ministries of Economics & Technology (BMW) and of Economic Cooperation & Development (BMZ). Thanks are also due to the Technical Cooperation Department of PTB, H.-D. Velfe, S. Droste, M. Albrecht, T. Ahbe and K. Chkhikvadse (PTB), S. Dreyer and Ch. Joss (Universität Göttingen, Germany). Special thanks are due to I. Platova (Nizhny Novgorod).

REMARK

Certain commercial equipment as well as company names are identified in this paper in order to describe the methods adequately. Such identification does not imply recommendation or endorsement by PTB, BAM, or IPM, nor does it imply that the equipment identified is necessarily the best available for the purpose.

- [1] VDI/VDE 2656 Part 1: 2006-11 (Draft) SPM calibration guideline, Beuth Verlag, Berlin (2006)
- [2] M. Ritter, T. Dziomba et al. In: Messtechnik für Mikro- und Nano-Engineering, VDI Bericht 1950 (ISBN: 3-18-091950-7), p. 15-24 (2006).
- [3] M. Ritter, PhD thesis. BAM Dissertationsreihe, Vol. 21, Bremerhaven (2007).
- [4] M. Shaleev, N. Vostokov, Yu. Drozdov et al., Proceedings "Nanophysics and Nanoelectronics", Vol. 1, p. 226-227 (2005). (*Russian*)
- [5] O. Udalov, V. Mironov, M. Shaleev et al., Proceedings "Nanophysics and Nanoelectronics", Vol. 1, p. 132-133 (2005). (*Russ. & Engl. available*)
- [6] S. Sievers, M. Albrecht, U. Siegner, S. Dreyer et al., J. Appl. Phys. 99 08S504 (2006).
- [7] T. Dziomba, S. Sievers, S. Dreyer, J. Lüdke et al., poster, this proceedings volume (2007).
- [8] M. Senoner, Th. Wirth, W. Unger, W. Österle et al., Surface and Interface Anal. 36, p. 1423-1426 (2004).
- [9] M. Senoner, Th. Wirth, W. Unger, W. Österle et al. In: Nanoscale Calibration Standards and Methods, ed. by G. Wilkening and L. Koenders, Wiley-VCH, chapter 21, p. 282-320 (2005).
- [10] M. Senoner, W. Unger, Surface and Interface Anal. 39, p. 16-25 (2007).
- [11] please refer to www.m2c-calibration.com
- [12] please refer to www.webshop.bam.de

Коррекция формы оптических поверхностей с субнанометровой точностью. Проблемы, статус, перспективы.

Е.Б. Клюенков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

В последние годы наблюдается устойчивый интерес к проблеме создания оптических элементов с точностью формы отражающих (преломляющих) поверхностей на уровне долей нанометра. Для решения задач проекционной коротковолновой нанолитографии проблема усложняется тем, что, как правило, необходимо изготавливать асферические поверхности, у которых одновременно с высокой точностью формы необходимо обеспечить и низкую, на уровне 0,1 нм, микрошероховатость поверхности. Традиционные подходы, использующие только химико-механическое или химическое полирование, не обеспечивают требуемых параметров поверхностей. Поэтому в последние годы развиваются другие методы доводки формы супергладких поверхностей до требуемых точностей, так называемые методы коррекции формы, использующие автоматизированные комплексы с ионным травлением [1] или нанесением тонких пленок в вакууме с заданным распределением толщины пленок по поверхности [2]. Следует отметить, что при практическом применении этих методов необходимо сохранение, а лучше и уменьшение, микрошероховатости корректируемой поверхности.

Процесс коррекции формы является итерационным и на каждой стадии коррекции необходимо измерять форму поверхности. Т.е. необходимо иметь оперативные и адекватные по точности методы измерений. В настоящее время такие точности обеспечивают только интерферометры с дифракционной волной сравнения, в которых эталонная сферическая волна формируется при дифракции на отверстии, с диаметром сравнимым с рабочей длиной волны [3]. До недавнего времени существовало два способа формирования эталонной сферической волны. Первый, предложенный еще В.П. Линником в 1933 г., и применяемый рядом групп [4,5], заключается в использовании отверстий малого диаметра (pin-hole) в металлической пленке, нанесенной на тонкую прозрачную подложку. Второй способ использует дифракцию света на выходе одномодового оптического волокна [6]. Поскольку сферическая волна генерируется в пределах дифракционного пика, угловая ширина которого составляет $\approx \lambda/d$ (λ – длина волны, d – диаметр отверстия), то первый метод должен позволять измерять оптические поверхности с большой числовой апертурой (при $d \approx \lambda$, числовая апертура $NA \approx 1$). Вторым методом, из-за большого диаметра коры оптоволокна ($d \approx 5$

мкм), в принципе не позволяет измерять оптику с $NA > 0,1$. Однако, как показала практика, и первый метод не позволяет изучать оптику с числовой апертурой более 0,1. Таким образом, изучение оптики с большой числовой апертурой, также является серьезной проблемой.

В связи с появлением Российской программы по проекционной литографии на длине волны 13,5 нм [7] и разработкой в ИФМ РАН тестового стенда нанолитографии всталла задача создания соответствующих оптических элементов. К этому моменту проблема получения поверхностей с микрошероховатостью на уровне 0,2-0,3 нм, что вполне достаточно на данном этапе исследований, уже была практически решена [8]. Однако методов измерения формы поверхностей, в том числе асферических, с субнанометровой точностью в России не существовало. В этой связи в 2005 г. в ИФМ РАН были начаты исследования по разработке интерферометра с опорной сферической волной. Работа ведется по следующим основным направлениям:

- разработка источника эталонной сферической волны, обеспечивающего измерение оптических поверхностей с числовой апертурой порядка 0,3 (зеркало объектива разрабатываемого стенда проекционной литографической установки);
- теоретическое изучение проблемы дифракции света, с целью выяснить влияние реальных характеристик экрана (металлическая пленка) и отверстия в нем на амплитудные и фазовые характеристики дифрагированного фронта;
- изучение различных схем построения интерферометра с дифракционной волной сравнения;
- разработка программного обеспечения, позволяющего восстанавливать форму поверхности с субнанометровой точностью по интерферограмме. Поверхности могут быть как выпуклые, так и вогнутые, как сферические, так и асферические.
- разработка методов коррекции формы с помощью вакуумного напыления и ионного травления;
- разработка вакуумного варианта интерферометра, позволяющего учесть влияние сил гравитации на деформацию поверхности оптической детали.

При изучении сферических поверхностей разработана программа восстановления профиля

поверхности по интерферограмме, снятой в амплитудном режиме. Поскольку реальная интерферограмма искажена дополнительными интерференциями (фронты, отраженные от линз объектива наблюдательной системы, окна ССD камеры и др.), значительное внимание было уделено методам «фильтрации» изображений. Тестирование программы происходило следующим образом. Были рассчитаны интерферограммы для двух «идеальных» сферических фронтов при диаметрах отверстий 633 и 316,5 нм. Далее они «дискретизовались» в соответствии с разрядностью АЦП ССD камеры (8-бит) и подвергались процедурам фильтрации. В таблице 1 приведены полученные в результате расчета данные по среднеквадратическому отклонению формы поверхности от сферы (параметр *RMS*).

Таблица 1. Значения параметра *RMS*, полученные при обработке «идеальных» интерферограмм.

<i>d</i> , нм	Число фильтраций		
	0	6	9
633	0,51	0,50	0,50
316,5	0,10	0,12	0,11

Как видно из таблицы, результаты обработки практически не зависят от процедуры фильтрации интерферограммы, однако сильно зависят – от диаметра отверстия. Для большего диаметра параметр *RMS* достигает 0,5 нм, в то время как для отверстия диаметром около 300 нм он составляет порядка 0,1 нм. Это во многом связано с неоднородностью углового распределения интенсивности дифрагированных фронтов. Этот результат является одним из серьезных аргументов для уменьшения диаметра отверстия интерферометра. С другой стороны видно, что разработанные алгоритмы восстановления поверхности, а также программа позволяют изучать поверхности с точностью 0,1 нм по параметру *RMS*.

Очевидно, что при измерении формы асферических поверхностей, амплитудный режим регистрации интерферограмм не обеспечит требуемой точности восстановления профиля поверхности. Например, для асферических зеркал, на основе которых предполагается изготовление 2-х зеркального объектива тестовой проекционной схемы, максимальное отклонение формы поверхности от идеальной сферы около 6 мкм. Расстояния между полосами в местах, где локальный радиус поверхности совпадает с радиусом фронта эталонной волны и где наиболее не совпадает, различаются в 10 раз, соответственно, точность определения минимумов будет резко падать. В этом случае необходимо применять фазовый режим регистрации интерферограмм. Для этого, в одном из плеч интерферометра, устанавливается фазосдвигающий элемент – пьезо-керамическая подвижка. По сдвигу полос производится калибровка этого элемента, т.е. приводится в

соответствие величина напряжения на керамике сдвигу фазы волны. Основная сложность этого режима связана с большой чувствительностью к вибрациям и случайным, или систематическим, сдвигам оптических элементов. Реализация этого метода регистрации потребовала значительных усилий по устранению отмеченных выше факторов. На рис. 1 приведен рисунок зависимости фазы от напряжения на керамике. Пройдены три полосы интерференционной картины. В настоящее время начата обработка этого метода регистрации для восстановления профиля поверхности асферических деталей.

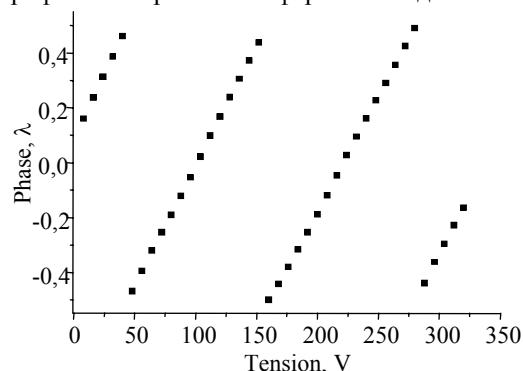


Рис.1. Зависимость сдвига фазы волны от напряжения на пьезо-керамике.

Качество источника сферической волны во многом определяет точность измерений. Поэтому значительное внимание было уделено изучению различных типов источников. В [9,10] теоретически изучено влияние формы отверстия и оптических констант материалов экрана на амплитудные и фазовые характеристики дифрагированной волны. В частности показано, что даже незначительные отклонения формы отверстия от окружности (в общем случае эллипса) приводят к деформации фазовой поверхности дифрагированного фронта. С уменьшением диаметра отверстия и угла наблюдения эти деформации становятся слабее.

Было показано, что путем оптимизации толщины и материала экрана можно существенно, в разы, снизить деформации волновых фронтов.

Проведенные исследования позволили объяснить, почему на практике, даже при малых диаметрах отверстий ($\approx 0,3$ мкм), «хорошие» фронты наблюдаются только при малых углах в окрестности оси фронта.

В рамках данной работы изучалось три типа источников эталонной сферической волны: отверстие с диаметром 0,3-1 мкм в металлической пленке, нанесенной на стеклянную подложку толщиной 0,2 мм; зонд для ближнепольного микроскопа, с диаметром на выходе 0,2–0,3 мкм, «запечатанный» в никелевую оправу [11] и аналогичный зонд, но без оправы. Для первых 2-х источников прямая аттестация качества генерируемых ими фронтов практически исключена и производилась косвенно, по результату коррекции формы

сферических поверхностей. Третий тип источника позволяет аттестовать волновой фронт в прямом интерференционном эксперименте двух идентичных зондов [12]. Было показано, что источник сферической волны на основе свободного конца зонда для ближнепольного микроскопа является наиболее перспективным, для применения в интерферометрах с дифракционной волной сравнения. В частности экспериментально показано, что деформации волновых фронтов, генерируемых этим источником в числовую апертуру $NA=0,3$, не больше 0,2-0,3 нм, что является достаточным для многих приложений и рекордным, для столь больших числовых апертур.

К настоящему времени испытаны три схемы интерферометра. Первая схема, предложенная в [13] и показанная на рис.2, использует в качестве источника сферической волны диафрагму, повернутую под углом 45° , к падающему пучку. Главным достоинством этой схемы является высокая рабочая апертура, которая, при прочих равных условиях в 2 раза выше по сравнению с существующими интерферометрами. Однако в процессе работы с этой схемой был выявлен основной недостаток, связанный с «паразитным» рассеянием излучения на боковой поверхности отверстия. Причем этот эффект усиливается с уменьшением диаметра отверстия.

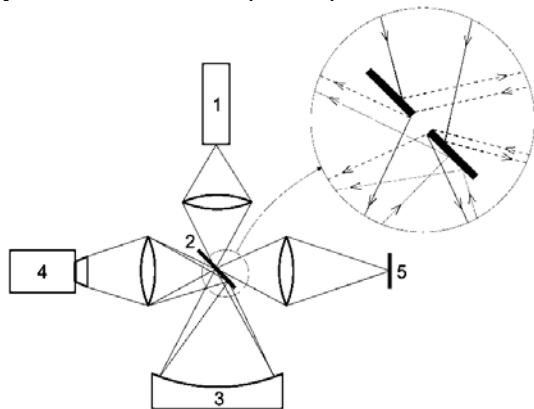


Рис.2. Оптическая схема интерферометра. Справа сверху, в увеличенном масштабе, показан ход лучей в окрестности отверстия. 1 — He-Ne лазер, 2 — диафрагма, 3 — исследуемый образец, 4 — CCD-камера, 5 — плоское зеркало.

Вторая схема, в которой ось отверстия совпадает с осью падающего пучка (рис.3), лишена этого недостатка. Однако в этой схеме при одном и том же диаметре отверстия, числовая апертура оптики, которую можно измерять, в 2 раза меньше, чем в первой схеме. Схема, представленная на рис. 3, позволяет работать со всеми источниками: отверстие в экране, «запечатанный» и свободный зонды. В случае свободного зонда, к его выходу подводится зеркало с острой кромкой, отражающее излучение от исследуемой детали в наблюдательную систему.

Коррекция формы оптических деталей производилась методом локального вакуумного напыления. Процедура заключалась в измерении профиля поверхности и нанесении через маски Cr/Sc пленок соответствующей толщины. Как правило, процедура повторялась 8 – 10 раз до момента достижения минимального значения параметра *RMS*. При работе с первой схемой интерферометра не удалось получить *RMS* отклонения корректируемой поверхности от идеальной сферы меньше 2 нм. При работе со второй схемой минимальное значение *RMS* отклонения, полученное при коррекции тестовой сферической поверхности, составило 1,4 нм. Следует отметить, что в обоих случаях, в качестве источника сферической волны выступала диафрагма. Данные по коррекции сферической подложки, полученные с использованием аттестованного зонда, будут представлены в стендовом докладе конференции.

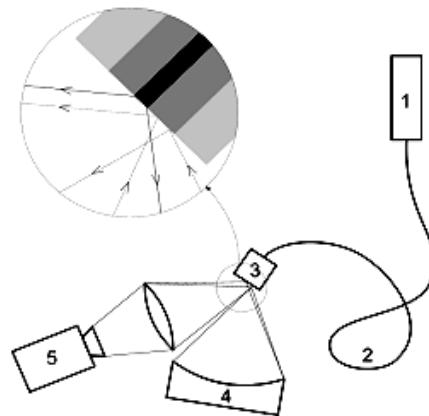


Рис.3. Y-схема интерферометра. 1 - He-Ne лазер, 2 - одномодовое волокно, 3 - источник сферической волны, 4 – исследуемый образец. 5 – система регистрации интерференционной картины. В качестве источника сферической волны могут применяться диафрагма и зонды.

Особенности прецизионной коррекции формы поверхности с помощью вакуумного нанесения именно Cr/Sc пленок связаны с хорошо известными технологическими режимами нанесения бесстрессовых покрытий, которые не изменяют (по крайней мере, не увеличивают) исходные шероховатости поверхности и которые на любой стадии можно снять с поверхности без изменения исходных свойств поверхности. Однако дискретность толщин напыляемых пленок (минимальная толщина около 1 нм) входит в противоречие с плавным характером профиля поверхности. Это ограничивает возможности метода. Потенциально большими возможностями для прецизионной коррекции формы оптических поверхностей обладает метод травления поверхности ионным пучком. Этот метод позволяет гибкую автоматизацию процесса коррекции и возможности плавного изменения толщины «снимаемого» материала, без резких градиентов и теней. В частности, если при

использовании первого метода приходится делать до 10 и более процессов напыления, то, используя ионный пучок, можно корректировать форму поверхности в один этап. Для этого необходимо в компьютер ввести карту поверхности, полученную из интерферометрических измерений и далее, в соответствии с известными параметрами ионного пучка (размер, ток, энергия, локальный угол падения ионов на поверхность, скорость травления и др.), разработать оптимальный алгоритм травления.

Для практического применения этого метода необходимо решить ряд проблем. В частности нужно детально изучить скорости травления материалов в зависимости от энергии и угла падения ионов на поверхность. Влияние этих параметров на развитие микрошероховатости. Должны быть найдены оптимальные значения этих параметров, которые должны обеспечить с одной стороны высокую производительность процесса травления, а с другой, точность формы и минимальную микрошероховатость. В настоящее время в ИФМ РАН разработан макет такой установки, схема которой приведена на рис.4, и начаты первые эксперименты.

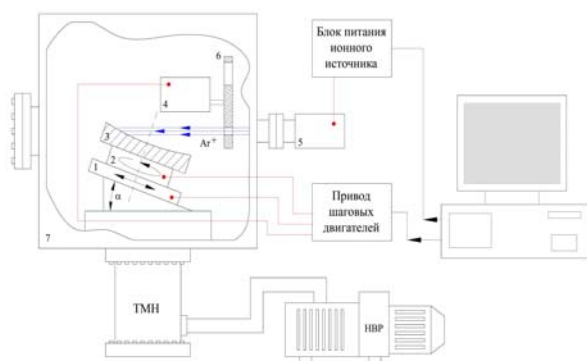


Рис.4. Схема установки ионно-пучкового травления. 1 – механизм линейного перемещения; 2 – механизм вращения подложки; 3 – корректируемая подложка; 4, 6 – механизм для ввода/вывода в пучок диафрагм и монитора тока пучка; 5 – ионный источник; 7 – вакуумная камера.

Как уже отмечалось ранее, деформации сферических фронтов уменьшаются с приближением к оси фронта. С другой стороны, сильно уменьшать рабочие углы нельзя, так как числовая апертура оптических элементов большинства рентгенооптических схем оставляет $NA \approx 0,2 - 0,3$. Для увеличения числовой апертуры исследуемой оптики при сохранении высокой, на уровне $0,2 - 0,3$ нм точности измерений, в рамках данной работы предложена новая схема интерферометра, совмещающая в себе достоинства первой (рабочий фронт симметричен относительно оси) и второй (отсутствует «паразитное» излучение, вызванное рассеянием на крае отверстия). Схема интерферометра приведена на рис.5. Особенностью этой схемы является то, что она

работает только с низкокогерентным источником излучения. Соответственно для получения интерференционной картины необходимо выравнять плечи.

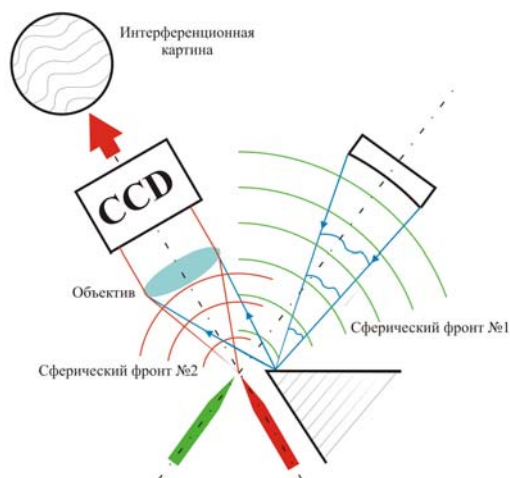


Рис.5. Схема интерферометра с двумя зондами.

Авторы выражают глубокую признательность А. Климову, В. Рогову, А. Тертышнику, В. Иванову, С. Гусеву, А. Лукьянову, Д. Гаврилину, Д. Раскину и Л. Парамонову.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17340-а и 07-02-00190-а.

- [1] Chason E. and Mayer T.M., Appl. Phys. Lett., **62** (4), 363 (1993).
- [2] Андреев С.С. и др., Поверхность, **1**, 6 (2003).
- [3] Линник В.П., Известия академии наук СССР, **1**, 210 (1933).
- [4] Kazuya O., et al., SPIE, **4343**, 543 (2001).
- [5] Williams, U.S. Patent 5,815,310 (1998).
- [6] Sommargren G.E., Laser Focus World, **8**, 61 (1996).
- [7] Gaponov S.V., et al., International Conference "Micro- and nanoelectronics – 2005", October 3th – 7th, Moscow – Zvenigorod., **01-01** (2005).
- [8] Грибков Б.А. и др., Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н. Новгород, ИФМ РАН, **2**, 506 (2005).
- [9] Салащенко Н.Н. и др., Влияние неровностей краев субмикронных отверстий на дифракцию света, в трудах этой конференции.
- [10] Дорофеев И.А. и др., Дифракция плоской волны на круглом отверстии в пленке конечной толщины с реалистичными электродинамическими свойствами, в трудах этой конференции.
- [11] Чхало Н.И. и др., Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н. Новгород, ИФМ РАН, **1**, 113 (2006).
- [12] Климов А.Ю. и др., Источник сферической волны на основе зонда ближнепольного микроскопа, в трудах этой конференции.
- [13] Voznesensky N.B., et al., SPIE, **5252** (2003).

Тонкопленочный рентгеновский волновод на основе многослойной структуры с нанорезонатором

В.А. Бушуев, О.Д. Рощупкина

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Ленинские горы, 119992 ГСП-2 Москва, Россия
e-mail: vabushuev@yandex.ru

В плосковолновом приближении проведено рассмотрение резонансного возбуждения волноводных мод в тонкопленочном рентгеновском волноводе на основе многослойной структуры с нанорезонатором при падении излучения в области первого брэгговского рефлекса.

Под тонкопленочным рентгеновским волноводом (РВ) понимают обычно планарную трехслойную структуру, состоящую из двух слоев с большей плотностью, между которыми находится волноводный слой из слабопоглощающего материала, в котором и происходит интерференционная концентрация и распространение рентгеновского излучения вдоль оси волновода [1-7]. Резонансное возбуждение дискретных волноводных мод осуществляется при падении рентгеновского пучка на верхний слой под определенными углами скольжения, лежащими между критическими углами полного внешнего отражения (ПВО) для легкого и тяжелого материалов РВ.

Интерес к тонкопленочным РВ связан с тем, что их выходная апертура может служить линейным “вторичным” источником рентгеновского излучения с очень малым поперечным размером (~ 10-100 нм). Плотность энергии поля в волноводном канале может на два порядка превышать плотность энергии в падающем пучке, а выходящее из РВ излучение является высококогерентным [2]. Эти уникальные свойства тонкопленочного РВ использовались для проведения экспериментов по фазоконтрастной рентгеновской микроскопии [3, 7] и дифракции [4]. Малый размер вторичного источника приводит к высокой степени пространственной когерентности, сопоставимой с излучением синхротронов 3-го поколения, уже на достаточно близких расстояниях от РВ. Это позволяет проводить исследования по рентгеновской in-line голографии, как на синхротронных источниках [8], но с использованием лабораторных источников. При этом можно получить значительный коэффициент увеличения изображения ($\geq 5-10$), что недоступно для синхротронных источников из-за большого расстояния (десятки метров) от источника до объекта.

Однако у этой схемы РВ есть два существенных недостатка. Во-первых, малый угол скольжения, а во-вторых, крайне малая угловая ширина области резонансного возбуждения на кривой ПВО (~ 1-5'), что предъявляет чрезвычайно высокие требования к ширине и расходимости падающего пучка. Все это затрудняет практическую реализацию РВ по указанной выше схеме.

В настоящей работе предложена другая схема РВ и развита соответствующая волновая теория. В этой схеме РВ представляет собой две периодические многослойные структуры (МС), разделенные некоторым промежуточным волноводным слоем (нанорезонатором) с толщиной и плотностью, отличающейся от соответствующих параметров для легких слоев. Фактически этот слой является как бы дефектом в идеальной периодической структуре, а вся система представляет собой интерферометр Фабри-Перо. Толщины слоев периодических структур и толщина нанорезонаторного волноводного слоя подбираются таким образом, чтобы угол резонансного возбуждения находился в области правого края первого брэгговского рефлекса. При этом интенсивность поля в периодических структурах максимальна в тяжелых слоях, а в волноводном слое поле локализовано в его центре и на 1-2 порядка может превышать плотность энергии падающего излучения.

Заметим, что структуры с микрорезонаторами на основе одномерных фотонных кристаллов активно обсуждаются и используются для повышения эффективности синхронного и несинхронного механизмов нелинейной генерации оптических гармоник и терагерцового излучения (см. [9] и приведенные в ней ссылки).

На примере РВ C/Be, Ni/Be, Ni/C, Mo/Si и др. обсуждается влияние числа периодов, их толщин и толщины волноводного слоя на положение углов резонансного возбуждения, а также на величину и пространственное распределение интенсивности поля как в волноводном канале, так и в окружающих его слоях.

Рассмотрим поле в МС, которое формируется при падении на нее плоской волны

$$E_1(x, z, t) = A_1 \exp(ik_x x + ik_z z - i\omega t), \quad (1)$$

где A_1 - амплитуда поля, $k_x = k \cos \vartheta$, $k_z = k \sin \vartheta$, $k = 2\pi/\lambda$, ϑ - угол скольжения по отношению к поверхности МС, λ - длина волны; ось x направлена вдоль поверхности МС, ось z - по нормали к поверхности в глубину среды.

Идеальная периодическая МС состоит из чередующихся слоев с толщинами d_1 , d_2 и поляризуемостями χ_1 , χ_2 со следующей зависимостью этих параметров от номера слоя m :

$$d_m = (1/2)[d_1 + d_2 + (-1)^m(d_1 - d_2)], \quad (2a)$$

$$\chi_m = (1/2)[\chi_1 + \chi_2 + (-1)^m(\chi_1 - \chi_2)]. \quad (2б)$$

Нумерация слоев $m = 1, 2, \dots, 2N + 1, 2N + 2$

ведется сверху вниз, где N – число бислоев (периодов). Самый верхний слой с номером $m = 1$ представляет собой вакуум ($\chi_{m=1} = 0$), а слой с $m = M = 2(N + 1)$ – толстую подложку с $\chi_m = \chi_s$.

Введем понятие “дефекта” в периодической МС, который представляет собой слой с толщиной $d_3 \neq d_2$ и, в общем случае, с другой поляризуемостью $\chi_3 \neq \chi_2$. Этот слой может располагаться на любой глубине в МС вместо какого-либо легкого слоя в периодической МС с номером $m_d = 2N_1 + 3$, где N_1 – число периодов в периодической структуре, лежащей выше дефектного слоя. Таким образом, новую многослойную структуру с дефектом можно представить как две периодические МС, разделенные промежуточным легким слоем с параметрами d_3 и χ_3 .

В соответствии с волновым уравнением и условием непрерывности x -компонент волновых векторов на границах раздела, электрическое поле в каждом слое представляет собой линейную комбинацию собственных решений:

$$E_m(x, z) = E_m(z)\exp(ik_x x),$$

где

$$E_m(z) = A_m \exp(is_m z) + B_m \exp(-is_m z). \quad (3)$$

Здесь A_m и B_m – амплитуды прямой и обратной волн в m -ом слое, координата z отсчитывается от верхней границы m -го слоя, s_m – величины проекций на ось z волновых векторов этих волн, где

$$s_m = k(\sin^2 \vartheta + \chi_m)^{1/2}. \quad (4)$$

Амплитуды A_m и B_m находятся из условий непрерывности электрического и магнитного полей на границах разделов слоев с номерами m и $m + 1$:

$$A_m(g_m + R_m g_m^{-1}) = A_{m+1}(1 + R_{m+1}), \quad (5a)$$

$$A_m s_m(g_m - R_m g_m^{-1}) = A_{m+1} s_{m+1}(1 - R_{m+1}), \quad (5b)$$

где $R_m = B_m/A_m$, $g_m = \exp(is_m d_m)$. В дальнейшем будем считать, что амплитуда $A_1 = 1$.

Из системы (5) следует рекуррентное соотношение для коэффициентов R_m , эквивалентное формуле Парратта [10]:

$$R_m = (r_m + R_{m+1})g_m^2 / (1 + r_m R_{m+1}), \quad (6)$$

$$r_m = (s_m - s_{m+1}) / (s_m + s_{m+1}), \quad (7)$$

где r_m – френелевские коэффициенты отражения. Формула (6) решается с граничными условиями $g_1 = 1$ и $R_M = 0$. Амплитудный коэффициент отражения от МС равен $R_1(\vartheta)$, а интенсивность зеркального отражения $P_R(\vartheta) = |R_1(\vartheta)|^2$.

Из условий непрерывности полей (5) следует также рекуррентная формула для нахождения амплитуд A_m во всех слоях в МС:

$$A_{m+1} = (g_m + R_m g_m^{-1})A_m / (1 + R_{m+1}). \quad (8)$$

Уравнение (8) решается с граничным условием $A_1 = 1$ после предварительного нахождения коэффициентов R_m из (6). Амплитуды обратных волн находятся из соотношения $B_m = R_m A_m$.

Соотношения (3) и (6)-(8) полностью решают задачу нахождения интенсивности зеркального отражения и интенсивности полного поля $I(z) = |E_m(z)|^2$ на произвольной глубине z при

произвольных углах скольжения, в том числе в условиях возбуждения волноводных мод в МС.

Для выявления наиболее характерных особенностей формирования волноводного режима распространения рентгеновского излучения в МС рассмотрим вначале некую модельную структуру C/Be/Si, состоящую из слабопоглощающих элементов. На рис. 1 представлены кривые отражения от идеальной периодической структуры (кривая 3) и от МС с нанорезонатором (4). Параметры МС следующие: период $d = d_1 + d_2 = 16$ нм, скважность $\gamma = d_1/d = 0.4$, число периодов $N = 40$, положение резонаторного слоя $N_1 = 18$, толщина этого слоя $d_3 = 30$ нм, поляризуемость $\chi_3 = \chi_2$. В окрестности угла $\vartheta = 21'$ виден четкий и интенсивный первый брэгговский рефлекс.

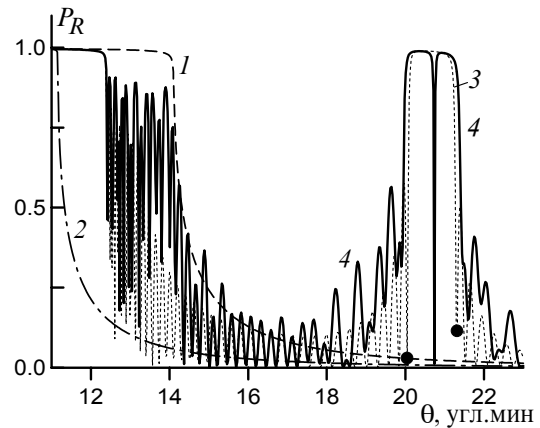


Рис. 1. Интенсивности отражения CuK_α -излучения от углерода (кривая 1), бериллия (2), идеальной периодической структуры C/Be/Si (3) и от МС с нанорезонаторным слоем (кривая 4); $P_R(\vartheta_{\text{rez}} = 20.93') = 0.002$.

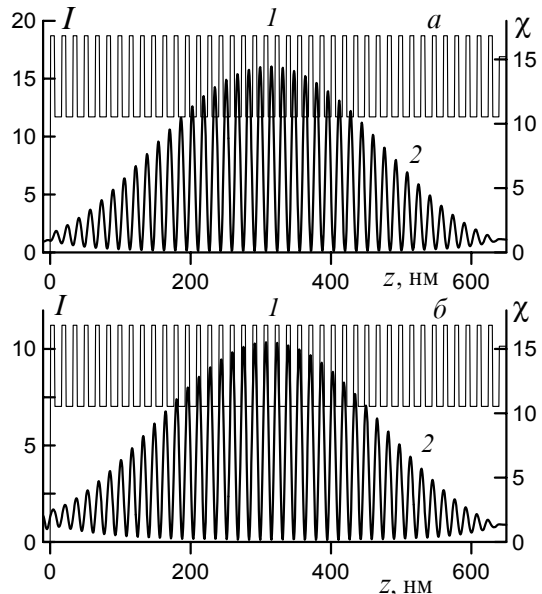


Рис. 2. Профиль поляризуемости $\chi = -\text{Re}\chi(z) \times 10^6$ (кривые 1) и пространственное распределение интенсивности полного поля $I(z, \vartheta)$ (кривые 2) в идеальной периодической МС при углах скольжения $\vartheta_L = 20.05'$ (a) и $\vartheta_R = 21.3'$ (б).

Хорошо известно, что при дифракции в периодической МС в результате когерентной суперпозиции проходящих и отраженных волн образу-

ется стоячая рентгеновская волна, пространственное положение узлов (т.е. минимумов интенсивности) и пучностей (максимумов) которой зависит от угла скольжения в области брэгговского рефлекса. Левому краю кривой брэгговского отражения при угле $\vartheta = \vartheta_L$ соответствуют пучности поля в легких слабопоглощающих слоях МС (рис. 2а), а правому краю кривой дифракционного отражения (КДО) при $\vartheta = \vartheta_R$ соответствуют пучности в тяжелых более сильно поглощающих слоях (рис. 2б). Угловые положения этих краев указаны черными кружками на рис. 1 и, в более крупном масштабе, на рис. 3.

Стоячая в поперечном сечении волна в целом распространяется вдоль поверхности МС, и, в определенном смысле, имеет волноводный характер. Если рентгеновский пучок падает на МС вблизи правого края МС под углом ϑ_L , то поле внутри МС может дойти до этого края и стать вторичным источником рентгеновского излучения. Однако такой источник будет представлять собой, фактически, набор многих источников с размером каждого d_2 и с распределением интенсивности, подобным кривой 2 на рис. 2а. Очевидно, что такой источник с фасетчатой структурой вряд ли представляет интерес для практики, если только не осуществить каким-либо образом при выращивании МС фантастическую возможность установки поглощающих “заглушек” на выходе из всех слоев за исключением центрального слоя, где интенсивность поля максимальна.

Вообще говоря, имеется вполне естественная причина подавления интенсивности в слоях, лежащих выше и ниже центрального слоя. Связано это с характером распространения энергии в этих слоях. Легко показать, что направление вектора Пойнтинга $\mathbf{P}_m = (c/4\pi)[\mathbf{E}_m \mathbf{H}_m]$ в каждом слое определяется величинами R_m . Если модуль $|R_m|$ близок к единице, как для слоев вблизи центрального слоя, то здесь интенсивность $I(z)$ аномально велика, а поток энергии “течет” вдоль этих слоев и слабо затухает из-за малого коэффициента поглощения в легких слоях. Если же $|R_m| < 1$, то, во-первых, интенсивность в верхних и нижних слоях по отношению к резонаторному слою уменьшается (рис. 2а), а во-вторых, вектор Пойнтинга направлен под скользящими углами в глубь МС, что приводит к дополнительному затуханию из-за прохождения излучения через поглощающие тяжелые слои. Корректный анализ этих вопросов возможен лишь при выходе в теории из плоскостного приближения, т.е. при учете ограниченности поперечного размера рентгеновского пучка (подробнее см. в [5]).

В связи с изложенными выше проблемами возникает идея создания такой ситуации, при которой пучность поля будет лежать только в одном легком слое (одномодовый режим), а остальные пучности будут расположены в тяжелых слоях. В этом случае из-за большого поглощения в этих слоях излучение будет сильно затухать и не дойдет до выходного торца РВ, в то время как

излучение в легком волноводном слое достигнет торца и высветится из него в качестве наноразмерного вторичного источника.

Для реализации этой заманчивой идеи мы предлагаем в настоящей работе использовать многослойную структуру, один из легких слоев которой имеет другую толщину $d_3 > d_2$. Необходимо подобрать толщину d_3 и глубину залегания этого слоя такие, чтобы, с одной стороны, на кривой дифракционного отражения возник глубокий провал, а с другой – все максимумы интенсивности поля, за исключением поля в резонаторном слое, лежали в тяжелых слоях. Как и в случае с трехслойным РВ [5, 6], резкое уменьшение интенсивности отражения при каких-либо углах резонансного возбуждения $\vartheta = \vartheta_{rez}$ означает, что падающее излучение при этом практически полностью проникает в МС, вследствие чего значительно увеличивается интенсивность поля как в самом резонаторном волноводном слое, так и в его некоторой малой окрестности.

С увеличением толщины d_3 дефектного слоя форма брэгговского рефлекса и распределение интенсивности $I(z, \vartheta)$ по глубине МС начинают изменяться. Так, при $d_3 \approx 2d_2$ на КДО возникает глубокий провал, однако при этом интенсивность $I(z, \vartheta_{rez})$ в резонаторном слое представляет собой два пика, максимумы которых лежат на его границах. Такое излучение сильно поглощается в соседних слоях и не представляет интереса.

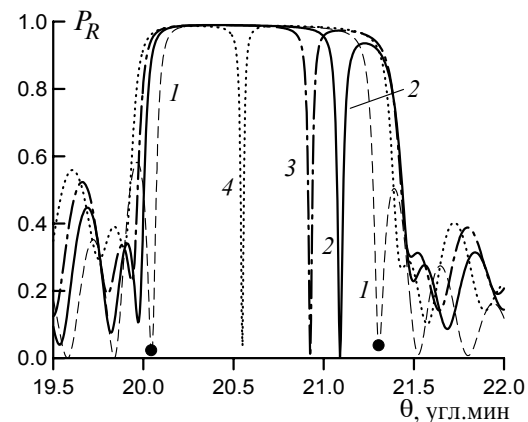


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности первого брэгговского рефлекса $P_R(\vartheta)$ при различных толщинах волноводного слоя d_3 (нм): 1 – 9.6 нм (идеальная МС), 2 – 28, 3 – 30, 4 – 34.

Наиболее интересная ситуация возникает при толщине $d_3 \approx 3d_2$. В этом случае интенсивность отражения в области угла ϑ_{rez} резонансного волноводного возбуждения резко падает (рис. 1, 3), а максимум поля в МС лежит в центре резонаторного слоя (рис. 4). Распределение огибающей интенсивности $I(z, \vartheta_{rez})$ становится более узким по сравнению с плавным колоколообразным распределением для периодической МС, а максимум интенсивности I_{rez} в резонаторе в несколько раз возрастает (сравни рис. 2 и рис. 4) и почти на два порядка превышает плотность энергии падающего излучения. Угол резонансного возбуждения ϑ_{rez} уменьшается с увеличением d_3 , а максималь-

ная интенсивность I_{rez} вначале возрастает, затем достигает максимума и уменьшается (рис. 5).

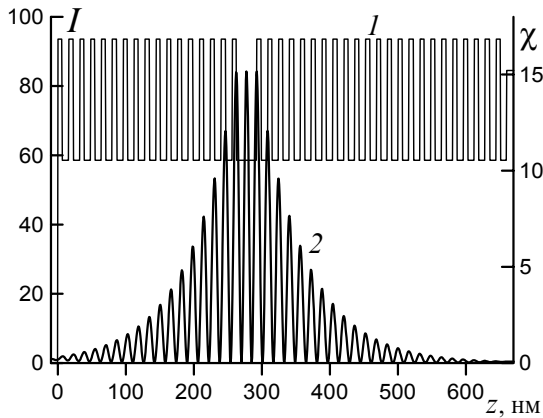


Рис. 4. Профиль поляризуемости $\chi = -\text{Re}\chi(z) \times 10^6$ (кривая 1) и пространственное распределение интенсивности поля $I(z, \vartheta_{rez})$ (кривая 2) в РВ с толщиной волноводного слоя $d_3 = 30$ нм при угле скольжения $\vartheta_{rez} = 20.93'$.

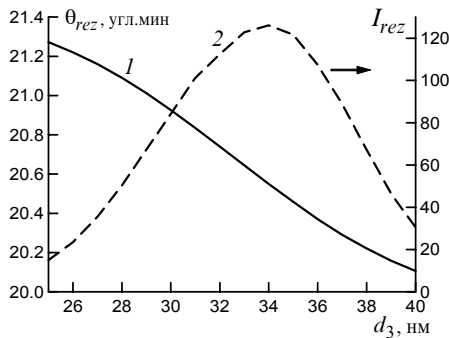


Рис. 5. Зависимость угла резонансного возбуждения ϑ_{rez} (кривая 1) и максимума интенсивности поля в РВ I_{rez} (штриховая кривая 2, правая шкала) от толщины волноводного слоя d_3 .

Из-за поглощения излучения для обеспечения наиболее эффективного возбуждения РВ, т.е. для выполнения условия $|R_m| \approx 1$, необходимо помещать волноводный слой несколько ближе к поверхности по сравнению с серединой МС. В частности, при числе периодов $N = 40$ максимальная интенсивность в резонаторном слое достигается при его положении с номером $N_1 = 17$ (рис. 6). При этом угол ϑ_{rez} практически не зависит от номера N_d , а глубина провала на КДО уменьшается при удалении этого слоя от оптимального положения с $N_1 = 17$.

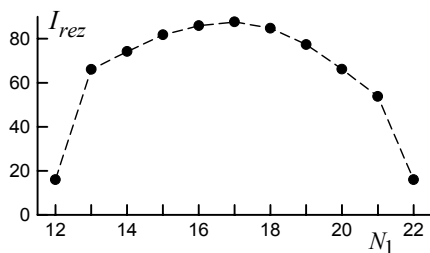


Рис. 6. Зависимость максимальной интенсивности I_{rez} от положения N_1 волноводного слоя в МС при толщине $d_3 = 30$ нм; $N = 40$.

Важно отметить, что наличие резонансных провалов на кривых дифракционного отражения

(как и в области ПВО в случае трехслойного РВ) позволяет достаточно просто осуществлять угловую юстировку РВ, что является несомненным удобством при проведении экспериментов [7].

Следует признать, что поглощение (особенно в тяжелых слоях) является одной из наиболее серьезных проблем для реализации предложенной нами схемы РВ. Нами были проанализированы рентгеновские волноводы C/Be, Si/Be, Ni/Be, Ni/C, Mo/Si и др., для которых из-за большей глубины модуляции поляризуемости $\chi(z)$ можно ограничиться меньшим числом периодов ($N \sim 20-30$). Поглощение не очень сильно влияет на амплитуду брэгговского пика, но оказывает поистине губительное влияние на максимальное значение интенсивности поля в волноводном канале. Так, $I_{rez} \approx 36$ для МС Ni/Be, ≈ 6 для Ni/C (при $N = 30$) и т.д. С одной стороны, влияние поглощения можно снизить за счет уменьшения толщин d_1 тяжелых слоев, но с другой стороны, для гарантированного подавления максимумов поля в тяжелых слоях эту толщину следует увеличивать. Кроме того, только лишь подбором толщины волноводного слоя не удастся совместить все паразитные максимумы поля (за исключением максимума в волноводном канале) с положением тяжелых слоев. Возможно, эту ситуацию можно улучшить, если периоды идеальных многослойных структур, лежащих выше и ниже резонаторного слоя, будут отличаться на некоторую вполне определенную величину.

Расчеты показывают, что максимальная интенсивность поля в канале РВ меняется немонотонным образом в зависимости от таких параметров, как период d , скважность γ , числа N и N_1 , поляризуемости $\chi_{1,2,3}$. Это позволяет надеяться на проведение оптимизации указанных параметров для достижения максимальной эффективности резонансного возбуждения волноводных мод в рентгеновском волноводе с нанорезонатором.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16770, № 06-02-17249) и Госконтракта № 02.434.11.7103.

- [1] Spiller E. and Segmuller A., Appl. Phys. Lett., **24**, 60 (1974).
- [2] Feng Y.P., Sinha S.K., Fullerton E.E. *et al.*, Appl. Phys. Lett., **67**, 3645 (1995).
- [3] Lagomarsino S., Cedola A., Cloetens P. *et al.*, Appl. Phys. Lett., **71**, 2557 (1997).
- [4] Zwanenburg M.J., Bongaerts J.H.N., Peters J.F. *et al.*, Phys. Rev. Lett., **85**, 5154 (2000).
- [5] Бушуев В.А. и Орешко А.П., Изв. РАН, Серия физич., **68**, 550 (2004).
- [6] Бушуев В.А. и Рошупкина О.Д., Изв. РАН, Серия физич., **71**, 64 (2007).
- [7] Щелоков И.А., Кондаков А.С. и Иржак Д.В., Труды III Межд. научн. семинара "Совр. методы анализа дифр. данных", Великий Новгород, 297 (2006).
- [8] Snigirev A., Snigireva I., Kohn V.G. *et al.*, Rev. Sci. Instrum., **66**, 5486 (1995).
- [9] Бушуев В.А., Манцызов Б.И. и Петров Е.В., Изв. РАН, Серия физич., **69**, 1794 (2005).
- [10] Parratt L.G., Phys. Rev., **95**, 359 (1954).

Развитие рентгенографической техники временного разрешения для исследования структуры в нанометровом диапазоне с использованием синхротронного излучения

В.Н.Корнеев¹, В.А.Шлектарев², В.М.Аульченко³, М.Р.Шарафутдинов⁴,
В.П.Толочко⁴, А.В.Забелин⁵, О.В.Найда⁵, А.А.Вазина²

¹Институт биофизики клетки РАН, Пущино, Россия

²Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН, Пущино, Россия

³Институт Ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

⁴Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия

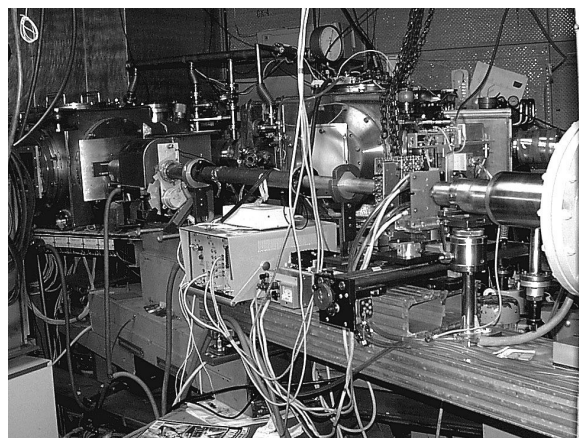
⁵КЦСИ, РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия

e-mail: korneev@icb.psn.ru

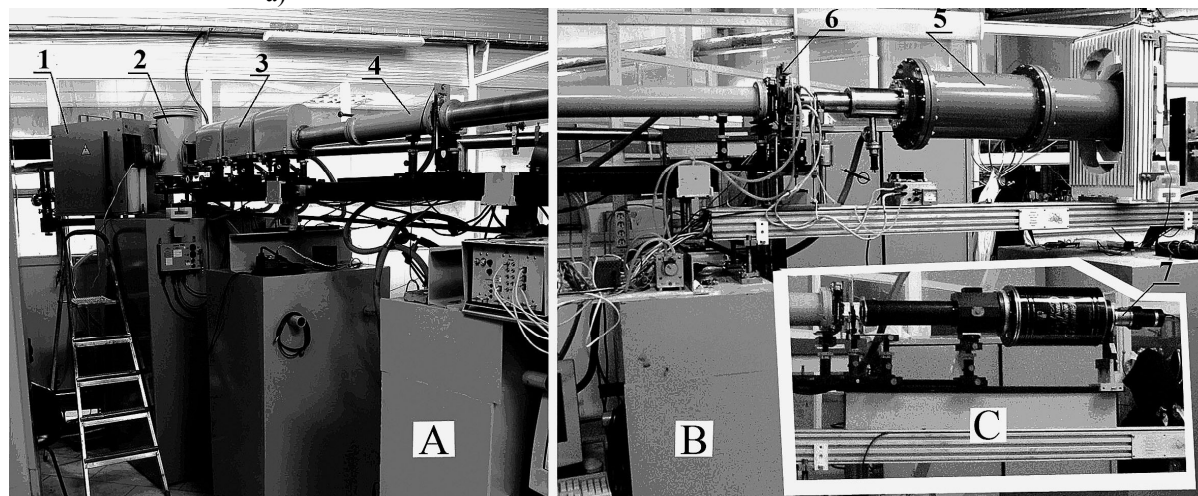
Уникальные свойства синхротронного излучения (СИ): большая интенсивность, широкий диапазон выбора длин волн, высокая степень естественной коллимации пучка, обусловили его широкое использование для исследований с временным разрешением образцов биологического и синтетического происхождения, характерные размеры которых лежат в нанодиапазоне. Все структурное многообразие объединяет одна общая черта: они представляют собой ансамбли

макромолекул, для которых характерна упорядоченность с большими периодами структуры порядка $1 \div 100$ нм, что обуславливает наличие малоугловой дифракции и/или малоуглового диффузного рассеяния. Различие функционально значимых структур сводится к характеру и степени упорядоченности, а также к временным параметрам структурной динамики, информацию о которых можно получить методом малоугловой рентгенографии с высоким временным разрешением.

Более четверти века мы создавали и использовали рентгенографические станции на рабочих каналах источников СИ в Сибирском центре [1-8]. В настоящее время, на основе развития экспериментальных и теоретических разработок [8, 9], была создана малоугловая монохроматическая станция на канале накопителя «Сибирь-2» в Курчатовском центре СИ (КЦСИ). На рис.1 представлены фото наших станций в рабочих залах источников СИ в Сибирском (а) и Московском (б) центрах.



а)



б)

Рис.1 Малоугловые станции: «ФРАКС» на 5 канале ВЭПП-3 (ИЯФ СО РАН) (а) и «ДИКСИ» на канале К1.3а «Сибирь-2» (КЦСИ РНЦ «Курчатовский институт»). А и В – виды станции с угловым разворотом.

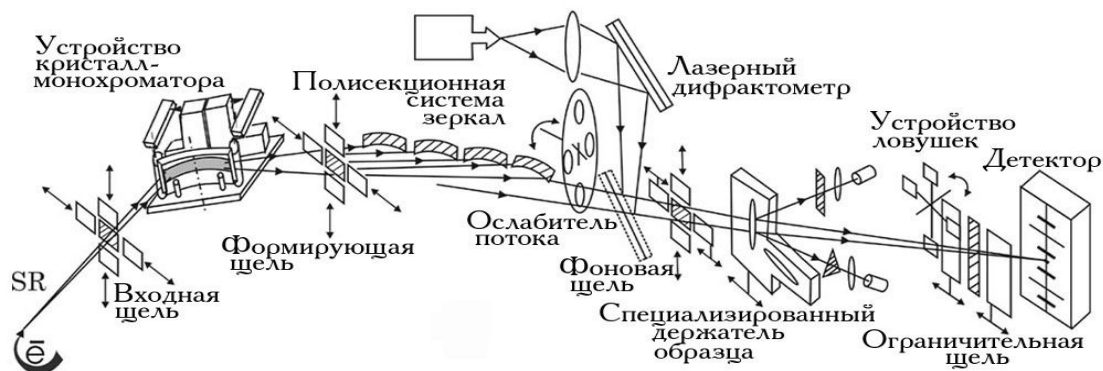


Рис.2 Рентгенооптическая схема малоугловых станций, созданных на отечественных источниках СИ

Базовый вариант станции обеспечивает: диапазон энергий $5 \div 12,5$ КэВ; ширину спектрального интервала $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-3} \div 10^{-4}$; регистрацию периодов $1,0 \div 100$ нм [5, 6]. В рентгенооптических схемах был реализован принцип фокусировки рентгеновского потока в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях: в плоскости орбиты накопителя (сагиттальная плоскость) фокусировка осуществляется кристалл-монохроматором 2, а в меридиональной плоскости – полисекционной системой зеркал полного внешнего отражения 3. Применен порядок расположения и конфигурации фокусирующих элементов по схеме монохроматор – зеркало (рис.2). Данное конструктивное решение [10, 11] обеспечило увеличение светосилы рентгенооптической системы и, что особенно важно, позволило уменьшить радиационные и тепловые нагрузки на зеркала, при помощи которых также созданы условия подавления гармоник основной длины волны. Для перехвата фонового излучения от рентгенооптических элементов были разработаны специализированные фоновые щели с независимо управляемыми шторками [12]. Монохроматизированный пучок СИ формируется с устранением паразитного рассеяния, проходит выбранную зону исследуемого объекта и фокусируется в плоскость регистрации дифрагированных потоков позиционно-чувствительным детектором 5 и 7 (рис.1). Между полисекционной системой зеркал и фоновой щелью, расположенной перед объектом, между образцом и детектором, – установлены вакуумируемые телескопические камеры 4 с входными и выходными лавсановыми окнами, что позволяет устранить рассеяние дифрагированных рентгеновских потоков на воздухе. Вакуумируются также объемы устройств с рентгенооптическими элементами. Для достижения оптимального соотношения сигнал/шум первичный пучок СИ перекрывается перед детектором устройством ловушек и ограничительной щелью, регулируемой по ширине. Ловушки многопозиционного типа переменной плотности установлены в вакууме перед выходным лавсановым окном, что обеспечивает мониторинг интенсивности первичного пучка в процессе эксперимента.

При создании станций был применен модульный принцип разработки основных устройств [4, 13, 14], что позволяет реализовать любые рентгенооптические экспериментальные схемы как в области больших углов, так и малых углов дифракции для изучения большого разнообразия задач и объектов [15, 16]. Создано дистанционное управление элементами рентгенооптических систем, которое осуществляется чувствительными электрическими приводами с шаговыми двигателями, управляемыми с выносного пульта, расположенного вне радиационно-опасной зоны. Также разработаны специальные алгоритмы настройки рентгенооптических элементов и контроля их положения в пучке [17, 18].

Техника рентгенографии с высоким временным разрешением (дифракционное кино) создана в нескольких международных центрах СИ и систематически используется рядом лабораторий, занимающихся проблемами мышечного сокращения. Впервые эти работы были начаты в 1973 г. в Сибирском центре СИ [10], несколько позднее они стали проводиться в ФРГ на DESY, затем в Англии (Daresbury), Японии (Photon Factory, SPring-8), США (APS, Argonne) и во Франции (ESRF). Подходы и техника эксперимента во всех центрах сходны; кроме традиционных параметров рентгеноструктурных методов (координаты и интенсивности рефлекса) регистрируются их временные зависимости с временным разрешением до сотен мксек, а также временной ход механического ответа мышцы – силы сокращения, длины мышцы и длины саркомера. Для регистрации дифракционных картин используются детекторы различных типов: специально разработанные быстродействующие пропорциональные одно- и двухкоординатные газовые детекторы, а также двухкоординатные CCD-детекторы и Image Plate, преимущество которых является значительно более высокое пространственное разрешение, оперативное получение информации от разнообразных исследуемых объектов, однако их использование существенно ограничивает временное разрешение. Классическими объектами исследования явля-

ются изолированные волокна и интактные мышцы лягушки, исследования проводятся также на мышцах рыб и насекомых. Созданы специальные устройства, обеспечивающие различные режимы стимуляции сокращения мышцы и регистрацию ее механического ответа.

Развитие рентгенографической техники позволило нам создать новый вариант методики дифракционного кино, объединяющей в себе два эксперимента - рентгенодифракционный и физиологический, результаты измерений в которых регистрируются синхронно с одним и тем же временным разрешением. Дифракционная часть методики использует детектирующую систему нового поколения на основе быстродействующего беспараллаксного однокоординатного детектора ОД-3-1500 5 (рис.1); в части физиологической – разработаны новые технические и программные средства для формирования различных режимов активации изучаемых процессов. Детектор ОД-3 имеет: фокусное расстояние 1,5 м, пространственное разрешение 0,28 мм при $E=8$ Кэв и 0,17 мм при $E=6$ Кэв; скорость регистрации фотонов до 10 Мгц. Протяженность чувствительной зоны равна 200 мм. [19].

Для исследования динамики структурных перестроек в биологическом объекте разработано многофункциональное устройство 6, которое позволяет: размещать мышцу в пучке и поддерживать ее функционирование в живом состоянии в течении нескольких часов при рентгенодифракционных экспериментах; возбуждать мышцу биполярными стимулирующими импульсами необходимой амплитуды и длительности, а также регистрировать механический мышечный ответ с тем же временным разрешением, что и рентгеновские дифракционные картины [20]. Длину мышцы можно модулировать различными воздействиями в выбранной фазе сократительного цикла. Мышца может сокращаться изометрически (при постоянной длине) или изотонически (под постоянной нагрузкой). Кроме того, устройство оснащается лазерным дифрактометром, что позволяет измерять макропериоды изучаемой структуры (1-4 мкм) синхронно с получением рентгенодифракционных данных. Для этого реализована схема с коаксиальным совмещением на одной зоне объекта рентгеновского потока и излучения от лазера ($\lambda=632,8$ нм). Система регистрации дифрагированных оптических потоков использует дифференциальную схему выделения сигнала от двух пространственно разделенных каналов [4, 21, 22].

На рис.3 представлены схемы формирования потоков для систем регистрации рентгенодифракционных картин на основе детектора ОД-3 (а) и цифровой камеры с CCD матрицей (б). Сфокусированный монохроматический рентгеновский поток проходит исследуемый объект 1 и формирует изображение источника СИ в плоскостях детектора 2 или экрана 3 с люминофором. Перед объектом 1 устанавливается фоновая щель 4. Между объектом 1 и детектором/экраном устанавливаются вакуумируемые камеры 5 и 6,

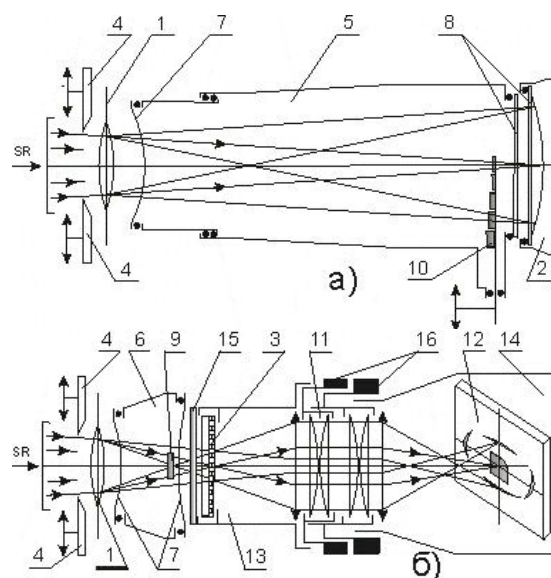


Рис.3 Схемы формирования дифракционных потоков при однокоординатной а) и двухкоординатной б) регистрации.

снабженные окнами для прохождения рентгеновского пучка. Используются окна из лавсана 7 или бериллия 8. Первичный пучок СИ перед выходными окнами камер 6 и 5 перекрывается или непрозрачной ловушкой 9 или многопозиционными ловушками 10, плотность которых подбирается в зависимости от условий эксперимента. Объектив 11 дает изображение экрана 3 на матрице 12. Свет флуоресценции проходит в светозащитных камерах 14 и 13. Входное окно камеры 13 имеет защитный экран 15, пропускающий рентгеновские лучи. Объектив 11 имеет ручное управление 16 для настройки диафрагмы и фокусного расстояния.

Методика дифракционного кино сокращающейся мышцы реализует уникальную возможность исследования структур методом рентгеновской дифракции непосредственно в ансамбле клеток и изучение их изменения в процессе реализации биологического функционирования. В эксперименте регистрируется серия дифракционных картин, соответствующих последовательным стадиям процесса мышечного сокращения. Время измерения (или цикл сокращения) разделяется на определенное число временных интервалов (или кадров) [23].

На рис.4 и 5 приведены результаты тестовых экспериментов, полученных на отечественных источниках СИ при $\lambda=1,56\text{Å}$ с использованием однокоординатного детектора ОД-3 и двухкоординатного регистратора (рис.1, вид С), созданного на основе комбинации высокоэффективного флуоресцирующего экрана (оксисульфид гадолия, активированный тербием $Gd_2O_3:S:Tb$) и цифровой камеры «Видиоскан-285/П-USB» с охлаждаемой матрицей ICX285(Sony).

Для демонстрации метода дифракционного кино на рис.4 представлен динамический процесс изменения структуры мышцы,

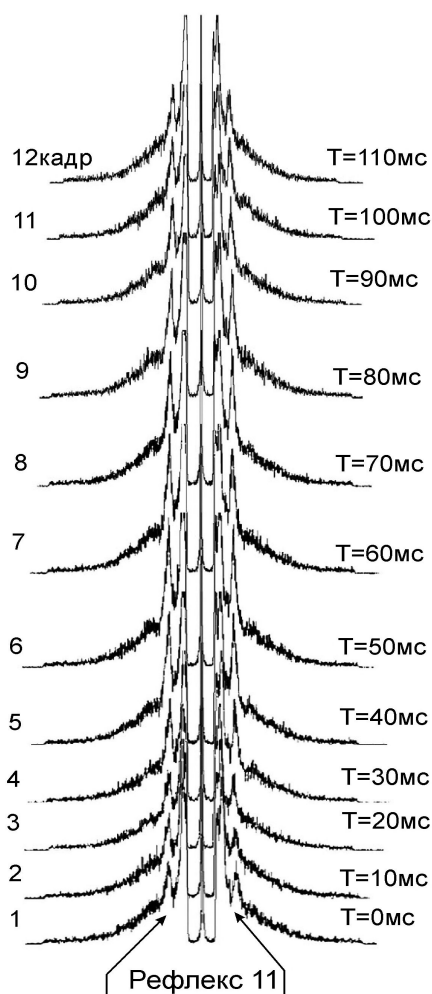


Рис.4 Экваториальные рентгенограммы мышцы в процессе сокращения, полученные методом «дифракционное кино»

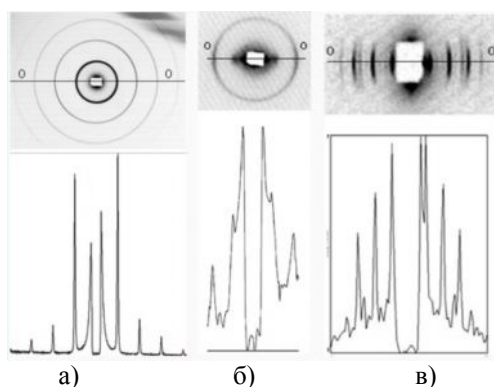


Рис.5 Двухкоординатная регистрация рентген-дифракционных картин на CCD-матрицу

регистрация которого осуществлялась детектором ОД-3. Приведена часть одного цикла кинетики интенсивности экваториальных рефлексов в процессе изометрического сокращения (12 кадров по 10 мс). В третьем кадре на мышцу воздействовали стимулом 3мс, после которого регистрировали увеличение интенсивности рефлекса 11 с после-

дующим возвращением в исходное состояние к двенадцатому кадру.

На рис.5 приведены двухкоординатные рентгенограммы и их профили по линиям О-О (расстояние образец-детектор 500 мм). На изображениях: (а) бегената серебра $C_{21}H_{43}COOAg$ (экспозиция 20 с) видны 4 отражения основного рефлекса (5,84 нм); на дифракционной картине (б) от волоса индивидуального донора (экспозиция 120 с) виден кольцевой рефлекс 4,5 нм; при экспозициях 300 с – отчетливо просматриваются рефлексы коллагена (в), начиная от ~22 нм.

Работа поддержана грантами РФФИ №04-02-17389 и №04-02-97260.

- [1] Герасимов В.С., Савельев В.Б., Сергиенко П.М. и др. ПТЭ №3, 217 (1976.).
- [2] Вазина А.А., Железная Л.А., Матюшин А.М. и др. Биофизика, т. XXIV, №3, 495 (1979).
- [3] Корнеев В.Н., Герасимов В.С., Шеромов А.М. и др. ПТЭ №5, 180 (1984)
- [4] Gadzhiev A.M., Gerasimov V.S., Korneev V.N. et al. Nucl. Instr. and Meth. A282, 728 (1989).
- [5] Aul'chenko V.M., Bary S.E., Gadzhiev A.M. et al. Nucl. Instr. And Meth. A359, 216 (1995).
- [6] Aul'chenko V.M., Gadzhiev V.M., Gerasimov V.S. et al. Nucl. Instr. and Meth. A448, 245 (2000).
- [7] Korneev V.N., Ariskin N.I., Aulchenko V.M. et al. Поверхность №10, 24 (2004).
- [8] Корнеев В.Н., Сергиенко П.М., Шлектарев В.А. и др., Поверхность. №2 (2007) (в печати).
- [9] Korneev V.N., Shlektarev V.A., Zabelin A.V. et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A (2007) doi:10.1016 (Article in Press).
- [10] Вазина А.А., Железная Л.А., Матюшин А.М. и др. Биофизика, т. XXIV, 3, 495 (1979).
- [11] Корнеев В.Н., Герасимов В.С. А.с. №883725 (СССР), БИ №43, 8 (1981).
- [12] Корнеев В.Н., Шамаров А.М., Герасимов В.С. и др. А.с. №1521134 (СССР), Б.И. №41, 7 (1989).
- [13] Корнеев В.Н. А.с. № 915098 (СССР), БИ №11, 5 (1982).
- [14] Корнеев В.Н. А.с. №1073803 (СССР), БИ №6, 7 (1984).
- [15] Gerasimov V.S, Korneev V.N, Kulipanov G.N. et al. Nucl. Instr. and Meth. A 405, 525 (1998).
- [16] Aksirov A.M, Gerasimov V.S, Kondratyev V.I. et al. Nucl. Instr. And Meth. A 470, 380 (2001).
- [17] Корнеев В.Н., Герасимов В.С. А.с. №1245969 (СССР), Б.И. №27, 5 (1986).
- [18] Корнеев В.Н., Герасимов В.С. А.с. №1327717 (СССР), Б.И. №28, 6 (1987).
- [19] Aulchenko V.M., Bukin M.A., Velikzhanin Yu.S. et. al. Nucl. Instr. Meth. A405, 269 (1998).
- [20] Korneev V.N, Sergienko P.M, Matyushin A.M. et al. Nucl. Instr. And Meth. A 543, 368 (2005).
- [21] Корнеев В.Н., Сергиенко П.М., Шамаров А.М. А.с. №1245970 (СССР), Б.И. №27, 6 (1986).
- [22] Корнеев В.Н., Афанасьев В.Н., Печатников В.А. А.с. №1716401 (SU), Б.И., №8, 12 (1992).
- [23] Aul'chenko V.M., Bukin M.A., Vazina A.A. et al. Nucl. Instr. and Meth. A 543, 143 (2005).

Детекторы изображений в МР и ВУФ диапазонах спектра на основе полупроводниковых матриц.

С.В. Кузин, Перцов А.А., Шестов С.В.

Физический ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, E-mail kuzin@sci.lebedev.ru

В настоящее время для регистрации изображений в мягком рентгеновском и вакуумном ультрафиолетовом диапазонах спектра (1-1000 А) широко применяются двухкоординатные детекторы на основе ПЗС (CCD) и CMOS матриц. Область их применения постоянно расширяется: синхротронные и космические исследования, контроль технологических процессов *in situ* и пр. Их основными преимуществами по сравнению со специальными пленками являются высокая чувствительность и оперативность работы. К их ограничениям следует отнести конечное число элементов разрешения, сравнительно небольшие линейные размеры и накапливаемые под действием МР и ВУФ излучения радиационные повреждения. В обзоре представлены различные современные типы детекторов: на основе back-side CCD, с прямой регистрацией излучения (front-side), с использованием сцинтилляционных и микроканальных конверторов излучения. Обсуждаются перспективные детекторы на основе APS и BOLD технологий.

Основные свойства детекторов изображений
Технологический прорыв в производстве кремниевых полупроводниковых приборов в 80-х годах прошлого века инициировал широкое применение двухкоординатных полупроводниковых детекторов изображений. В это время появились первые промышленные приборы с зарядовой связью ПЗС-матрицы (CCD). Уже через несколько лет они стали применяться для регистрации изображений в рентгеновском и вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазонах спектров [1,2].

Быстрое внедрение ПЗС-матриц в лабораторную и промышленную практику было обусловлено, в первую очередь оперативностью получения цифровых изображений, возможностью создавать компьютерные архивы и обрабатывать массивы большие информации. Особенно актуальным это оказалось для космических исследований, где, помимо указанных выше качеств важным преимуществом оказались небольшие размеры и вес и высокая надежность детекторов на основе ПЗС-матриц [3].

ПЗС- или CMOS- матрица представляет из себя кристалл кремния с нанесенной на его поверхность системой электродов, предназначенных для удержания заряда во время его накопления (экспозиции) и переноса во время считывания.

В настоящее время выпускаются ПЗС-матрицы с ячейками размером от 6 до 40 мкм (у CMOS до

2 мкм), как квадратными, так и прямоугольными, с числом ячеек до 16 млн. При этом контраст между двумя соседними ячейками составляет 70-80%. Для увеличения площади и информативности детекторов используются композитные системы, составленные из нескольких ПЗС-матриц, наклеенных на одну подложку с минимальными зазорами между ними.

Основными свойствами двухкоординатных детекторов рентгеновского и ВУФ излучения являются:

- спектральная квантовая эффективность
- степень блокирования излучения видимого и ИК диапазона
- динамический диапазон
- количество разрядов оцифровки
- уровень собственных шумов
- число элементов разрешения
- размер элемента разрешения
- радиационная стойкость к излучению рабочего диапазона
- временное разрешение

Рассмотрим общие для всех типов приемников свойства.

Шум ПЗС- CMOS -или матрицы складывается из двух основных шумов тепловой шум ячейки и шум считывания. Первый шум зависит от качества кристалла кремния матрицы, температуры и размера ячейки. В детекторах, оснащенных электроохлаждильниками Пелтье, он не превышает нескольких электронов в секунду при комнатной рабочей температуре. В случае охлаждения кристалла до температуры жидкого азота, шумы падают до сотых электрона в секунду. Шум считывания у качественных ПЗС составляет 1-2 электрона. При этом максимальная величина заряда, который может быть накоплен в ячейке составляет 10^5 - 10^6 электронов. Лучшие приемники на базе таких ПЗС имеют 16 бит оцифровки, хотя более распространены 14-ти битные.

Временное разрешение в детекторах с ПЗС-матрицей, определяется временем считывания накопленного заряда и составляет от десятых долей до нескольких секунд в зависимости от формата и разрядности детектора. Для CMOS детекторов оно может достигать миллисекунд. Увеличение скорости считывания приводит к пропорциональному увеличению шумов считывания. Особенностью ПЗС-матрицы является то, что во время считывания продолжается регистрация непрерывного изображения и появляется

его смаз. Для устранения этого недостатка используют механические затворы, электронные затворы, в случае использования в детекторе электронного усилителя изображения или микроканальной пластины (МКП). Также широко применяются ПЗС-матрицы, состоящие из двух одинаковых по формату секций - в одной из них производится накопление заряда, а из другой его считывания. В таких детекторах смаз определяется временем переноса заряда из секции накопления в секцию считывания, которое составляет несколько миллисекунд.

По типу детекторы разделяются на детекторы с прямой регистрацией рентгеновского и ВУФ излучения в ПЗС- или CMOS-матрице или с предварительной его конвертацией в электроны или видимое излучение.

Детекторы с прямой регистрацией рентгеновского и ВУФ излучения

Существует два основных класса ПЗС-матриц.

У широко применяющихся, например в видео- и фотокамерах, стандартных или front-side ПЗС, электроды расположены со стороны падения регистрируемого излучения. Это приводит к уменьшению физического размера регистрирующей площади за счет затенения светочувствительной поверхности электродами. Светочувствительные окна закрыты технологическими слоями оксидов и нитридов кремния толщиной до нескольких десятых микрометров, что ограничивает использование этих детекторов в ВУФ области спектра.

В коротковолновой области спектра детекторы этого типа были с успехом использованы в космическом эксперименте СПИРИТ на орбитальной станции КОРОНАС-Ф для регистрации солнечных изображений в диапазоне 0.84 нм [4] и в экспериментальных установках с рентгеновскими трубками в качестве источника излучения [5,6].

Для регистрации ВУФ излучения с помощью относительно дешевых front-side ПЗС совместно с НПО Электрон были разработаны и исследованы детекторы на базе ПЗС-матриц с крупной ячейкой (27x27мкм), в которых с поверхности светочувствительных окон были удалены защитные и технологические слои [7].

Основным ограничением front-side ПЗС-матриц в качестве детекторов прямой регистрации является их невысокая радиационная стойкость, т.к., по всей видимости, рентгеновское и ВУФ излучение повреждает полупроводниковую структуру электродов, что приводит к снижению эффективности переноса заряда при считывании. У испытанных нами детекторов на базе front-side ПЗС резкое снижение их характеристик наблюдалось при накоплении радиационной дозы в 10^6 рад на рабочих длинах волн.

Вторым типом детекторов являются так называемые back-side ПЗС. У ПЗС этого типа система электродов расположена на обратной стороне по отношению к падающему излучению. А на регистрирующей (back-side) стороне отсутствуют,

как правило, какие-либо покрытия. Для получения максимальной эффективности регистрации после нанесения системы электродов кристаллы ПЗС утончаются до 70 мкм, что делает их производство гораздо более дорогостоящим. Приборы этого типа в настоящее время наиболее широко используются регистрации ВУФ излучения, так как имеют большую квантовую эффективность в ВУФ диапазоне спектра [8,9]. Необходимо отметить, что вследствие небольшой глубины проникновения ВУФ излучения в кремний, структура электродов практически не повреждается, и радиационные повреждения несут в этом случае характер пониженной чувствительности. Однако радиационная доза, вызывающая эти повреждения весьма значительна более 10^9 рад [10].

Другой тип полупроводниковых приборов, который в последние 10 лет составил конкуренцию ПЗС-матрицам - CMOS (КМОП - комплементарные металл-оксидные полупроводники) матрицы. Их широкое применение связано в первую очередь низкой ценой, т.к. технология производства близка к технологии производства компьютерной памяти. Кроме того, совместимость технологии позволяет размещать на одном кристалле CMOS и его контроллер. Из других достоинств необходимо отметить возможность считывания произвольной области, что обусловлено наличием выходного усиливающего каскада в каждой ячейке. По этой же причине, они обладают значительно меньшей (30°) чувствительностью вследствие затенения чувствительного окна структурами усилителя.

Для регистрации рентгеновского и ВУФ излучений в последнее время предполагается использовать разработанный на базе CMOS технологии детекторы APS (active pixel size). Считается, что они обладают значительно большей радиационной стойкостью по сравнению с ПЗС-матрицами, и могут с успехом применяться для регистрации частиц высоких энергий [11]. APS детекторы для ВУФ диапазона спектра разрабатывались в рамках европейского космического проекта S AP/PROBA [12], однако они показали весьма низкую эффективность регистрации в диапазоне 17-30 нм.

Общими ограничениями в использовании обоих типов ПЗС- и CMOS-матриц для прямой регистрации рентгеновского и ВУФ излучения являются: небольшие размеры чувствительной области (несколько квадратных сантиметров), предельное разрешение (до 5 мкм), накапливаемые радиационные повреждения и высокая чувствительность в видимому и ближнему ИК излучению.

Для уменьшения последнего из перечисленных недостатков по программе Европейского Космического Агентства разрабатывается солнечно-слепой детектор по CMOS технологии (BOLD-Blind to the optical Light Detector). В настоящее время разрабатываются детекторы этого типа на подложках из алмаза и AlGaN [13]. Сообщается,

что детекторы этого типа будут иметь высокую радиационную стойкость.

Детекторы с конвертацией рентгеновского и ВУФ излучения

В настоящее время существуют 2 типа детекторов с конвертацией рабочего излучения: использующие в качестве конверторов люминесцентные экраны и фотокатоды с внешним фотоэффектом. Детекторы с люминесцентным экраном используются в основном для регистрации коротковолнового рентгеновского излучения, где они имеют наибольшую эффективность регистрации по сравнению другими рассмотренными в настоящей статье детекторами. В детекторах этого типа конвертация рентгеновского и ВУФ излучения происходит в видимое или ближнее ИК, что соответствует максимуму чувствительности ПЗС-матрицы. При этом параметры люминесцентного экрана – состав, размер фракции и толщина люминофора, могут быть оптимизированы под рабочее излучение. Основными ограничениями в применениях люминесцентных экранов являются ухудшение разрешения вследствие рассеяния оптического излучения в люминофоре и большие светопотери при переносе оптического изображения на матрицу. Для повышения эффективности регистрации используются детекторы с промежуточным усилением оптического изображения электронно-оптическими усилителями изображения [14] или с люминесцентным экраном, нанесенным на поверхность ПЗС [15] или на волоконно-оптическую шайбу, приклеенную к поверхности ПЗС. Этот тип детекторов также нуждается в фильтрации видимого и ИК излучения. Тем не менее, принципиальными достоинствами детекторов с люминесцентными экранами является возможность получить субмикронное разрешение, возможность регистрировать изображения на больших площадях, чем размер полупроводникового детектора, и иметь регистрирующую поверхность произвольной формы. Эти детекторы имеют высокую радиационную стойкость, т.к. люминофоры практически не повреждаются рентгеновским и В УФ излучением, и сильно ослабляют или полностью поглощают, с учетом системы оптического переноса, рабочее излучение.

В детекторах с использованием фотокатодов конвертация рентгеновского и ВУФ излучения происходит в электроны, которые затем усиливаются и регистрируются непосредственно ПЗС или CMOS, или конвертируются в видимое люминесцентным экраном. Как правило, фотокатод наносится на поверхность микроканальной пластины (МКП), которая является так же усиливающим элементом детектора. Эффективность фотокатода сильно зависит от материала и области спектра и достигает для ВУФ области 30%. В коротковолновой области спектра эффективность регистрации этих приемников резко падает. Важным преимуществом детекторов этого типа является возможность регистрировать практически каждый фотоэлектрон вследствие боль-

шого коэффициента усиления МКП. Большинство применяемых фотокатодов имеют красную границу фотоэффекта в УФ области спектра, что сильно снижает чувствительность детекторов на их основе к видимому и ИК излучению. К достоинствам детекторов с МКП можно отнести возможность регистрации быстропротекающих процессов, за счет реализации сверхкоротких, меньше микросекунды, выдержек. Ограничением этого типа детекторов является сравнительно низкое число элементов разрешения, определяемое количеством каналов МКП, высокие требования к вакууму в рабочей установке.

Главным ограничением детекторов с конвертацией рентгеновского излучения является меньшая эффективность регистрации и снижение количества элементов разрешения по сравнению с детекторами с прямой регистрацией на ПЗС-матрицу.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 05-02-17415

- [1]. Bosiers. J. T., Saks N. S., McCarthy D., et al., *Ultraviolet Technology*, R. E. Huffman, ed., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1986, 687, p. 126.
- [2]. Stern R. A., Catura R. C., Kimble R. et al., "Ultraviolet and extreme ultraviolet response of charge-coupled-device detectors," *Opt. Eng.*, 1987, 26, p. 875.
- [3]. Житник И.А. и др., *Труды ФИАН*, 1989, т. 195, с. 19
- [4]. Zhitnik I.A., Bougaenko O.I., Delaboudiniere J.-P. et al., Proc. Solar Variability: From Core To Outer Frontiers, ESA SP-506, Praha, 2002, v. 2, p. 915.
- [5]. Andreev A.V., Asadchikov V.E., Buzmakov A.V. et al., *JETP Letters*, 2007, Vol. 85, No. 1, p. 98.
- [6]. Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Ключенков Е.Б. и др., *Поверхность*, 2007, в печати
- [7]. С.В. Кузин, А.А. Перцов, А.П. Шевелько, С.В. Шестов, О.Ф. Якушев. *Материалы симпозиума Нанопизика и наноэлектроника*. Н. Новгород, 25-29 марта 2005 г., том 2, стр. 483
- [8]. Blouke, Stern R. A., Shing L. et al., *App. Opt.*, 1994, Vol. 33, No. 13, p. 2521
- [9]. Sakao T., Kano R., Hara H. et al., *SPIE*, 2004, Vol. 5487, p. 1199
- [10]. С.В. Зуев, С.В. Кузин, С.В. Шестов и др., *настоящий сборник*
- [11]. Bonanno, G.; Belluso, M.; Cosentino, R.; Scuderi, S. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 2003, v.74, p.800
- [12]. Defise, J.-M.; Berghmans, D.; Hochedez, J.-F., *Proceedings of the SPIE*, 2004, Vol. 5171, pp. 143.
- [13]. Hochedez, J.-F. E.; Schuehle, U.H.; Pau, J. L. *Proceedings of the SPIE*, 2003, Vol. 4853, p. 419
- [14]. Mikerov V.I., Zhitnik I.A., Korneev V.V., et al., *Journal of Moscow Physical Society*, 1992, v. 2, p. 181
- [15]. Golub, L.; Bookbinder, J.; Deluca, E. et al., *Physics of Plasmas*, 1999, Vol. 6, Issue 5, p. 2205.

Квантовое моделирование полевых нанотранзисторов

В.В.Вьюрков, В.Ф.Лукичев, А.А.Орликовский

Физико-технологический институт РАН, Москва, 117218 Россия

Ближайшее будущее кремниевой технологии связано с внедрением полевых транзисторов на подложке «кремний на изоляторе» с тонким (1-5нм) слоем кремния. При нанометровых размерах квантовые эффекты существенным образом влияют на работу транзисторов.

Нами разработан квантовый метод моделирования полевых нанотранзисторов. Метод основан на вычислении коэффициентов прохождения электронов из контакта истока в контакт стока путем решения уравнения Шредингера с учетом распределения электрического поля в канале транзистора. Для обеспечения устойчивости решения уравнения Шредингера используется разложение волновой функции электронов в канале по конечному числу поперечных мод. Для расчета самосогласованного поля используется уравнение Пуассона.

Отличительная особенность нашей модели основана на наличии высокого потенциального барьера вблизи контактов истока и стока, который возникает из-за натекания носителей в нелегированный канал транзистора из сильнолегированных областей контактов истока и стока. Большая часть частиц (волн) отражается от этого барьера и возвращается в контакт. Эти частицы находятся в равновесии с резервуаром, поэтому они могут быть учтены путем совместного решения уравнения Пуассона с функцией распределения Ферми-Дирака. Нет необходимости для них решать динамические уравнения. Именно эти частицы в основном определяют форму и высоту барьера и, следовательно, ток транзистора. Решение динамического уравнения (в данном случае уравнения Шредингера) используется только для описания частиц, которые перелетают над барьером в канал транзистора и дают вклад в ток. Поскольку их доля невелика по сравнению с концентрацией в контактах, их функцию распределения также можно считать равновесной по отношению к соответствующему резервуару (контакту). Предлагаемый прием обеспечивает сходимость процедуры совместного решения уравнения Шредингера и Пуассона, а также позволяет значительно (в 10-100) раз ускорить программу моделирования.

Создана программа квантового моделирования нанотранзисторов на основе разработанного метода. Основным назначением программы моделирования является выяснение влияния поперечного квантования в канале транзистора, а также квантовомеханического отражения и интерференции на самосогласованном потенциале и случайных примесных центрах в канале на характеристики транзистора.

Металлическая температурная зависимость проводимости в асимметричных квантовых ямах p-InGaAs

А.В.Германенко¹, Г.М. Миньков^{1,2}, О.Э.Рут¹, А.А.Шерстобитов^{1,2},
Б.Н.Звонков³

¹ГОУ ВПО Уральский государственный университет им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

³НИФТИ, НГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

e-mail: Alexander.Germanenko@usu.ru

Как известно, двумерный газ невзаимодействующих электронов (дырок) должен обладать диэлектрическим типом проводимости – его проводимость должна падать с понижением температуры, стремясь к нулю при $T \rightarrow 0$ (то есть $d\sigma/dT > 0$). Именно такое поведение демонстрирует большинство реальных двумерных систем с малым значением газового параметра $r_s = \sqrt{2}/k_F a_B$, характеризующего силу электрон-электронного (e-e) или дырочно-дырочного (h-h) взаимодействия (где k_F и a_B – фермиевский квазиимпульс и боровский радиус, соответственно). Однако, в системах с сильным e-e (h-h) взаимодействием ($r_s \gg 1$) поведение проводимости при изменении температуры, как правило, носит металлический характер, что часто объясняется баллистическим вкладом квантовой поправки, вызванной e-e (h-h) взаимодействием [1,2].

С другой стороны, существует механизм, который, в принципе, может приводить к металлической температурной зависимости проводимости в системе слабо взаимодействующих электронов (дырок) [3-5]. Это – слабая антилокализация. Как известно, при наличии спиновой релаксации, интерференционная квантовая поправка имеет вид:

$$\delta\sigma^{\text{int}} = -\frac{1}{2} \ln \frac{\tau}{\tau_\phi} + \ln \left(\frac{\tau}{\tau_\phi} + \frac{\tau}{\tau_s} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\tau}{\tau_\phi} + \frac{2\tau}{\tau_s} \right),$$

где проводимость измеряется в единицах $G_0 = e^2/2\pi^2\hbar$, τ – транспортное время релаксации импульса, τ_ϕ и τ_s – времена фазовой и спиновой релаксации. Легко показать, что знак производной $d\delta\sigma^{\text{int}}/dT$ зависит от соотношения времен τ_ϕ и τ_s . При $\tau_\phi \gg \tau_s$ интерференционная поправка равна

$$\delta\sigma^{\text{int}} = \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau}. \quad (1)$$

Поскольку в двумерных системах релаксация фазы при низких температурах контролируется неупругостью межчастичного взаимодействия (и поэтому $\tau_\phi \sim T^{-1}$), то знак $d\delta\sigma^{\text{int}}/dT$ в этом случае будет отрицательным, что соответству-

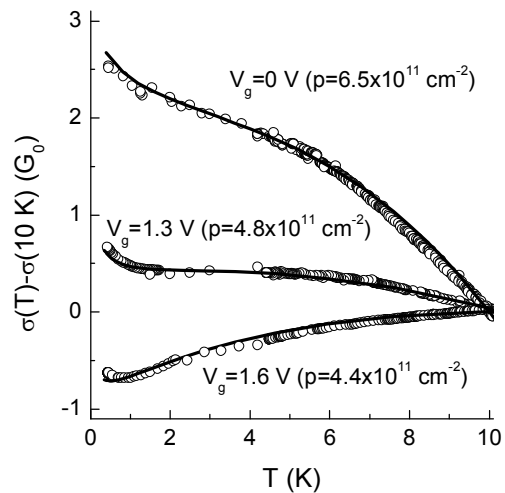


Рис.1. Температурная зависимость проводимости, измеренная при разной концентрации дырок. Символы – эксперимент, линии – результат расчета, описанного в тексте

ет металлическому поведению системы.

В данной работе мы экспериментально показываем, что при наличии в двумерной системе спиновой релаксации, скорость которой превосходит скорость фазовой релаксации, металлический ход низкотемпературной зависимости проводимости действительно может наблюдаться в системах со сравнительно слабым межчастичным взаимодействием.

В работе представлены результаты исследования электропроводности двумерного дырочного газа в одиночных квантовых ямах GaAs/InGaAs/GaAs. Относительно высокая скорость спиновой релаксации была обеспечена большой величиной эффекта Бычкова-Рашбы, что, в свою очередь, было обеспечено асимметричным легированием гетероструктуры: δ -слой углерода располагался только с одной стороны квантовой ямы в наружном барьере на расстоянии примерно 7 нм от внешней стенки квантовой ямы. Концентрация дырок в яме изменялась в диапазоне от $4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при помощи изменения напряжения на полевом электроде.

Температурная зависимость проводимости, измеренная при различных концентрациях дырок, приведена на Рис.1. Видно, что ход температурной зависимости проводимости зависит от концентрации дырок – она имеет металлический характер при больших значениях p и в основном диэлектрический – при малых. Чтобы понять причину такого поведения, были исследованы зависимости сопротивления от магнитного поля. Магнитопроводимость $\Delta\sigma(B) = \rho_{xx}^{-1}(B) - \rho_{xx}^{-1}(0)$, измеренная для $V_g = 1.3$ V, показана на Рис.2(a). В слабых полях хорошо виден антилокализационный минимум, глубина которого уменьшается с ростом температуры. Как показано в [6], основным механизмом спиновой релаксации в таких системах является механизм Дьяконова-Переля, а основным механизмом спин-орбитального расщепления спектра является эффект Бычкова-Рашбы, который в напряженных квантовых ямах р-типа является кубическим по квазиимпульсу. В этом случае времена спиновой (τ_S) и фазовой (τ_ϕ) релаксации могут быть экспериментально определены из сравнения экспериментальных кривых магнитопроводимости с теоретическими кривыми, рассчитанными по формуле Хиками-Ларкина-Нагаоки (ХЛН) [7] (Рис. 2(a)).

Экспериментальные температурные зависимости τ_S и τ_ϕ , полученные описанным

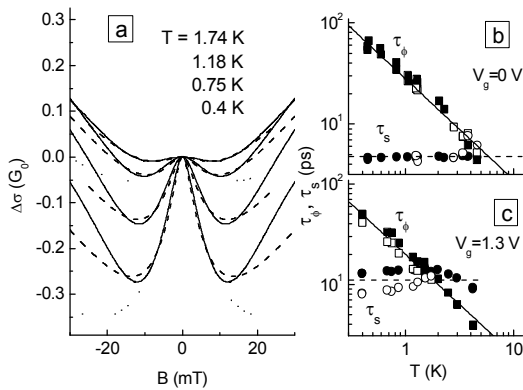


Рис. 2. (a) – Магнитопроводимость, измеренная для $V_g = 1.3$ V при разных температурах. Сплошные линии – экспериментальные результаты. Штриховые и пунктирные линии – результат подгонки формулой ХЛН, проведенной в разных диапазонах магнитных полей: соответственно $B < 0.2B_{tr}$ и $B < 0.1B_{tr}$. (b) и (c) – Температурные зависимости τ_S и τ_ϕ для двух значений V_g . Разные символы относятся к результатам полученным из подгонки в разных диапазонах магнитных полей. Линиями показаны интерполирующие зависимости, использованные при расчете температурной зависимости проводимости, показанной на Рис. 1 и 3.

способом для двух значений V_g , показаны на Рис. 2(b) и 2(c). Видно, что поведение τ_S и τ_ϕ является разумным. Зависимость $\tau_\phi(T)$ близка к T^{-1} , что является типичным для двумерных систем при низкой температуре, когда основным механизмом релаксации фазы является неупругость h-h взаимодействия. Величина τ_S практически не зависит от температуры, как и должно быть в случае сильного вырождения газа носителей заряда. Как хорошо видно, время спиновой релаксации при низких температурах существенно короче времени фазовой релаксации, что должно приводить к металлическому поведению интерференционной квантовой поправки. Сказанное подтверждается расчетами, результаты которых приведены на Рис. 3 штриховыми линиями (при расчетах использовались интерполирующие зависимости $\tau_S(T)$ и $\tau_\phi(T)$, показанные линиями на Рис.2(b) и 2(c)). Как видно из Рис.3, описывая $\sigma(T)$ при $T < 1-3$ K, этот механизм не может объяснить экспериментальные результаты во всем диапазоне температур.

Другим механизмом, влияющим на поведение $\sigma(T)$, является квантовая поправка к проводимости, связанная с h-h взаимодействием. Условно эта поправка может быть разделена на баллистическую и диффузионную части:

$$\delta\sigma^{hh}(T) = \delta\sigma_b^{hh}(T) + \delta\sigma_d^{hh}(T),$$

$$\delta\sigma_b^{hh}(T) = 2\pi T\tau \left[1 - \frac{3}{8}f(T\tau) + \frac{3\tilde{F}_0^\sigma}{1 + \tilde{F}_0^\sigma} \left(1 - \frac{3}{8}t(T\tau, \tilde{F}_0^\sigma) \right) \right]$$

$$\delta\sigma_d^{hh}(T) = - \left[1 + 3 \left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma} \right) \right] \ln \frac{1}{T\tau}, \quad (2)$$

где функции $f(T\tau)$ и $t(T\tau, \tilde{F}_0^\sigma)$ определены в работе [1]. Ферми-жидкостные константы F_0^σ и \tilde{F}_0^σ для аналогичных систем были найдены в [8]. Результаты расчета для диффузионного и баллистического вкладов показаны на Рис. 3 пунктирными и штрихпунктирными линиями.

Как видно, зависимость $\delta\sigma_d^{hh}(T)$ имеет диэлектрический характер, тогда как $\delta\sigma_b^{hh}(T)$ – металлический. Тонкими сплошными линиями на этих рисунках показаны теоретические зависимости, рассчитанные с учетом обеих поправок: $\sigma(T) = \sigma_0 + \delta\sigma^{int}(T) + \delta\sigma^{hh}(T)$. Таким образом, учет квантовых поправок позволяет описать экспериментальную температурную зависимость проводимости вплоть до температур $T \approx 4-6$ K.

Наконец, относительно сильное падение проводимости, наблюдаемое при $T > 4-6$ К, может быть объяснено рассеянием на фононах, которое в пьезоэлектрических кристаллах может давать заметный на таком уровне вклад даже при гелиевых температурах [9]. В расчетах вклад фоновонного рассеяния был учтен стандартным образом: предполагалось, что фононы дают аддитивный вклад в классическую вероятность рассеяния импульса. В этом случае друдевская проводимость становится зависящей от температуры и может быть найдена как

$$\sigma_0^{ph} = \frac{e^2 n}{m} \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{ph}} \right)^{-1},$$

где $1/\tau$ и $1/\tau^{ph}$ - вероятности рассеяния квазиимпульса на ионизованной примеси и на фононах, соответственно. Величина τ^{ph} была рассчитана в [9], где она была представлена в форме $\tau_{ph}(T) = a(T_0/T)^3 [1 + b(T/T_0)^2]$, где T_0 - величина, зависящая от энергии Ферми E_F и поперечной скорости звука S_t : $T_0 = \sqrt{2mE_F S_t^2}$. Константы a и b зависят от параметров двумерного газа и были рассчитаны в соответствии с [9] при $m = 0.16m_0$. Как видно из Рис. 3, зависимость $\sigma_0^{ph}(T)$ действительно имеет сравнительно резкое падение при высоких температурах ($T > 4-6$ К), связанное с фоновонным вкладом в рассеяние.

Общая температурная зависимость, рассчитанная с учетом всех рассмотренных механизмов - интерференционных поправок двух типов и фоновонного рассеяния - показана на Рис. 1 и 3. Видно, что учет всех трех механизмов позволяет хорошо описать поведение проводимости во всем температурном диапазоне.

Таким образом, исследования металлического поведения проводимости при изменении температуры в дырочном двумерном газе с сильным спин-орбитальным взаимодействием показали, что не существует одного универсального механизма, отвечающего за такое поведение $\sigma(T)$. Есть три физически различных механизма, каждый из которых наиболее эффективен в своем температурном диапазоне. При низких температурах ($T < 1.5$ К) преобладает интерференционная квантовая поправка, приводящая к слабой антилокализации. В области промежуточных температур ($T \approx 1.5-4$ К) основным механизмом, определяющим температурную зависимость проводимости, является поправка, связанная с h-h взаимодействием. Наконец, при $T > 4-6$ К эффективным становится рассеяние на фононах.

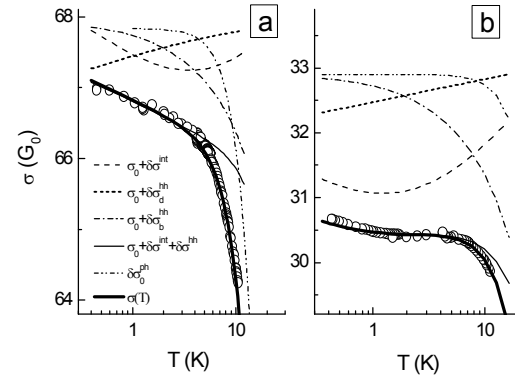


Рис. 3. Зависимости $\sigma(T)$ для $V_g=0$ V(a) и 1.3 V(b). Символы - экспериментальные данные, кривые - результаты расчета для разных механизмов.

Обсудим в заключение ожидаемое поведение проводимости в области сверхнизких температур. Как следует из нашего рассмотрения, оно должно определяться конкурирующим действием двух поправок - интерференционной, величина которой дается формулой (1), и диффузионной частью поправки, связанной с h-h взаимодействием (баллистическая часть обращается в ноль при $T \rightarrow 0$). Если пользоваться приведенными выше формулами, то $\sigma(T)$ должна оставаться металлической при $T \rightarrow 0$. Однако, такой прогноз нельзя считать верным. Дело в том, что при низких температурах ($T \ll \tau_s^{-1}$, что для наших образцов соответствует температурам $T \ll 0.4-1.5$ К) формула (2) для $\delta\sigma_d^{hh}(T)$ не является правильной [5]. А именно, триплетный член (второе слагаемое в квадратных скобках) при таких температурах должен обнулиться, и поведение $\sigma(T)$ должно описываться законом $\sigma(T) \sim 1/2 \ln T \tau$, то есть оно должно вновь стать диэлектрическим. Насколько справедливы эти предсказания, должны показать эксперименты при сверхнизких температурах.

Работа поддержана грантами РФФИ № 07-02-00528, 06-02-16292 и CRDF № Y1-P-05-11.

- [1] Zala, G., Narozhny, B. N. and Aleiner, I. L., Phys. Rev. B **64**, 214204 (2001).
- [2] Gornyi, I. V. and Mirlin, A. D., Phys. Rev. Lett. **90**, 076801 (2003); Phys. Rev. B **69**, 045313 (2004).
- [3] Skvortsov, M. A., Письма ЖЭТФ **67**, 118 (1998).
- [4] Lyanda-Geller, Y., Phys. Rev. Lett. **80**, 4273 (1998).
- [5] Gornyi, I. V., Dmitriev, A. P. and Kachorovskii, V. Yu., Письма ЖЭТФ **68**, 314 (1998).
- [6] Minkov, G. M., Sherstobitov, A. A., Germanenko, A. V., Rut, O. E., Larionova, V. A. and Zvonkov, B. N., Phys. Rev. B **71**, 165312 (2005).
- [7] Hikami, S., Larkin, A. I. and Nagaoka, Y., Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
- [8] Minkov, G. M., Sherstobitov, A. A., Germanenko, A. V., Rut, O. E., Larionova, V. A. and Zvonkov, B. N., Phys. Rev. B **72**, 165325 (2005).
- [9] Karpus, V., Semicond. Sci. Technol. **5**, 691 (1990).

Phases and strong correlation effects in low-dimensional exciton systems.

Y.E.Loikov

Institute of Spectroscopy, Troitsk, 142190 Moscow region
e-mail: loikov@isan.troitsk.ru

Present status of theory of phases and effects of strong correlations in low-dimensional exciton system is discussed. Comparison of theory with recent experiments on exciton nanooptics is analyzed.

We show using quantum Monte Carlo *ab initio* simulations that indirect excitons which are under experimental study now actually are strong interacting systems. This manifest itself in essential peculiarities in excitation spectra, structure and condensate depletion which we discuss in the talk. In the gas phase the condensate fraction is calculated as function of the density. The collective excitation branch and appearance of roton minima is analyzed. Roton instability and quantum phase transition of exciton system to crystal state controlled by the density of the system is considered.

Generalized local density approximation for Kosterlitz-Thouless crossover of excitons in wide exciton trap is developed.

Properties of exciton polaritons in 2D traps are also analyzed. Influence of magnetic field and random fields on the system is analyzed. Peculiarities of superfluidity of exciton-polariton system in the cavity and Kosterlitz-Thouless transition in the system are discussed. Possible

experiments to study coherent and superfluid properties of the system are discussed.

1. V.B.Timofeev, Usp.Fiz.Nauk, 175,315(2005); A.V.Gorbunov, V.B.Timofeev, JETP lett, 83,178 (2006).
2. O.L.Berman, Yu.E.Loikov, D.W.Snoke, R.D.Coalson, Phys. Rev. B 73, 235352 (2006).
3. Yu.E. Loikov, A.G. Semenov, M. Willander, JETP Lett. 84, 176 (2006).
4. O.L.Berman, Yu.E.Loikov, D.W.Snoke, R.D.Coalson, Physica E:Low-dim.Syst.Nanostr., 34, 268(2006).
5. O.L.Berman, Yu.E.Loikov, D.W.Snoke, phys.stat.sol. (c)3, 3373 (2006).
6. G.E.Astrakharchik, J.Boronat, I.L.Kurbakov, Yu.E.Loikov, Phys.Rev.Lett.(submitted).
7. O.L.Berman, Loikov Yu.E., et.al., Phys. Rev. B, 70, 5310(2004).
8. Yu.E.Loikov, Volkov S.Y., Willander M., JETP Lett., 79, 473 (2004).
9. D.V.Kulakovskii, Yu.E. Loikov, A.V.Chaplik, J. Exp. Theor. Phys. 126, 979(2004).
10. Yu.E.Loikov, Ovchinnikov I.V., et.al., Physica Status Solidi b241, 85 (2004).

Атомно-проекционная параллельная фабрикация наноструктур

В.И.Балыкин¹, П.А.Борисов¹, В.С.Летохов¹, П.Н.Мелентьев¹,
С.Н.Руднев¹, А.П.Черкун¹, А.П.Акименко², П.Ю.Апель², В.А.Скуратов²

¹Институт спектроскопии, Троицк, Московская обл., Россия

²Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия

В настоящее время полупроводниковые приборы микроэлектроники создаются в основном методом оптической литографии. Создание структур с размерами, меньшими 50 нанометров, является сложной, важной и нерешенной технологической задачей. С практической точки зрения, желательным созданием наноструктур с атомной точностью посредством использования атомных образцов. В настоящее время никакой подход не удовлетворяет этим требованиям. Существуют несколько подходов, каждый из которых обладает как достоинствами, так и недостатками. В частности, известны трудности для дальнейшего развития уже апробированных методов. Промышленная оптическая литография имеет дифракционный предел порядка 100 нм; литография пучков заряженных частиц имеет проблемы, связанные с серийным производством структур и значительной ролью кулоновского отталкивания; сканирующие пробные, манипулирующие одиночными атомами, обладают низкой производительностью; самоорганизующаяся фабрикация всё ещё требует лучшего понимания физических процессов.

Нами реализованы следующие методы создания атомных наноструктур [1, 2]:

(1). *Атомная нанофабрикация с помощью лазерного нанополя.* В данном методе атомные (молекулярная) наноструктуры создаются с использованием атомных микролинз, образованных с помощью лазерного нанополя. Идея одиночной атомной микролинзы заключается в следующем. Лазерный свет освещает проводящий экран с отверстием, имеющим диаметр меньше длины волны света. Поле с противоположной стороны экрана состоит из слабо интенсивной бегущей и интенсивной ближневолновой компонент. Ближневолновая компонента является лазерной линзой для атомов, позволяющей сфокусировать атомы в пятно нанометрового размера и, соответственно, создавать

произвольные наноразмерные структуры на напыляемой поверхности.

(2). *Атомная наноперьевая литография.* Наноперьевая литография - это способ построения произвольных структур на поверхности, в точности аналогичный записыванию чернильной линией с помощью перьевой ручки. *Атомное перо*, реализованное в данном работе, представляет собой нанометровое отверстие в экране, на который падает атомный пучок. Атомы, прошедшие через нанодоотверстие, создают на поверхности за экраном нанопятно. Перемещение нанодоотверстия позволяет создать наноструктуры произвольного профиля.

(3). *Атомная камера-обскура.* Данный подход основан на известной идее камеры «обскуры» в световой оптике, который также используется в современной экспериментальной физике в тех случаях, когда создать фокусирующий потенциал затруднительно. В атомной камере «обскуры» [2] атомы, прошедшие через отверстия в маске, распространяясь в вакууме по прямолинейным траекториям подобно световым лучам, поступают на проецирующую структуру. Проецирующая структура представляет собой трековую мембрану, содержащую большое количество ($3 \cdot 10^7$ см²) отверстий с диаметром около 50 нм. Каждое из отверстий является для атомов камерой-обскурой, формирующей своё индивидуальное изображение «объекта» на поверхности подложки, размещённой за трековой мембраной. В результате, на поверхности формируется массив (порядка 10^7) уменьшенных в 10000 раз идентичных изображений «объекта», одна из которых представлена на Рис.1.

1. Balykin, V., Klimov, V., and Letokhov, V. J. Phys. **4**, 1981 (1994).
2. Балыкин В.И., Борисов П.А., Летохов В.С., Мелентьев П.Н., Руднев С.Н., Черкун А.П., Акименко А.П., Апель П.Ю., Скуратов В.А. Письма в ЖЭТФ, **84**, 544 (2006).

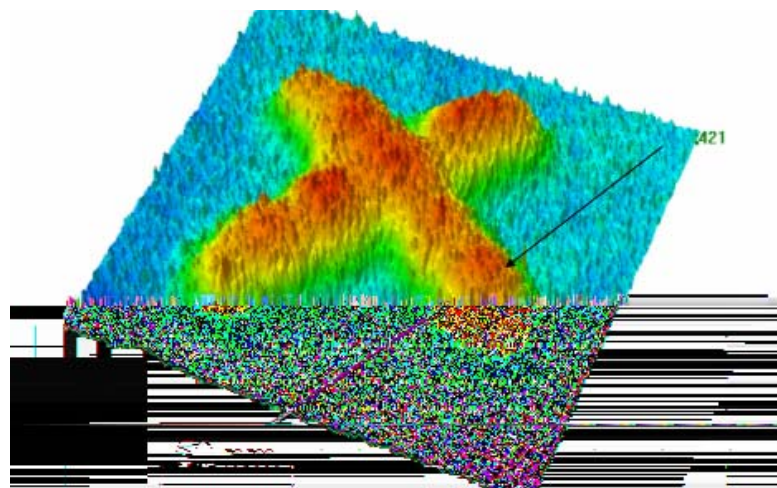


Рис.1. Одна из десяти миллионов идентичных наноструктур.
Изображение получено с помощью атомно- силового микроскопа.

Динамическая локализация и самоиндуцированная прозрачность в двумерной сверхрешетке с неаддитивным законом дисперсии

Ю.Ю.Романова, Ю.А. Романов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н. Новгород, Россия

e-mail: jul@ipm.sci-nnov.ru

1. Введение

Начиная с 70х годов прошлого столетия полупроводниковые сверхрешетки (СР) являются объектом интенсивных как теоретических, так и экспериментальных исследований. Основным интерес к ним обусловлен проявлением в их электрических характеристиках брегговских отражений электрона или точнее процессов переброса на границах минизон Бриллюэна уже в относительно слабых электрических полях ($10^2 \div 10^4$ В/см). Возможность проявления этих процессов в СР обусловлена малостью размеров их минизон Бриллюэна (10^6 - 10^7 см⁻¹). В одномерной СР в статическом поле E_c , направленном вдоль её оси, эти процессы приводят (без учета межминизонного туннелирования) к пространственной локализации электрона и создают достаточно высокочастотные периодические блоховские осцилляции (БО) [1] с блоховской (Ванье-штарковской) частотой $\Omega_c = eE_c d / \hbar$ (e – заряд электрона, d – период СР) и соответствующие ванье-штарковские лестницы его энергетических уровней [2]. Эта, так называемая статическая, локализация электрона возникает в СР с любым законом дисперсии. При этом блоховская частота Ω_c не зависит от закона дисперсии минизоны, а определяется лишь периодом СР и величиной электрического поля в ней. Закон дисперсии проявляется в ангармонизме БО, т.е. в их спектральном составе. Для обычно используемого синусоидального закона дисперсии (приближение сильной связи) БО гармонические. В сильных гармонических во времени полях процессы переброса приводят к новым эффектам в СР: таким как динамическая локализация электронов (ДЛ) [3] и коллапс квазиэнергетических минизон [4], абсолютная отрицательная проводимость (АОП) [5,6], различные виды электромагнитной прозрачности [4,7]. Эти эффекты хорошо изучены в одномерных СР с гармоническим законом дисперсии. В отличие от статической локализации характер ДЛ и даже сам факт ее возникновения сильно зависят от закона дисперсии минизоны, интенсивности и спектрального состава периодического поля [8]. Это относится и к эффектам АОП, и к электродинамическим прозраčnostям [7]. Электрические характеристики двумерных и трехмерных СР с аддитивными законами

дисперсии в отсутствие релаксационного перераспределения энергии и импульса между степенями свободы электрона (РПЭИ) [9,10] (в частности, в обычно используемом τ -приближении) получаются путем простой суперпозиции характеристик одномерных СР.

Как показано в [9,10] РПЭИ существенно меняет электрические характеристики СР. В указанных работах исследования проведены для моделей двумерных и трехмерных СР с аддитивными законами дисперсии электрона. В СР с неаддитивными законами дисперсии степени свободы электрона «замешаны» самим дисперсионным уравнением (точнее сверхрешеточным потенциалом), поэтому их характеристики не могут быть получены из характеристик одномерных СР даже в τ -приближении. Статические ВАХ таких СР исследованы в [11]. В настоящей работе рассмотрены два высокочастотные эффекта: ДЛ – исчезновение нулевой гармоники скорости электрона вне зависимости от ее начального значения, и самоиндуцированная прозрачность (СИП) – одновременное исчезновение всех гармоник тока в условиях редких столкновений ($\omega\tau \gg 1$, τ – характерное время релаксации функции распределения электронов) в двумерной СР с простейшим неаддитивным законом дисперсии электронов.

2. Основные соотношения

Для исследования электронных процессов в двумерной квадратной СР будем использовать одноминизонный неаддитивный закон дисперсии электронов $\varepsilon(\vec{k})$ в виде [11]:

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k_3^2}{2m_3} + \varepsilon(k_1, k_2), \quad (1)$$

$$\varepsilon(k_1, k_2) = \Delta_1 \left\{ 1 - \frac{1}{2} [\cos(k_1 d) + \cos(k_2 d)] \right\} + \Delta_2 \{ 1 - \cos(k_1 d) \cos(k_2 d) \}, \quad (2)$$

где $\hbar k_{1,2}$ – компоненты квазиимпульса электрона вдоль ее кристаллографических осей $x_{1,2}$ соответственно, ось x_3 ортогональна осям СР, d – период СР, Δ_1 – ширины одномерных синусоидальных минизон в направлениях $x_{1,2}$, обусловленные взаимодействием между ближайшими «соседями» в этих направлениях. Неаддитивное слагаемое в (2) учитывает взаимодействие ближайших «соседей» по диагонали квадратной СР, энергия Δ_2

характеризует величину этого взаимодействия. Величина Δ_2 может быть как положительной, так и отрицательной. Примером рассматриваемой СР может быть гетероструктура из регулярно расположенных квантовых нитей в трехмерном кристалле или точек в двумерном квантовом слое. Три характерных вида закона дисперсии (2) с разными значениями отношения Δ_2/Δ_1 приведены на рис.1. Интересно отметить, что при $\Delta_2 > 0.5\Delta_1$ в законе дисперсии появляются 4 дополнительных минимума на границах минизоны Бриллюэна в направлениях $\{11\}$ кроме основного в центре минизоны. Закон дисперсии (2) обладает следующими свойствами. В направлениях кристаллографических осей (обратной СР) он - гармонический, в направлении диагоналей $\{11\}$ - содержит основную и вторую гармоники. В направлении \vec{k} с компонентами $k_2 = (p/q)k_1$, где p и q целые числа, не имеющие общего множителя, энергия периодична с периодом $2\pi/d\sqrt{p^2+q^2}$ и содержит не более четырех гармоник. В остальных направлениях энергия квазипериодична по \vec{k} . Скорость отдельного электрона в СР с законом дисперсии (2) определяется соотношением:

$$\vec{v}(t) = \left\{ v_1^0 \sin(k_1 d) + 2v_2^0 \sin(k_1 d) \cos(k_2 d) \right\} \vec{x}_1 + \left\{ v_1^0 \sin(k_2 d) + 2v_2^0 \sin(k_2 d) \cos(k_1 d) \right\} \vec{x}_2 \quad (3)$$

Здесь $v_{1,2}^0 = \Delta_{1,2} d / 2\hbar$, $k_i(t) = k_i^0 + \frac{e}{\hbar} \int_{t_0}^t E_i(t) dt$,

$i=1,2$, k_i^0 - начальный квазиволновой вектор электрона, а $E_i(t)$ - компоненты электрического поля вдоль главных кристаллографических осей.

Плотность внутрizonного тока в двумерной СР определяется соотношением:

$$\vec{j}(t) = \frac{2e}{(2\pi)^3 \hbar v_0} \int \frac{\partial \varepsilon(\vec{k})}{\partial \vec{k}} f(\vec{k}, t) d^3 k, \quad (4)$$

где $f(\vec{k}, t)$ - неравновесная функция распределения электронов, интегрирование проводится в бесконечных пределах вдоль оси k_3 и в пределах двумерной минизоны Бриллюэна в плоскости (k_1, k_2) . Функцию распределения $f(\vec{k}, t)$ найдем из кинетического уравнения

Больцмана с интегралом столкновений в τ -приближении. Используя его решение и (4), получим общее выражение для внутриминзонного тока в СР с произвольным законом дисперсии электронов в произвольном переменном поле

$$\vec{j}(t) = 2e \int_{V_0} \frac{\partial \varepsilon(\vec{k} + \Delta \vec{k}(t, t_0))}{\partial \vec{k}} \tilde{f}_0(\vec{k}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) + 2e \int_0^{t-t_0} \frac{dt'}{\tau} \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) \int_{V_0} \frac{\partial \varepsilon(\vec{k} + \Delta \vec{k}(t, t-t'))}{\partial \vec{k}} f_0(\vec{k}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}, \quad (5)$$

$$\Delta \vec{k}(t, t') = \frac{e}{\hbar} \int_{t'}^t \vec{E}(t'') dt'',$$

t_0 -момент включения поля, или создания электронов в зоне проводимости, например, фемтосекундным лазером. $f_0(\vec{k})$ и $\tilde{f}_0(\vec{k})$ - равновесная и начальная функции распределения электронов. Для интересующего нас закона дисперсии (2) из (5) получим для установившегося тока следующее выражение:

$$j_i = \frac{ne}{2\hbar} \int \frac{dt'}{\tau} e^{-\frac{t-t'}{\tau}} \left\{ \frac{A_i \Delta_1 d_i}{2} \sin(\Delta k_i(t, t') d_i) + B \Delta_2 d_i \sin(\Delta k_i(t, t') d_i) \sin(\Delta k_j(t, t') d_j) \right\} \quad (7)$$

$$\text{где } A_i = \frac{2}{n v_0} \int \cos(k_i d_i) f_0(\vec{k}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3},$$

$$B = \frac{2}{n v_0} \int \cos(k_1 d) \cos(k_2 d) f_0(\vec{k}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \quad (8)$$

n - концентрация электронов.

3. Локализация электрона и прозрачность в двумерной СР

Рассмотрим сначала поведение электрона в статическом поле. Соответствующие статическая локализация электрона и характер поперечных минизон штарковской лестницы электронных состояний в СР различной размерности подробно исследованы в [12]. Приведем нужные нам результаты.

В двумерной СР с произвольным законом дисперсии в поле \vec{E}_c с компонентами

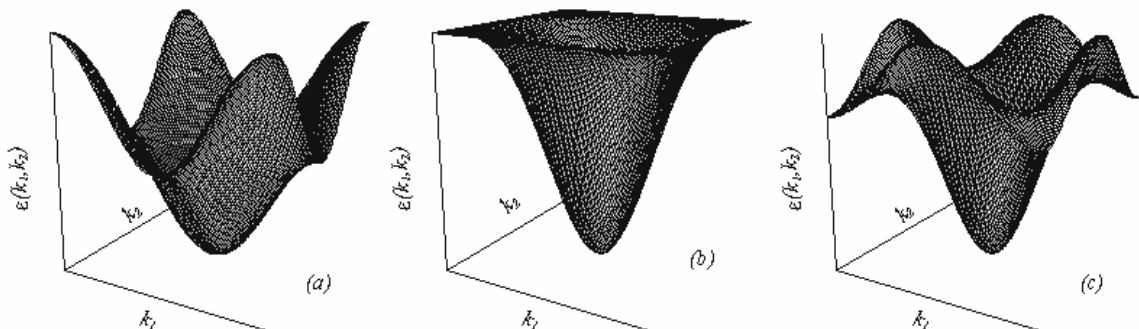


Рис.1. Характерный вид неаддитивного закона дисперсии минизоны: $\Delta_2/\Delta_1 =$ (a)-0; (b)- 0.5; (c) - 1

$E_2 = (p/q)E_1$, где p и q – целые числа, не имеющие общего множителя (для определенности будем считать $q > p > 0$), блоховские осцилляции периодичны с периодом $2\pi q / \Omega_1 = 2\pi p / \Omega_2$. При этом электрон локализован в направлении поля и, в общем случае, делокализован в ортогональном ему направлении. Т.е. возникает одномерная статическая локализация электрона. Если p и q – иррациональные, то БО квазипериодичны, а локализация электрона полная. (В СР с аддитивным законом дисперсии локализация полная, если поле направлено не вдоль кристаллографической оси.) Это свойство – следствие периодичности энергии электрона вдоль соответствующих направлений в квазиимпульсном пространстве СР. Закон дисперсии проявляется в спектральном составе БО. В частности, ширина поперечной минизоны и поперечная делокализация электрона определяются интегралом перекрытия гамильтониана СР между волновыми функциями электронных состояний (функций Ванье) центрированных в μ -той и ν -той ячейках, сдвинутых относительно друг друга на целое число периодов в ортогональном к полю направлении. Этот интеграл равен (с точностью до числового множителя) коэффициенту Фурье-разложения закона дисперсии электрона (ширине соответствующей одномерной парциальной синусоидальной минизоны) [12]. Отсутствие такого слагаемого в законе дисперсии приводит к поперечной локализации электрона.

В СР с рассматриваемым нами законом дисперсии (2) БО описываются, согласно (3), скоростью $v_i(t) = v_i^0 \sin[k_i^0 d + \Omega_i t] + v_2^0 \left\{ \sin[(k_i^0 + k_2^0)d + (\Omega_1 + \Omega_2)t] + \sin[(k_i^0 - k_2^0)d + (\Omega_i - \Omega_j)t] \right\}$, $i, j = 1, 2, j \neq i$.

Спектральный состав осцилляций зависит от направления поля при заданной его величине. В общем случае они содержат не более четырех частот: две основные $\Omega_i = eE_i d_i / \hbar$ и две комбинационные $\Omega_1 \pm \Omega_2$. В частности, если электрическое поле направлено вдоль кристаллографической оси СР, то БО содержат частоту Ω в продольных колебаниях и Ω и нулевую – в ортогональных; если вдоль диагонали, то основную $\Omega_1 = \Omega_2$ и ее вторую гармонику в продольных колебаниях и основную и нулевую – в ортогональных. Только для этих двух направлений поля в СР с законом дисперсии (2) локализация электрона одномерная, для остальных – полная. В случае несоизмеримых блоховских частот $\Omega_{1,2}$ колебания электрона квазипериодичны даже в направлениях кристаллографических осей, в отличие от СР с аддитивным законом дисперсии, где они в каждом из этих направлений всегда периодичны.

Из вышесказанного следует, в двумерной СР с произвольным законом дисперсии в периодическом меандроподобном электрическом поле (периодическая последовательность знакопеременных прямоугольных импульсов) с амплитудами компонент $E_2 = (p/q)E_1$ и периодом $T_n = 4\pi q / \Omega_1 = 4\pi p / \Omega_2$ ($n, p, q = 1, 2, \dots$) возникает ДЛ, т.к. в этом поле в течение каждого полупериода (когда оно постоянно) электрон совершает целое число блоховских осцилляций. Размерность ДЛ такая же как и у статической локализации в соответствующем поле.

Рассмотрим теперь поведение СР в гармоническом эллиптически поляризованном электрическом поле вида:

$$\vec{E}(t) = \vec{x}_1 E_1 \cos(\alpha t) + \vec{x}_2 E_2 \cos(\alpha t - \delta), \quad (9)$$

δ -сдвиг фаз между ортогональными компонентами поля. При $\delta = 0, \pi$ поле линейно поляризовано, при $\delta = \pm\pi/2$ и $E_1 = E_2$ – циркулярно. Скорость электрона может быть определена подстановкой (9) в (3) (выражение для неё приводить не будем в силу его громоздкости). Спектр колебаний содержит только гармоники основной частоты, амплитуды которых определяются начальными условиями, законом дисперсии и амплитудой поля. Таким образом, колебания электрона в гармоническом поле (в отличие от статического) всегда периодические, хотя и многочастотные.

Одномерные ДЛ и СИП в направлении i -той оси СР в поле (9) определяются уравнениями $J_0(g_i) = 0$, (10)

$$J_0\left(\sqrt{g_1^2 + g_2^2 \pm 2g_1 g_2 \cos(\delta)}\right) = 0 \quad (11)$$

Легко видеть, что двумерные ДЛ и СИП в поле (9) не возникают. Они возможны лишь в направлении кристаллографических осей при дискретных значениях амплитуд и сдвига фаз δ . Если гармоническое поле линейно поляризовано и направлено вдоль одной из осей двумерной СР, то, как и в одномерной СР, условием ДЛ и СИП является равенство безразмерной амплитуды поля $g_i = eE_i d_i / \hbar \omega$ нулям функции Бесселя: $J_0(g_i) = 0$. Каждый электрон имеет ненулевую скорость в ортогональном полю направлении, т.е. ДЛ одномерная, но макроскопический поперечный ток в СР не возникает из-за симметрии закона дисперсии (1) и равновесной функции распределения. При других направлениях линейно поляризованного гармонического поля ДЛ и СИП, даже одномерные, не возникают. На рис.2 приведены значения амплитуды E_2 и фазы δ эллиптически поляризованного поля при $g_1 \approx 2.41$, в котором возникают ДЛ и СИП в направлении оси x_1 . Возможны три случая, в которых СИП (и ДЛ) будут полными. Рассмотрим их ниже.

Несоизмеримые частоты. Рассмотрим СР, помещенную в бигармоническое поле произвольной направленности.

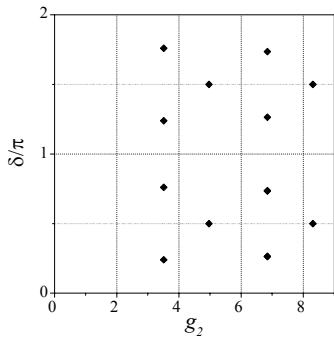


Рис. 2. Условия одномерных ДЛ и СИП СР с законом дисперсии (2) в гармоническом поле.

$$\bar{E}(t) = \bar{x}_1 [E_{11} \cos(\omega_1 t - \delta_1) + E_{21} \cos(\omega_2 t - \delta_2)] + \bar{x}_2 [E_{12} \cos(\omega_1 t - \delta_1) + E_{22} \cos(\omega_2 t - \delta_2)] \quad (12)$$

Если частоты $\omega_{1,2}$ несоизмеримы (т.е. $n_1 \omega_1 \neq n_2 \omega_2$), то при подстановке (12) в (3) и в (7) получаем условия на ДЛ электрона и СИП СР:

$$\begin{aligned} J_0(g_{11})J_0(g_{21}) &= 0, \\ J_0(g_{12})J_0(g_{22}) &= 0, \\ J_0(g_{11} + g_{12})J_0(g_{21} + g_{22}) &= 0, \\ J_0(g_{11} - g_{12})J_0(g_{21} - g_{22}) &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $g_{i,1} = eE_{i1}d_1/\hbar\omega_i$, $g_{i,2} = eE_{i2}d_2/\hbar\omega_i$, $i=1,2$. Для фиксированных $g_{11}=2.405$, $g_{22}=2.405$ условия для ДЛ и СИП приведены на рис.. Это эффект логично назвать эффектом *взаимоиндуцированной прозрачности*. Т.е. вдоль каждой кристаллографической оси одно из полей приводит к исчезновению (при $\omega t \gg 1$) компоненты тока, обусловленной «аддитивной» частью закона дисперсии (условно назовем ее «аддитивной» компонентой), при этом (с точностью до $(\omega t)^{-1}$) не возбуждается «аддитивный» ток и на других, несоизмеримых частотах. Это явление в одномерных СР известно как эффект индуцированной прозрачности (ИП). Поле вдоль этой же оси на второй частоте обеспечивает исчезновение «неаддитивной» компоненты тока.

Кратные частоты. Пусть на СР действует поле вида (12), но $n_1 \omega_1 = n_2 \omega_2$. В направлении диагоналей закон дисперсии является аддитивным и содержит 2 парциальных минизоны соответственно. Следовательно, влияние электрического поля, приложенного по диагонали, приведет к тем же результатам, что и в одномерной СР с соответствующим числом парциальных минизон [14]. При произвольной направленности поля ДЛ и СИП могут наблюдаться в трех-частотном случае или бигармоническом поле с нечетными гармониками

Влияние статического поля на СИП и ДЛ. Рассмотрим влияние на СР поля, содержащего и гармоническую и статическую компоненты в произвольном направлении. Добавление статической компоненты приводит к сдвигу в спектре скорости на блоховскую частоту:

$$v_a \sim \exp[\pm i(\Omega_{C1,2} + m\omega)t]$$

$$v_n \sim \exp[\pm i(\Omega_{C1} \pm \Omega_{C2} + m\omega)t], \quad m - \text{целое число.}$$

Если блоховские частоты, а также их сумма и разность не кратны частоте гармонического поля, то нулевая гармоника в спектре скорости будет отсутствовать, и независимо от амплитуды гармонического поля реализуется динамическая локализация электрона. Условие на СИП СР совпадает с условием на ДЛ.

4. Заключение

Исследовано поведение квадратной СР с неаддитивным законом дисперсии в переменном электрическом поле, в том числе и содержащем статическую компоненту. Показано, что: 1. В чисто гармоническом поле в двумерной СР возможны только одномерные ДЛ и СИП 2. Полная ДЛ возможна только в СР, находящейся в двухчастотном поле или в поле, содержащем и гармоническую и статическую компоненты. В этих условиях реализуется и полная прозрачность.

Состояния прозрачности СР неустойчивы как к генерации статических полей, так и к усилению высокочастотных колебаний, что позволит использовать их для создания усилителей высоко- и низкочастотных сигналов, ВЧ- фильтров, модуляторов амплитуды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 05-02-17319а).

- [1] F. Bloch. Z. Phys. **52**, 555 (1928); C. Zener. Proc. R. Soc. London Ser. A **145**, 523. (1934).
- [2] G.H. Wannier. Phys. Rev. **117**, 432 (1950); Rev. Mod. Phys. **34**, 645 (1962).
- [3] O.N. Dunlap, V.M. Kenkre. Phys. Rev. **B 34**, 3625 (1986); Phys. Lett. A **127**, 438 (1988).
- [4] Л. К. Орлов, Ю.А. Романов ФТТ **19**, 726 (1977).
- [5] A.A. Ignatov, Y.A. Romanov. Phys. St. Sol. **73**, 327 (1976)
- [6] Ю. А. Романов, Л. К. Орлов, В. П. Бовин, ФТП **12**, 1665 (1978).
- [7] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. ФТТ **43**, 520 (2001)
- [8] M. M. Dignam C. M. de Sterke, Phys. Rev. Lett. **88**, 046806 (2002); J Wan, C. M de Sterke, M.M. Dignam. Phys. Rev. B **70**, 125311 (2004).
- [9] Романов Ю.А., Демидов Е.В. ФТП, **31**, 308 (1997).
- [10] Romanov Yu.A., Romanova Ju.Yu., Mourkh L.G., Horing N.J. M. Phys. Rev. B, **66**, 045319 (2002).
- [11] M.L. Orlov, Yu. A. Romanov, L.K. Orlov. Microelectronics Journal, **36**, 3-6, 396 (2005).
- [12] Дмитриев И.А., Сурис Р.А. ФТП, **36**, 1449 (2002)
- [13] Дж. Займан. Принципы теории твёрдого тела. Мир, М. (1974) 472с.
- [14] J.Y. Romanova, Y.A. Romanov. 13th Int. Symposium "Nanostructures: Physics and technology", 2005, p.199-200

Кинетика фотопроводимости $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в переменном электрическом поле

А.Е.Кожанов¹, А.В.Никорич², Л.И.Рябова¹, Д.П.Хохлов¹, V.Shklover³

¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119992, Москва, Россия

² Институт прикладной физики АН Молдовы, Academiei str. 5, MD-2028, Кишинев, Молдова

³ Swiss Federal Institute of Technology, Wolfgang Pauli Str. 10, CH-8093 Zürich, Switzerland

E-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

1. Введение

Легирование индием узкозонных полупроводников на основе твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ приводит к стабилизации положения уровня Ферми и долговременным процессам релаксации неравновесных электронных распределений [1]. В энергетическом спектре $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ формируется система примесных уровней, связанная с разными зарядовыми состояниями примеси. Задержанная фотопроводимость при температурах ниже $T_C \sim 25$ К и высокая фоточувствительность в субмиллиметровом диапазоне длин волн делают эти материалы особенно привлекательными для создания приемников излучения [2]. Поведение твердых растворов $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ в переменных электрических полях характеризуется рядом необычных особенностей. К наиболее интересным и одновременно наименее понятным можно отнести эффект гашения сигнала задержанной фотопроводимости СВЧ импульсами [3], а также эффект гигантского возрастания емкости при повышении температуры и при подсветке образца [4,5]. Целью настоящей работы было исследование кинетики изменения компонент полного импеданса $Z = Z' - jZ''$ монокристаллических образцов $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ при включении и выключении подсветки при температуре $T=4.2$ К.

2. Исследованные образцы и методика измерений

Монокристаллические образцы $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ имели форму прямоугольных пластин размером $(0.004 \times 0.03 \times 0.04)$ см³. Контакты располагались на торцевых поверхностях (0.004×0.03) см². Ранее для этих образцов были измерены температурные и частотные зависимости компонент полного импеданса [5]. Измерения проводились в камере, полностью экранирующей образец от фоновых излучений. Для подсветки использовалась миниатюрная лампа накаливания. В качестве измеряемых сигналов регистрировались модуль импеданса и фаза, которые пересчитывались в активную Z' и реактивную Z'' компоненты полного импеданса и проводимости Y' , Y'' . Измерения проведены измерителем-LCR "QuadTech 1920" при частоте $f=10^6$ Гц и амплитуде опорного сигнала 0.3 В.

3. Результаты измерений

В работе [5] было установлено, что в условиях экранирования импеданс-спектр образцов (зависимость $Z''(Z')$) представляет собой единичную полуокружность. Аппроксимирующей эквивалентной схемой в этом случае является параллельный RC-контур [6]. Параметры этого контура R_p и C_p , а также значения компонент комплексной проводимости Y' и Y'' рассчитывались с помощью соотношений:

$$R_p = Z' [1 + (Z''/Z)']; \quad C_p = Z'' / \omega R_p Z';$$

$$Y' = 1/R_p; \quad Y'' = \omega C_p \quad (1),$$

где $\omega = 2\pi f$.

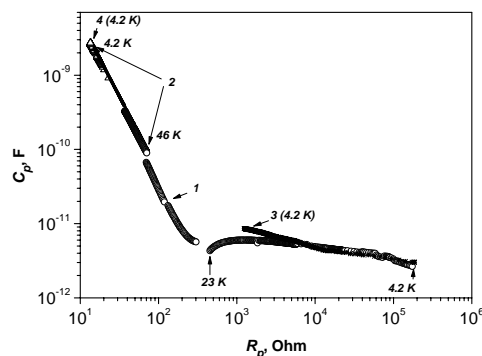


Рис. 1. Зависимости емкости C_p от сопротивления R_p , рассчитанные для эквивалентной схемы, аппроксимирующей поведение образца. Кривая 1 получена в условиях экранирования при изменении температуры; 2 – при постоянной подсветке при изменении температуры; 3, 4 – при $T=4.2$ К при включении и выключении подсветки различной интенсивности.

На рис.1 представлены зависимости параметров $C_p(R_p)$, рассчитанные с использованием соотношений (1), для экспериментальных значений Z' и Z'' , полученных в разных условиях. Кривая 1 рассчитана для измерений, проведенных в условиях экранирования при изменении температуры. Кривая 2 получена из температурных зависимостей компонент полного импеданса в условиях подсветки. Кривые 3 и 4 получены при фиксированной температуре $T = 4.2$ К в процессе релаксации компонент импеданса к равновесному значению при

включении и выключении подсветки. Из рисунка видно, что независимо от условий проведения эксперимента все экспериментальные точки ложатся на одну кривую, которая имеет два различных явно выраженных участка. В области сопротивлений $R_p > 400$ Ом емкость слабо зависит от температуры, а соответствующие значения диэлектрической проницаемости ϵ , рассчитанные с применением формулы для плоского конденсатора, составляют ~ 1000 . Это хорошо согласуется с данными, полученными для нелегированных твердых растворов того же состава [7]. В области низких сопротивлений $R_p < 200$ Ом наблюдается стремительное возрастание C_p в соответствии с законом $C_p \propto R_p^{-2}$.

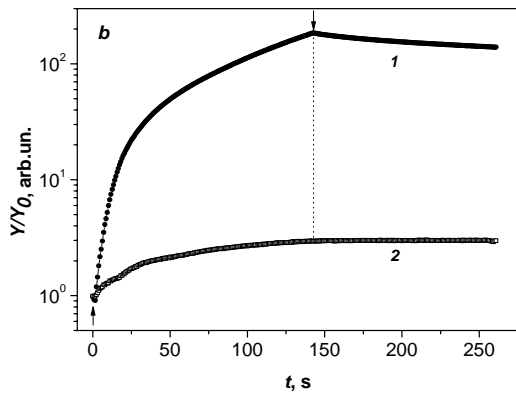


Рис. 2. Кинетика изменения относительных значений действительной Y/Y_0 (кривая 1) и мнимой Y''/Y''_0 (2) частей полной проводимости при включении (\uparrow) и выключении (\downarrow) подсветки для сильного (а) и слабого (б) уровней возбуждения. (См. текст).

Исследование кинетики изменения относительных значений комплексной проводимости при циклах последовательного включения и выключения подсветки при температуре $T = 4.2$ К (рис.2) показало, что характер зависимостей Y/Y_0 (кривая 1) и Y''/Y''_0 (2) качественно отличается для сильного (рис.2а; $R_p(t=0) = 20$ Ом, $C_p(t=0) = 920$ пФ; кривая 4 на рис.1) и слабого (рис.2б; $R_p(t=0) = 170$ кОм, $C_p(t=0) = 3$ пФ; кривая 3 на рис.1) уровней возбуждения. В области высоких сопротивлений емкость изменяется медленнее, чем проводимость. В области низких сопротивлений, напротив, релаксация емкости оказывается более быстрым процессом.

4. Обсуждение результатов

Резкое возрастание емкости при уменьшении сопротивления образца можно попытаться объяснить с нескольких позиций. Как показано в работе [8], высокие значения емкости могут быть связаны как с макроскопическими явлениями, к которым можно отнести эффекты типа Максвелла-

Вагнера для неоднородной среды, так и с микроскопическими причинами, которые определяются свойствами исследуемого материала. В нашем случае это может быть дополнительный вклад в поляризацию, связанный с особенностями примесной подсистемы. Рост емкости в соответствии с зависимостью $C_p \propto R_p^{-2}$ может быть интерпретирован в рамках представлений о присутствии в образце тонкой высокоомной прослойки между контактами. В случае, когда прослойка настолько тонка, что ее сопротивление R_L оказывается много меньше сопротивления основного объема образца R_S , ее присутствие может приводить к искажению емкостных характеристик, никак не влияя на величину сопротивления. Учитывая, что в условиях эксперимента всегда выполнялось неравенство $(\omega RC)^2 \ll 1$, соотношения, определяющие компоненты полного импеданса, имеют вид:

$$Z' = R_S + R_L; Z'' = \omega(R_S^2 C_S + R_L^2 C_L), \quad (2)$$

где R_L , C_L сопротивление и емкость прослойки, R_S , C_S сопротивление и емкость основного объема образца. В этом случае экспериментально определенное значение емкости C_p определяется выражением:

$$C_p = Z''/\omega Z' = C_S/(1 + R_L/R_S)^2 + C_L/(1 + R_S/R_L)^2 \quad (3)$$

При $R_S \gg R_L$ соотношение (4) упрощается:

$$C_p = C_S + C_L R_L^2 / R_S^2 \quad (4)$$

Если R_L и C_L постоянны, а $C_S \ll C_p$, полученное соотношение (4) соответствует экспериментально наблюдаемой зависимости $C_p(R_p)$. Оценки, полученные из экспериментальных данных, показали, что толщина предполагаемой прослойки L имеет порядок 30 \AA в том случае, если ее диэлектрическая проницаемость $\epsilon_L \sim 1000$ (такая же, как в исследуемом материале). Если полагать $\epsilon_L < 100$, то соответствующая толщина прослойки L , обеспечивающая наблюдаемую величину емкости прослойки C_L , оказалась бы меньше постоянной кристаллической решетки. Поэтому вероятность того, что подобная прослойка является неким инородным включением с характерным для других фаз существенно более низкими значениями ϵ полностью исключается. Одной из причин формирования прослойки могут быть явления, обусловленные свойствами контактов. Однако известно, что индий, использованный для нанесения контактов, не создает барьера Шоттки с твердыми растворами на основе теллурида свинца с проводимостью n -типа. Это полностью подтвердил анализ вольтамперных характеристик, снятых с токовых и потенциальных контактов реперных образцов. В нелегированном $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с такими же контактами повышенный емкостной вклад в проводимость не наблюдается. Возникновение высокоомной прослойки может быть связано и с микроскопическими свойствами материала. В работе [9] при исследовании статических и

импульсных вольтамперных характеристик образцов $Pb_{0.79}Sn_{0.21}Te(In)$ с металлической проводимостью и энергией Ферми ~ 5 мэВ в полях свыше 5 В/см наблюдался участок отрицательного дифференциального сопротивления. Нелинейность ВАХ объяснялась формированием у катода высокоомного домена. Формирование домена связывалось с возникновением концентрационной нелинейности, обусловленной захватом носителей на ловушки. Оценить размер подобного домена достаточно сложно, но величина $L \sim 30$ А представляется и для этого случая достаточно малой. Тем не менее, нельзя исключить, что в переменном электрическом поле подобный домен не успевает полностью сформироваться, и захват носителей заряда на ловушки происходит только в очень узкой приконтактной области. В связи с этим зарегистрировать процесс зарождения домена по изменению сопротивления не удастся. Тем не менее, нельзя исключить, что подобная неоднородность в переменном электрическом поле может обусловить эффекты, описываемые в рамках представлений Максвелла-Вагнера. В этом случае расчет ϵ с использованием формулы для плоского конденсатора без учета концентрационной неоднородности приводит к существенно завышенным значениям диэлектрической проницаемости среды. Основным экспериментальным фактом, противоречащим гипотезе о формировании домена, является то, что характеризующие его параметры R_L и C_L остаются постоянными при изменении температуры, поскольку зависимость $C_p \propto R_p^{-2}$ сохраняется и в высокотемпературной области. Нельзя исключить, что концентрационная неоднородность может быть связана с некоторыми поверхностными состояниями на границе раздела вблизи контактов.

Рассматривая в качестве возможной причины возрастания емкости дополнительный вклад от метастабильных состояний со слаболокализованными электронами, можно получить разумные значения концентрации этих состояний и радиусов локализации, однако, невозможно объяснить наблюдаемую зависимость $C_p \propto R_p^{-2}$. Большую определенность в интерпретацию экспериментальных данных может внести планируемое в дальнейшем исследование твердых растворов на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ с варьируемым x и расширение частотного диапазона измерений до микроволновых частот.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ N 07-02-01406, 06-02-08029, 05-02-16657, 06-02-90867 и гранта IB7320-110921/1 Swiss National Science Foundation.

Литература

- [1] Б.А.Волков, Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. УФН, **172**, 875 (2002).
- [2] Б.А.Акимов, Н.Б.Брандт, Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия, № 1, 59 (2005).
- [3] Б.А.Акимов, Н.Б.Брандт, Д.Р.Хохлов, С.Н.Чесноков. Письма в ЖТФ, **14**, 731 (1988).
- [4] А.Э.Климов, В.Н.Шумский. Прикладная физика, № 3, 74 (2004).
- [5] А.Е.Кожанов, А.В.Никорич, Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. ФТП, **40**, 1047 (2006).
- [6] А.К.Иванов-Шиц, И.В.Мулин. Ионика твердого тела. Санкт-Петербург: Издательство Санкт-Петербургского университета, 2000. т. 1.
- [7] H.Kawamura. Lect.Notes.Phys., **133**, 470 (1980).
- [8] P.Lunkenheimer, V.Bobnar, A.V.Pronin, A.I.Ritus, A.A.Volkov and A.Loidl. Phys. Rev. **B66**, 052105 (2002).
- [9] Б.А.Акимов, Н.Б.Брандт, В.Н.Никифоров. ФТТ, **26**, 1602 (1984).

Температурное возгорание электролюминесценции ионов эрбия в диодных структурах Si:Er/Si.

В.Б. Шмагин, А.В. Лютов, Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

e-mail: shm@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к исследованию люминесценции ионов эрбия Er^{3+} , внедренных в кремниевую матрицу (переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в 4f-оболочке иона Er^{3+} на длине волны 1.54 мкм), инициирован перспективностью интегрирования светоизлучающих устройств на основе Si:Er в современную кремниевую технологию. Вместе с тем, физика явлений, сопровождающих люминесценцию ионов эрбия, несомненно, представляет самостоятельный интерес. Ряд вопросов, относящихся к фундаментальным свойствам редкоземельных элементов, внедренных в матрицу монокристаллического кремния, остаются открытыми.

В ряде работ сообщалось о наблюдении аномальной температурной зависимости интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) ионов эрбия в диодных структурах Si:Er/Si, излучающих в режиме пробоя при обратном смещении p/n-перехода (так называемый эффект возгорания ЭЛ, состоящий в увеличении интенсивности ЭЛ ионов эрбия при увеличении температуры). Впервые о наблюдении эффекта возгорания в диодных структурах Si:Er/Si, полученных соимплантацией эрбия и кислорода в кремниевую подложку, было заявлено в [1,2]. Обнаруженный эффект наблюдался в узком температурном интервале 140-170 К на фоне общего уменьшения интенсивности ЭЛ ионов эрбия при увеличении температуры. Наблюдаемое явление получило разное объяснение. В работе [1] обнаруженный эффект связали с термоактивированной перезарядкой ловушек для неосновных носителей заряда (дырок) в области пространственного заряда (ОПЗ) диодных структур, в работе [2] – с резонансным Оже-возбуждением ионов эрбия при рекомбинации электронов из Δ_2' подзоны зоны проводимости и дырок валентной зоны. Позднее было сообщено о наблюдении эффекта возгорания в МЛЭ диодных структурах Si:Er/Si в более широком температурном интервале: от – 140 до 100°C (133-373К) [3]. В работе [3] эффект возгорания связали с трансформацией механизма пробоя p/n-перехода и предположили, что, в конечном итоге, эффект возгорания обусловлен изменением соотношения между эффективными сечениями возбуждения σ_{ex} и девозбуждения σ_{de} ионов Er^{3+} при изменении температуры.

В настоящей работе мы приводим новые данные о наблюдении ЭЛ ионов эрбия теперь

уже в диодных структурах Si:Er/Si, выращенных методом сублимационной МЛЭ (СМЛЭ) [4], позволяющие по новому трактовать механизм возгорания ЭЛ. Так же, как и авторы работы [3], мы связываем наблюдаемый эффект с трансформацией механизма пробоя p/n-перехода при изменении температуры, но считаем, что эффект возгорания ЭЛ ионов Er^{3+} , наблюдаемый нами в диодных СМЛЭ структурах Si:Er/Si, связан с влиянием температуры на шнурование плотности тока накачки в диодах с лавинным механизмом пробоя p/n-перехода.

Исследованные в настоящей работе диодные ЭЛ структуры p⁺/n-Si:Er выращены на подложках p-Si:В с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 15 Ом·см. Толщина слоя p⁺-Si ~ 0.15 мкм, концентрация дырок ~ $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина слоя n-Si:Er ~ 1 мкм, концентрация Er ~ $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация носителей в слое n-Si:Er контролировалась дополнительным легированием фосфором или сурьмой и составляла от $3 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Светодиоды изготавливались по стандартной меза-технологии, площадь мезы составляла 2.5 мм², 70% площади мезы было свободно для выхода излучения. Спектры ЭЛ регистрировали с использованием дифракционного монохроматора МДР-23 и охлаждаемого до температуры жидкого азота инфракрасного фотоприемника InGaAs, в диапазоне 1.0–1.6 мкм с разрешением 6 нм. Для возбуждения и регистрации спектров ЭЛ использовали импульсную модуляцию тока накачки (длительность импульса 4 мс, частота повторения ~ 40 Гц, амплитуда – до 500 мА) и методику синхронного накопления сигнала. Вольтамперные характеристики (ВАХ) диодов измеряли в импульсном режиме.

Исследуя температурную зависимость интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} , мы обнаружили достаточно сильную корреляцию характера температурной зависимости интенсивности ЭЛ с механизмом пробоя p/n-перехода. На рис.1 систематизированы результаты исследования эффектов возгорания и тушения эрбиевой ЭЛ в 26 различных ЭЛ диодах. На рис.2 для трех ЭЛ диодов с различными механизмами пробоя p/n-перехода приведена зависимость интенсивности ЭЛ от температуры. Интенсивность ЭЛ ионов Er^{3+} определялась как амплитуда линии ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в спектре ЭЛ диодных структур. Механизм пробоя p/n-перехода оценивался по

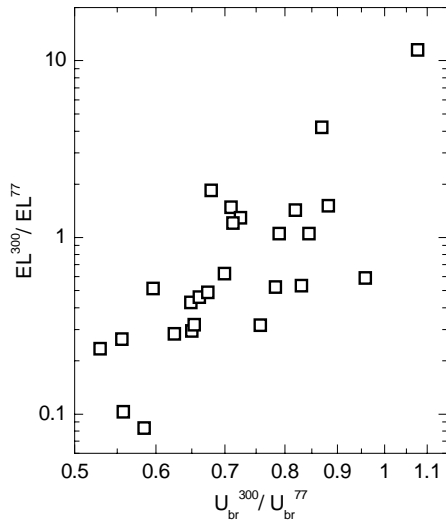


Рис.1. Связь эффектов возгорания и тушения с механизмом пробоя p/n-перехода. EL^{300} , EL^{77} , U_{br}^{300} , U_{br}^{77} - интенсивность эрбиевой ЭЛ и напряжение пробоя p/n-перехода при комнатной и азотной температурах, соответственно. Каждый символ соответствует отдельному ЭЛ диоду.

соотношению напряжений пробоя, измеренных при комнатной (U_{br}^{300}) и азотной (U_{br}^{77}) температурах: туннельный механизм пробоя при $U_{br}^{300}/U_{br}^{77} < 1$ и лавинный при $U_{br}^{300}/U_{br}^{77} > 1$ [5]. Во-первых, из рис. 1 и 2 с очевидностью следует, что по мере усиления лавинной компоненты в механизме пробоя (по мере роста U_{br}^{300}/U_{br}^{77}) тушение ЭЛ ($EL^{300}/EL^{77} < 1$) сменяется возгоранием ($EL^{300}/EL^{77} > 1$). Во-вторых, для диодов с заметным вкладом лавинной компоненты в механизм пробоя ($U_{br}^{300}/U_{br}^{77} \geq 1$) эффект возгорания наблюдается в широком интервале температур $T = 80\text{--}300$ К, зависимость $EL(T)$ носит монотонный характер. Это отличает исследуемый нами эффект возгорания эрбиевой ЭЛ от описанного в [1,2].

Ранее нами было показано, что механизм пробоя p/n-перехода оказывает решающее влияние на интенсивность и эффективность возбуждения ЭЛ ионов Er^{3+} . В частности, чрезмерное усиление лавинной компоненты в механизме пробоя нарушает однородность пробоя и, в конечном итоге, ведет к резкому снижению интенсивности ЭЛ [6]. Для лавинных светодиодов характерны шнурование тока накачки и локальный (микроплазменный) характер пробоя. В лавинных светодиодах ток накачки течет, в основном, по микроплазменным шнурам, что заметно снижает эффективность возбуждения подавляющей части ионов эрбия, оказавшихся вне областей шнурования тока, и,

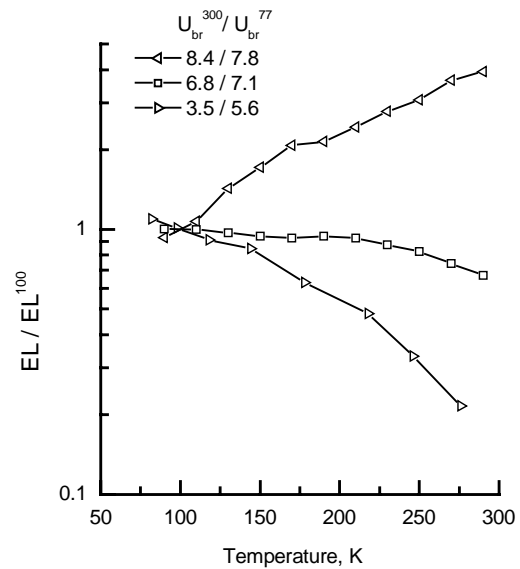


Рис.2. Зависимость интенсивности эрбиевой ЭЛ от температуры для диодов с различным отношением U_{br}^{300}/U_{br}^{77} . Для каждого из диодов интенсивность ЭЛ нормирована на величину интенсивности ЭЛ при $T = 100$ К.

тем самым, интенсивность излучения из лавинного светодиода.

Мы попытались понять, во-первых, не может ли изменение температуры через изменение коэффициентов ударной ионизации и ширины запрещенной зоны инициировать изменения в механизме пробоя p/n-перехода и, тем самым, повлиять на интенсивность ЭЛ, во-вторых, насколько заметными могут быть изменения в механизме пробоя, вызываемые изменением температуры. На рис.3 приведена температурная зависимость напряжения пробоя $U_{br}(T)$ для диодов с различной величиной отношения U_{br}^{300}/U_{br}^{77} . С нашей точки зрения, изменения в величине и знаке производной dU_{br}/dT , наблюдаемые в диапазоне $T > 130$ К, отражают изменения в соотношении между туннельной и лавинной компонентами механизма пробоя p/n-перехода: $dU_{br}/dT > 0$ свидетельствует о преобладании лавинной компоненты, соответственно, $dU_{br}/dT < 0$ – о преобладании туннельной компоненты. Важно, что для всех диодов характер зависимости $U_{br}(T)$ в диапазоне $T > 130$ К свидетельствует об изменении механизма пробоя в одном и том же направлении: лавинный \rightarrow туннельный при увеличении температуры, что согласуется температурными зависимостями коэффициентов ударной ионизации и ширины запрещенной зоны. В то же время, изменения в величине производной dU_{br}/dT невелики, поэтому уместнее говорить не о качественных

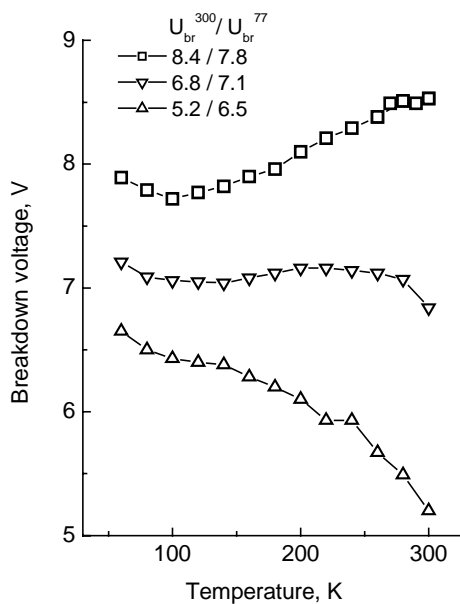


Рис.3. Зависимость напряжения пробоя от температуры для диодов с различным отношением $U_{br}^{300} / U_{br}^{77}$.

изменениях в механизме пробоя, а, скорее, о слабой трансформации механизма пробоя в сторону туннельного механизма при увеличении температуры.

Отметим, что при $T < 100$ К для всех диодов мы регистрируем $dU_{br}/dT < 0$. По-

видимому, это связано с насыщением температурной зависимости коэффициентов ударной ионизации [5]. В этом случае температурная зависимость напряжения пробоя как для лавинного, так и для туннельного механизмов пробоя будет определяться температурной зависимостью ширины запрещенной зоны, которая для лавинного механизма пробоя играет роль пороговой энергии ионизации [7]. Таким образом, определение механизма пробоя по знаку производной dU_{br}/dT в интервале $T < 100$ К становится невозможным.

Сопровождаются ли изменения в механизме пробоя, вызываемые изменением температуры, изменениями в распределении плотности тока накачки по площади р/n-перехода? Для ответа на этот вопрос мы исследовали характер свечения поверхности светодиодов в видимом диапазоне в режиме пробоя р/n-перехода (рис.4). Искомое свечение представляет собой излучательную релаксацию горячих носителей, разогреваемых в электрическом поле обратно смещенного диода (так называемую “горячую” ЭЛ [8]), и повторяет распределение плотности тока накачки диода по площади р/n-перехода. Проанализируем изменения в характере свечения, вызываемые изменением температуры, для диодов с различной величиной отношения $U_{br}^{300} / U_{br}^{77}$, т.е. с различным механизмом пробоя. В целом, трансформация лавинного механизма пробоя в

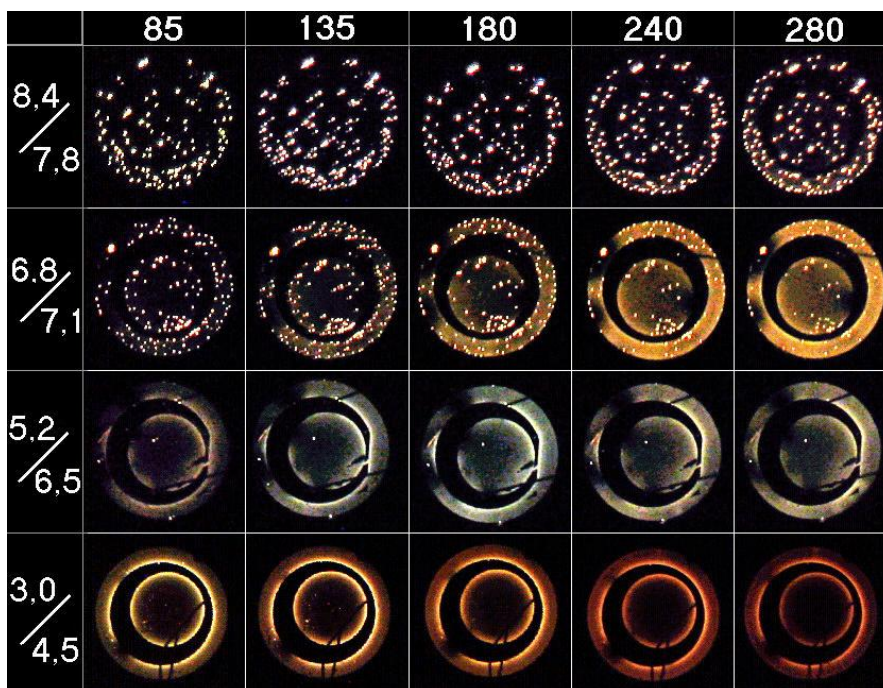


Рис.4. Фотографии поверхности светодиодов в видимом диапазоне в режиме пробоя р/n- перехода. По оси абсцисс отложена температура в градусах Кельвина, по оси ординат – отношение напряжений пробоя $U_{br}^{300} / U_{br}^{77}$. Темное кольцо на каждом из снимков – металлическая контактная площадка.

туннельный, наблюдаемая при увеличении температуры, сопровождается усилением яркости однородного распределенного фона и уменьшением количества ярко светящихся точек – микроплазм, что соответствует ослаблению шнурования тока накачки. Как и предполагалось, эти изменения особенно заметны для диода со смешанным механизмом пробоя ($U_{br}^{300}/U_{br}^{77} \sim 6.8/7.1$). Для диодов с заметным преобладанием лавинной или туннельной компонент в механизме пробоя изменения в характере свечения, вызываемые изменением температуры, менее заметны.

Сопоставим изменения в характере свечения с характером температурной зависимости интенсивности ЭЛ (рис.2). Прежде отметим, что характер температурной зависимости интенсивности ЭЛ отражает не только изменения в распределении плотности тока накачки, но и изменения в интенсивности процессов безызлучательной релаксации. В диодах с выраженным туннельным механизмом пробоя ($U_{br}^{300}/U_{br}^{77} \sim 5.2/6.5$) увеличение температуры, практически, не влияет на однородное распределение плотности тока накачки, но усиливает безызлучательную релаксацию ионов Er^{3+} ; в таких диодах мы наблюдаем эффект тушения ЭЛ. В диодах со смешанным механизмом пробоя ($U_{br}^{300}/U_{br}^{77} \sim 6.8/7.1$) ослабление шнурования тока накачки и усиление безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} , вызываемые увеличением температуры, в значительной степени компенсируют друг друга; в таких диодах интенсивность ЭЛ слабо меняется при изменении температуры. И, наконец, в диодах с лавинным механизмом пробоя ($U_{br}^{300}/U_{br}^{77} \sim 8.4/7.8$) влияние изменений в распределении плотности тока накачки на интенсивность ЭЛ становится преобладающим; в таких диодах мы наблюдаем возгорание ЭЛ ионов Er^{3+} при увеличении температуры.

Таким образом, выполненные исследования

позволяют утверждать, что эффект возгорания ЭЛ ионов Er^{3+} , наблюдаемый в диодных структурах с преобладанием лавинного механизма пробоя, обусловлен шнурованием тока накачки в лавинных светодиодах и ослаблением шнурования при увеличении температуры. С нашей точки зрения, эффект возгорания эрбиевой ЭЛ следует рассматривать как проявление дополнительного механизма тушения ЭЛ, связанного с шнурованием тока накачки в лавинных светодиодах и усиливающегося при уменьшении температуры. Зависимость интенсивности эрбиевой ЭЛ от температуры в итоге определяется тем, какой из механизмов тушения ЭЛ преобладает: вышеупомянутый, связанный с шнурованием тока накачки, или механизм тушения, связанный с усилением безызлучательной релаксации ионов эрбия при увеличении температуры.

Авторы выражают благодарность В.П. Кузнецову за изготовление диодных структур для проведения исследований. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (06-02-16563).

- [1] A.M. Emel'yanov, N.A. Sobolev, and A.N. Yakimenko, *Appl.Phys.Lett.* **72**, 1223 (1998).
- [2] M.S. Bresler, O.B. Gusev, P.E. Pak, and I.N. Yassievich, *Appl.Phys.Lett.* **75**, 2617 (1999).
- [3] G.V. Hansson, W.-X. Ni, C.-X. Du, A. Elfving, and F. Duteil, *Appl.Phys.Lett.* **78**, 2104 (2001).
- [4] В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова. *ФТП* **34**, 519 (2000).
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. М.: Мир (1984).
- [6] V.B. Shmagin, V.P. Kuznetsov, D.Yu. Remizov, Z.F. Krasil'nik, L.V. Krasil'nikova, and D.I. Kryzhkov, *Mater. Sci. Eng.* **B105**, 70 (2003).
- [7] Y. Okuto and C.R. Crowell, *Solid-State Electron.* **18**, 161 (1975).
- [8] A.G. Chynoweth and K.G. McKay, *Phys. Rev.* **102**, 369 (1956).

Возможность реализации квантовой телепортации в системе электронных спинов

К.М. Салихов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН,
ул. Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия
e-mail: salikhov@kfti.knc.ru

В 1993 году Беннет с соавторами показали [1], что квантовая механика позволяет осуществить телепортацию: можно создать точную реплику неизвестного квантового состояния, причем начальное состояние обязательно разрушается. Квантовая телепортация возможна благодаря тому, что в квантовой механике разрешены запутанные состояния (entangled states). Запутанные состояния обладают свойством нелокального влияния. Впервые на этот аспект квантовой механики обратили внимание Эйнштейн, Подольский и Розен [2]. Для иллюстрации рассмотрим пару электронных спинов, локализованных в двух разных точках пространства. Обозначим собственные состояния оператора проекции спина электрона на ось квантования, отвечающие собственным значениям $+1/2$ и $-1/2$, через α и β , соответственно. Для пары спинов используются четыре базисных запутанных состояний: $(\alpha(1)\beta(2)-\beta(1)\alpha(2))/\sqrt{2}$, $(\alpha(1)\beta(2)+\beta(1)\alpha(2))/\sqrt{2}$, $(\alpha(1)\alpha(2)-\beta(1)\beta(2))/\sqrt{2}$, $(\alpha(1)\alpha(2)+\beta(1)\beta(2))/\sqrt{2}$. Эти состояния называют также белловскими состояниями. В этих состояниях ориентации спинов пары коррелированы. Предположим, что пара находится в состоянии $(\alpha(1)\beta(2)-\beta(1)\alpha(2))/\sqrt{2}$. В этом состоянии каждый спин с равной вероятностью $1/2$ может быть обнаружен с проекцией $1/2$ или $-1/2$. Но если измерить проекцию одного из спинов пары, то спин партнера мгновенно оказывается в состоянии с противоположным значением проекции спина.

Согласно протоколу, сформулированному в [1], для квантовой телепортации требуется квантовый канал, эту роль может выполнить пара частиц в запутанном состоянии. Таким образом, для квантовой телепортации в системе спинов надо иметь возможность приготовить пару спинов в запутанном состоянии. Еще один критический момент в протоколе квантовой телепортации [1]-это необходимость измерить состояние двух спинов в белловском базисе. Для электронных спинов есть интересная возможность готовить пары в запутанном состоянии и проектировать состояния пары в белловский базис. Это можно сделать с помощью элементарных неадиабатических процессов образования спин-коррелированных пар радикалов или электрон-дырочных пар (приготовление пар спинов в запутанном состоянии) и спин-зависимой рекомбинации таких пар (измерение состояния пары в белловском базисе).

Рассмотрим супрамолекулярный ансамбль, содержащий 3 кофактора А, В, С. Предполагается, что А имеет неспаренный электронный спин. Таким образом, начальная электронная конфигурация может быть представлена как состояние анион-радикала $A^{\bullet-}BC$ со спином S_A ($S_A=1/2$). Последовательность процессов, которые мы предполагаем использовать для квантовой телепортации [3, 4]:

1) Приготовление начального спинового состояния $A^{\bullet-}$: Это может быть достигнуто с помощью микроволнового импульса на резонансной частоте спина S_A (конфигурация I). Ансамбль идентичных $A^{\bullet-}$ спинов приготавливается в квантовом состоянии с волновой функцией ψ .

2) Создание пары в квантовом запутанном состоянии. Лазерный импульс индуцирует перенос электрона от В к С, электронная конфигурация системы становится $A^{\bullet-}B^{\bullet+}C^{\bullet-}$ (конфигурация II), получается система трех спинов $1/2$: S_A , S_B , и S_C . Разделение зарядов происходит достаточно быстро ($\sim 10^{-10}$ с), так что при разделении зарядов на расстояния 3-4 нм квантовое запутанное состояние спинов сохраняется. Ансамбль $A^{\bullet-}$ (с начальным приготовленным квантовым состоянием) можно разделить на три подансамбля: синглетное состояние $\{S\}$ и триплетное состояние $\{T\}$ пары $A^{\bullet-}B^{\bullet+}$ в конфигурации $A^{\bullet-}B^{\bullet+}C^{\bullet-}$, плюс ансамбль $A^{\bullet-}\{U\}$ тех систем, в которых ВС не были возбуждены лазерным импульсом.

3) Спин-селективная рекомбинация электрон-дырочной пары: предполагается, что рекомбинируют только $A^{\bullet-}B^{\bullet+}$ пары в синглетном подансамбле $\{S\}$. В результате образуется конфигурация $ABC^{\bullet-}$ (конфигурация III).

4) Спиновая динамика в системе $A^{\bullet-}B^{\bullet+}C^{\bullet-}$. Надо учесть возможность синглет-триплетных (ST) переходов в паре $A^{\bullet-}B^{\bullet+}$, так как эти переходы открывают дополнительный канал для рекомбинации $A^{\bullet-}B^{\bullet+}$ пар. Следовательно, появится дополнительный вклад в сигнал от $C^{\bullet-}$, в конечную конфигурацию III.

5) Необходимо рассмотреть декогеренизацию спинов, их фазовую и спин-решеточную релаксацию.

Эксперимент начинается с приготовления спина (отправителя) $S_A(A^{\bullet-})$ в произвольном когерентном состоянии. Например, $(\pi/2)_X$ СВЧ импульс создает ансамбль спинов в состоянии с матрицей плотности

$\rho_A \equiv (\mathbf{1}_A - \beta \mathbf{S}_{AY})/2$. (1)
 Подансамбль $\{S\}$ систем $A^{\bullet} S(B^{\bullet+} C^{\bullet-})$, которые содержат пары $A^{\bullet} B^{\bullet+}$ в синглетном состоянии, т.е., $S(A^{\bullet} B^{\bullet+}) C^{\bullet-}$ будут быстро рекомбинировать и дадут $ABC^{\bullet-}$. В результате остается только спин-получатель (S_C). Для этого подансамбля с электронной конфигурацией III спин-получатель С будет иметь матрицу плотности, которая получается проекцией в синглетное подпространство пары $A^{\bullet} B^{\bullet+}$:

$$\rho_C = \Gamma_{A,B} [(\mathbf{1}_{AB}/4 - S_A S_B) (\mathbf{1}_A - \beta \mathbf{S}_{AY}) (\mathbf{1}_{BC}/4 - S_B S_C) (\mathbf{1}_{AB}/4 - S_A S_B)]/2 = (1/8) (\mathbf{1}_C - \beta \mathbf{S}_{CY}), \quad (2)$$

где $(\mathbf{1}_{AB}/4 - S_A S_B)$ – это оператор проектирования в синглетное подпространство $A^{\bullet} B^{\bullet+}$. Отсюда видно, что в результате рекомбинации в этом подансамбле $A^{\bullet} B^{\bullet+} C^{\bullet-}$ спин-получатель С оказывается точно в том состоянии, в котором был приготовлен спин-отправитель А (ср. состояния (1) и (2)). Это полностью согласуется с общей парадигмой квантовой телепортации [1]. Однако, только 1/4 спинов $S_C(C^{\bullet-})$ оказываются в состоянии (2), которое можно квалифицировать как телепортированное состояние спина-отправителя А. Остальная часть спинов $S_C(C)$, 3/4 их часть, а именно те системы $A^{\bullet} S(B^{\bullet+} C^{\bullet-})$, которые относятся к подансамблю $\{T\} \equiv T(A^{\bullet} B^{\bullet+}) C^{\bullet-}$ и не рекомбинируют, имеют матрицу плотности

$$\rho_C = \Gamma_{A,B} [(3\mathbf{1}_{AB}/4 + S_A S_B) (\mathbf{1}_A - \beta \mathbf{S}_{AY}) (\mathbf{1}_{BC}/4 - S_B S_C) (3\mathbf{1}_{AB}/4 + S_A S_B)]/2 = (1/8) (3 \mathbf{1}_C + \beta \mathbf{S}_{CY}), \quad (3)$$

где $(3\mathbf{1}_{AB}/4 + S_A S_B)$ – это оператор проектирования в триплетное подпространство $A^{\bullet} B^{\bullet+}$ пар.

Сумма матриц плотности (2) и (3) дает матрицу плотности $\rho_C = (1/2) \mathbf{1}_C$. Это означает, что когерентность телепортированного состояния в подансамбле спинов $S_C(C^{\bullet-})$ с электронной конфигурацией III после быстрой рекомбинации (см. ур. (2)) компенсируется подансамблем спинов $S_C(C^{\bullet-})$, которые остаются в состоянии $A^{\bullet} B^{\bullet+} C^{\bullet-}$ в конфигурации $\{T\}$ (см. ур. (3)).

Возникает вопрос: можно ли с помощью методов электронного парамагнитного резонанса (эпр) разделить сигналы этих двух подансамблей спинов $S_C(C^{\bullet-})$? Различия в резонансных частотах спина-отправителя (А), спина-получателя (С) и трехспиновой конфигурации $A^{\bullet} B^{\bullet+} C^{\bullet-}$ создают реальные предпосылки для разделения сигналов эпр от разных электронных конфигураций, используя способы селективного возбуждения или селективной регистрации сигналов эпр. Мы считаем, что наиболее перспективным методом выделения телепортированного состояния спина С является метод электронного спинового эха. Первый СВЧ

импульс приготавливает спины А в когерентном состоянии. Сразу после этого лазерным импульсом создается спин-коррелированная пара. Через время τ после первого СВЧ импульса подается второй импульс на резонансной частоте спина-получателя С. В момент времени 2τ ожидается сигнал спинового эха. Для формирования сигнала эха от спинов С в равновесном состоянии надо подать два СВЧ импульса на частоте спинов С. В предлагаемом эксперименте сигнал эха от спинов С будет наблюдаться с применением только одного СВЧ импульса на частоте спинов С. Роль первого импульса выполняет создание квантовой когерентности спина С в результате квантовой телепортации когерентного состояния спина А.

Ситуация в принципе может осложниться из-за того, что в сигнал спинового эха на частоте спина-получателя С в конфигурации $ABC^{\bullet-}$ могут давать вклад, с одной стороны, системы, которые получаются в результате “мгновенной” рекомбинации синглетной пары $A^{\bullet} B^{\bullet+}$ в конфигурации $A^{\bullet} B^{\bullet+} C^{\bullet-}$ сразу после создания пары $B^{\bullet+} C^{\bullet-}$, а с другой стороны, вклад в сигнал могут давать системы, которые получаются в итоге спиновой динамики пары $A^{\bullet} B^{\bullet+}$, триплет-синглетных переходов в этой паре, и последующей их рекомбинации в конфигурации $A^{\bullet} B^{\bullet+} C^{\bullet-}$. Анализ этой ситуации показывает, что при определенных значениях магнитно-резонансных и молекулярно-кинетических параметров методика электронного спинового эха позволяет в принципе наблюдать сигнал эпр только от тех $ABC^{\bullet-}$, которые получаются в результате “мгновенной” рекомбинации синглетной пары $A^{\bullet} B^{\bullet+}$ в конфигурации $A^{\bullet} B^{\bullet+} C^{\bullet-}$. Именно этот подансамбль $ABC^{\bullet-}$ несет реплику начального квантового состояния спина-отправителя.

Современные методы эпр в принципе позволяют решить все вопросы по управлению и контролю состояния электронных спинов при квантовой телепортации.

1. Bennett Ch. H., Brassard G., Crepeau C., Jonza R., Peres A., Wootters W. K., Phys. Rev. Lett. **70**, 1895 (1993).
2. Einstein A., Podolsky B., Rosen N., Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
3. Salikhov K. M., Proc. SPIE **5833**, 52 (2005).
4. Salikhov K. M., Golbeck J., Stehlik D. Appl. Magn. Reson. **31**, 5 (2006)

Токовый перенос вращательного момента и стационарные состояния в ферро и антиферро-магнитной структуре

Н.Е. Кулагин¹, А. Ф. Попков^{1,2}, Д.А. Попов¹, М. Ю. Чиненков^{1,2}

¹ФГУП НИИФП им. Ф. В. Лукина, проезд 4806, д.6, Москва, Зеленоград, Россия

²МИЭТ (ГУ), проезд 4806, д.5, Москва, Зеленоград, Россия

Явление перемагничивания путем трансляции спинов привлекательно для токового переключения спинтронных элементов магниторезистивной памяти, для которых особенно важно решение проблем снижения пороговых токов при уменьшении их размеров и увеличения быстродействия [1]. Кроме того, предсказанная и обнаруженная возможность поддержания током прецессии спинов может использоваться для создания спинтронных наноразмерных генераторов напряжения в сверхвысокочастотном диапазоне и создания других спинтронных устройств [2].

Анализ токового переключения тонкого магнитного слоя в проводящем наностолбике под действием спин-поляризованного тока был проделан в работах [3,4]. В них показано, в частности, что модель Слончевского-Берже достаточно хорошо не только качественно, но и количественно согласуется с экспериментально определяемой зависимостью токов переключения от магнитного поля. В последнее время появились работы по микромагнитному моделированию процессов неоднородного перемагничивания при действии спин-поляризованного тока. Однако детали процесса токового переключения даже для монодоменной модели до конца не выяснены. В настоящей работе проводится сравнительный анализ

состояний намагничивания в рамках модели Слончевского-Берже для тонкого слоя в спин-вентильной структуре с однородно намагниченными слоями при параллельной и перпендикулярной ориентации магнитного поля в плоскости слоя относительно оси легкого намагничивания. Кроме того, обсуждается возможность увеличения скорости переключения и частоты токовой прецессии спинов при переходе от ферромагнитной к антиферромагнитной динамике при подключении антиферромагнитно-связанного слоя в зависимости от величины обменного взаимодействия.

Рассмотрим структуру, состоящую из толстого ферромагнитного слоя толщины d_s с намагниченностью \mathbf{M}_s , отделенного проводящей прослойкой от двух антиферромагнитно связанных ферромагнитных слоев каждый толщиной $d \ll d_s$ с намагниченностями $\mathbf{M}_{1,2}$. Будем исходить из уравнений магнитодинамики Ландау-Лифшица с учетом токового вращательного члена Слончевского – Берже. При учете затухания в форме Гильберта уравнения движения намагниченностей $\mathbf{M}_{1,2}$ запишем в виде

$$\frac{d\mathbf{M}_1}{dt} = -\gamma[\mathbf{M}_1 \times (\mathbf{H}_{eff}^1 - \lambda\mathbf{M}_2)] + \gamma G I_s [\mathbf{M}_1 \times [\mathbf{s} \times \mathbf{M}_1]] + \frac{\alpha_1}{M_1} [\mathbf{M}_1 \times \frac{d\mathbf{M}_1}{dt}], \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{M}_2}{dt} = -\gamma[\mathbf{M}_2 \times (\mathbf{H}_{eff}^2 - \lambda\mathbf{M}_1)] + \frac{\alpha}{M_2} [\mathbf{M}_2 \times \frac{d\mathbf{M}_2}{dt}], \quad (2)$$

где $I_s = \frac{\hbar J}{2deM}$ - нормированный параметр токовой инжекции, \hbar - постоянная Планка, e - заряд электрона, J - плотность тока электронов,

$$G = [-4 + (1+P)^3(3 + \mathbf{s} \cdot \mathbf{s}_M) / 4P^{3/2}]^{-1}, \quad \mathbf{s} = \frac{\mathbf{M}_s}{M},$$

$$P = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} - \text{спиновая поляризация тока в}$$

объеме толстого ферромагнитного слоя с направлением намагниченности $\mathbf{M}_s \parallel \mathbf{s}$, σ_{\pm} - парциальные проводимости «мажорных» и «минорных» итинерантных электронов, различающихся проекцией спина на направление намагничивания. Эффективное поле $\mathbf{H}_{eff}^{1,2}$

включает в себя внешнее магнитное поле \mathbf{H} , поле анизотропии $\mathbf{H}_{an}^{1,2} = \frac{2K_u}{M^2} \mathbf{s}(\mathbf{s} \cdot \mathbf{M}_{1,2})$ и магнитостатическое поле рассеяния $\mathbf{H}_{D}^{1,2} = -4\pi \mathbf{M}_{\perp 1,2}$.

При написании уравнений (1) - (2) предполагалось, что толщина рассматриваемого тонкого слоя превышает характерную длину релаксации поперечной релаксации спина неравновесных итинерантных электронов, но значительно меньше спин-диффузионной длины рассеяния продольной компоненты спина и эффектами накопления спинов (спиновой аккумуляцией) в тонких слоях можно пренебречь. Кроме того, для простоты мы предполагаем, что спиновая динамика второго

тонкого слоя не зависит от спиновой инжекции. Намагниченность нижнего слоя будем предполагать закрепленной благодаря тому, что его магнитная анизотропия значительно

превосходит анизотропию тонкого слоя. Это обычно достигается введением в структуру дополнительного обменно-связанного антиферромагнитного слоя.

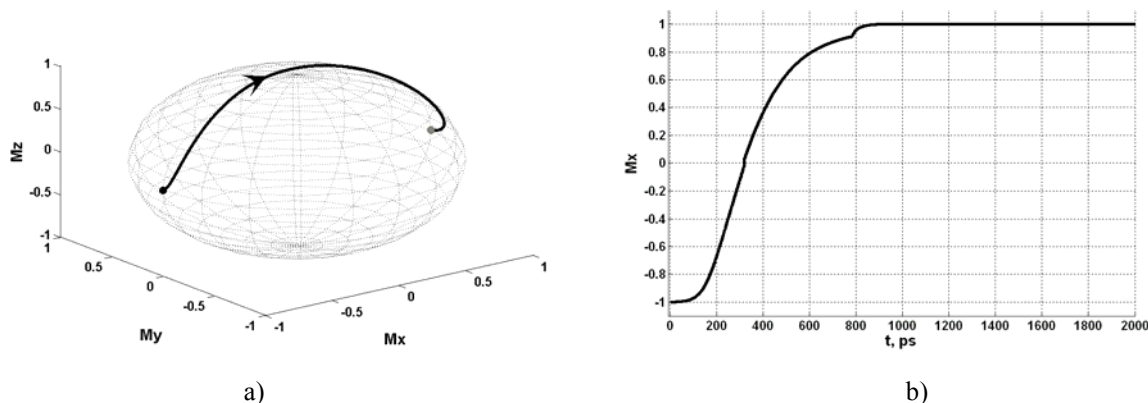


Рис.1 Переключение намагниченности одиночного тонкого слоя поляризованным током:
 а) Траектория движения магнитного момента на сферической фазовой поверхности $|\mathbf{M}_1|/M = 1$;
 б) Временная зависимость компоненты намагниченности, параллельной оси анизотропии тонкого слоя в процессе переключения. Расчетные параметры: $K = 10^4 \text{ Дж} / \text{м}^3$, $M_1 = 1000 \text{ Гс}$, $\alpha = 0.1$, $P = 0.5$, $d = 100 \text{ \AA}$, $J = 5 \cdot 10^{11} \text{ А} / \text{м}^2$.

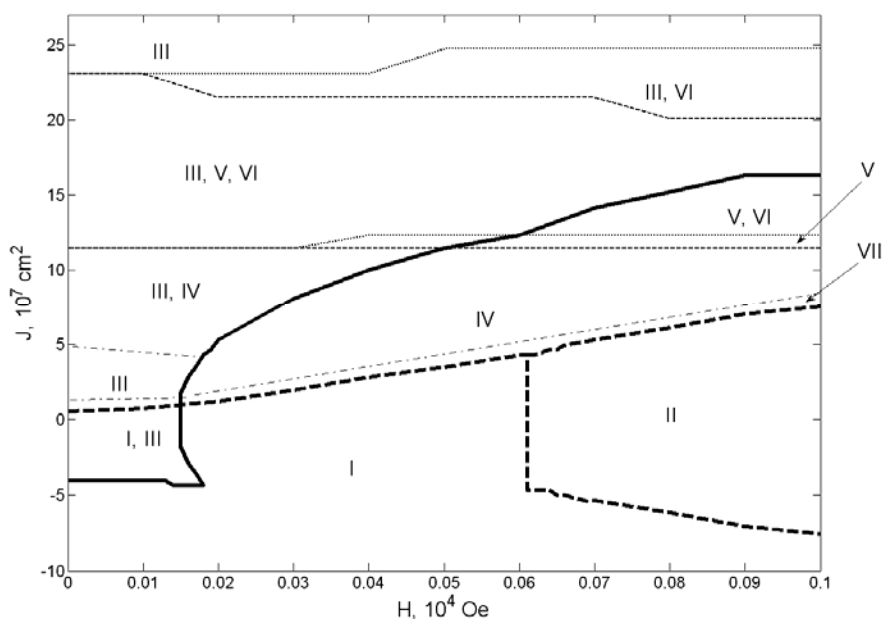


Рис.2 Токо-полевая диаграмма магнитных состояний тонкого магнитного слоя при $H \perp s$ ($\lambda = 0$):
 I – антипараллельное к вектору \mathbf{s} слабонеколлинейное состояние;
 II – антипараллельное к вектору \mathbf{S} сильнонеколлинейное состояние ;
 III – параллельное к \mathbf{s} слабонеколлинейное состояние;
 IV – состояние сильноамплитудной прецессии;
 V, VI – состояния выхода намагниченности из плоскости слоя с противоположными направлениями;
 VII – состояние слабоамплитудной прецессии.

В случае $\lambda = 0$ уравнение (1) описывает индуцированную током ферромагнитную спиновую динамику одного тонкого слоя, прилегающего к поляризующему толстому

ферромагнитному слою. Фазовой плоскостью системы в этом случае является сфера $|\mathbf{M}_1| = const$, на которой лежат все траектории движения намагниченности тонкого слоя.

Анализ уравнения (1) в отсутствие антиферромагнитного обмена и внешнего магнитного поля ($H = 0$) показывает, что два состояния равновесия $\mathbf{M}_1 \parallel \pm \mathbf{s}$ теряют устойчивость при $|I| \geq I_s = \frac{\alpha}{G_{\pm}} \left(\frac{2K_u}{M} + 2\pi M \right)$.

При увеличении модуля тока выше критического значения из устойчивого фокуса рождаются неустойчивый фокус и устойчивый цикл - прецессия вокруг оси анизотропии в плоскости слоя (бифуркация Андронова-Хопфа), который быстро растет с током. Затем из цикла рождается петля сепаратрисы, проходящая через точку равновесия, после чего он исчезает. Все траектории движения магнитного момента, начинающиеся вблизи неустойчивого фокуса, оканчиваются в устойчивом фокусе, который соответствует состоянию равновесия с противоположным направлением намагничивания и, таким образом, происходит токовое переключение исходного состояния. Описанный процесс переключения иллюстрируется на рис.1 а,б.

При малых токах существуют еще четыре особые точки уравнения (1), которые определяют особенности динамики магнитного момента на сфере $|\mathbf{M}_1| = const$, которая в данном случае является фазовой плоскостью системы. При увеличении тока остаются только две особые точки узлового типа. С включением магнитного поля в зависимости от его величины и направления меняются как сами точки равновесия, так и линии потери устойчивости особых точек. На рис. 2а,б приведен пример рассчитанной токо-полевой диаграммы состояний намагничивания тонкого слоя для ориентации магнитного поля перпендикулярно оси анизотропии $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$ в плоскости слоя. В случае достаточно малого параметра затухания Гильберта при включении магнитного поля выше критической величины возникает большая область прецессии, в которой с изменением тока происходит изменение числа циклов и типа прецессии намагниченности вокруг неустойчивых точек равновесия системы. Образование двух циклов прецессии с большим выходом намагниченности из плоскости тонкого слоя показано на рис.3а,б.

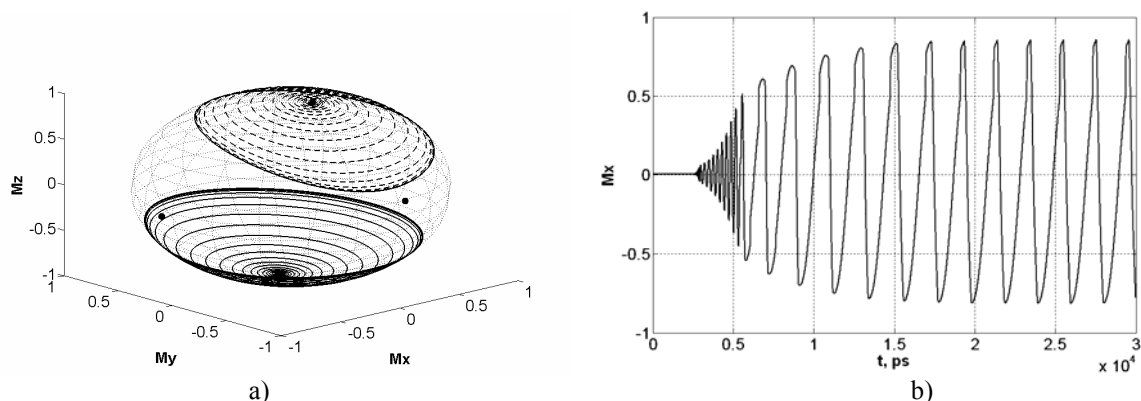


Рис.3. Образование циклов прецессии в поле $H = 0.04T_l$, перпендикулярном плоскости одиночного слоя при включении тока $J = 5 \cdot 10^{11} A/m^2$ (в области IV диаграммы). Параметры счета как на рис.1.

а) Траектория намагниченности на единичной сфере $|\mathbf{M}_1|/M = 1$;

б) Временная развертка траектории движения для нормированной компоненты \mathbf{M}_{1x}/M .

При подключении дополнительного обменно-связанного слоя, т.е. в случае $\lambda \neq 0$ динамика описывается связанной системой уравнений (1)-(2), фазовым пространством которой являются две сферы: $|\mathbf{M}_1| = const$ и $|\mathbf{M}_2| = const$. Характер динамики связанных намагниченностей тонких слоев и пороги переключения существенно определяются величиной параметра их антиферромагнитного взаимодействия λ и соотношением величин намагниченностей M_1 и M_2 . Для краткости мы ограничимся обсуждением динамики токового переключения начальных состояний равновесия I - $(\mathbf{M}_1 \parallel +\mathbf{s}, \mathbf{M}_2 \parallel -\mathbf{s})$ и II - $(\mathbf{M}_1 \parallel -\mathbf{s}, \mathbf{M}_2 \parallel +\mathbf{s})$.

Возрастание тока критического тока переключения с параметром обменного взаимодействия при достаточно большой его величине, как показывает упрощенный анализ,

$$\text{должно происходить по закону } I \sim \frac{4\alpha\sqrt{2\lambda K_u}}{GM}.$$

На рис. 4 приведены рассчитанные критические токи потери устойчивости этих состояний в зависимости от обменного параметра λ . Здесь также имеются области переключения гистерезисного типа и возникновения состояний прецессии намагниченности (на диаграмме не показаны).

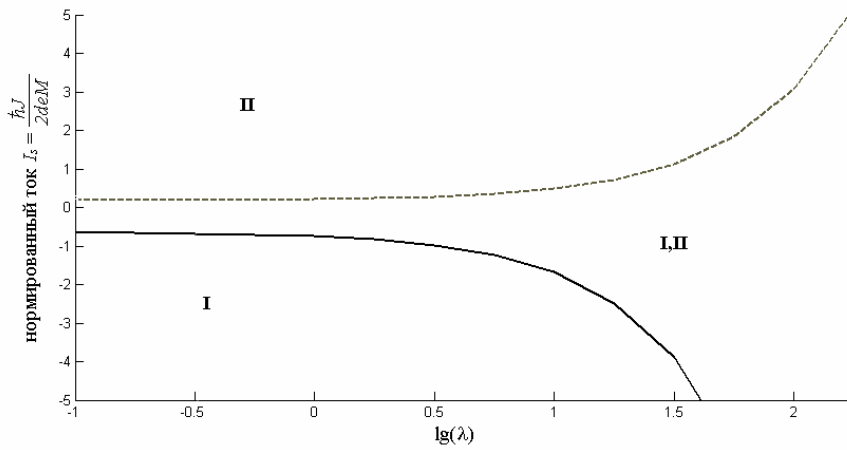


Рис.4 Линии потери устойчивости коллинеарных состояний намагниченностей антиферромагнитно-связанных тонких слоев: I – ($M_1 \parallel +s, M_2 \parallel -s$), II – ($M_1 \parallel -s, M_2 \parallel +s$)

Можно ожидать, что время начального и конечного этапов развития неустойчивости зависит от диссипации и уровня запорогового превышения тока, а время основного переброса в случае одноподрешеточного ферромагнетика ограничивается частотой ферромагнитного резонанса $\tau \sim 1/\gamma \sqrt{(2K_u/M + 4\pi M)(2K_u/M)}$, в то время как в антиферромагнетике – антиферромагнитного резонанса $\tau \sim 1/\gamma \sqrt{2\lambda K_u}$. Расчет временной эволюции намагниченностей тонких слоев при их токовом переключении вблизи критических значений

показывает резкое увеличение скорости переброса с ростом обменного взаимодействия. Этот эффект иллюстрируется расчетами $M_{1x,2x}(t)$ для случаев $\lambda = 0$ и 10^3 приведенными на Рис.5а,б. Видно, что время переключения изменилось на два порядка. Подключение второго антиферромагнитно связанного слоя, таким образом, существенно влияет на характер динамики намагниченностей и открывает дополнительные возможности контролируемого изменения критических токов, времени переключения и частоты прецессии.

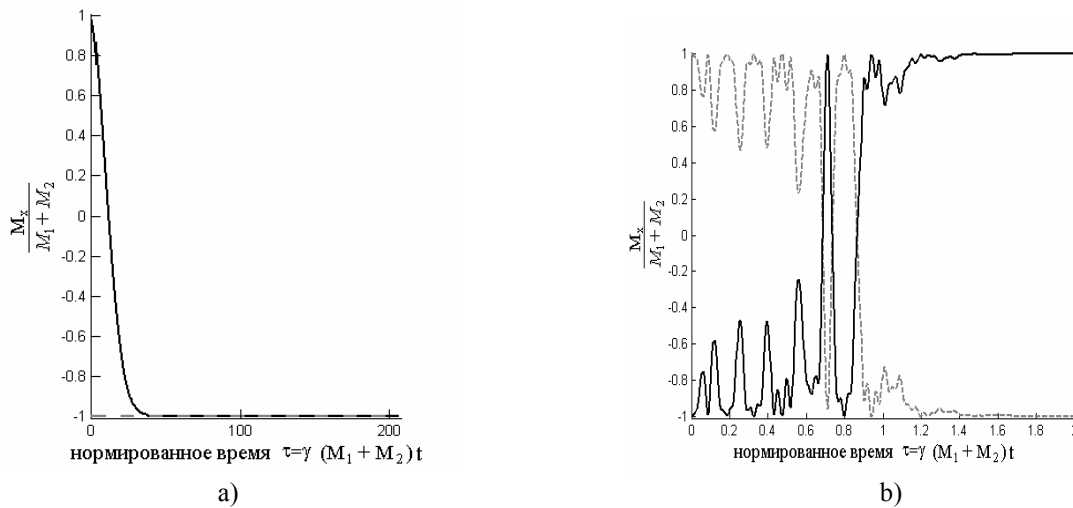


Рис.5 Токовое переключение коллинеарных состояний двух прилегающих магнитных слоев: а) при $\lambda = 0$, б) при $\lambda = 10^3$. Сплошная линия - зависимость $M_{1x}(t)$, пунктирная - $M_{2x}(t)$

Работа поддержана грантами РФФИ (№ № 05-02-17152, 06-02-08028).

[1] S.A.Wolf, D.D.Awshalom, R.A.Buhrman et al. Science 294,1488 (2001)
 [2] D.C.Ralph, Manipulating nanomagnets using

spin polarized currents, ICM-2006, Kyoto, p.12, 2006

[3] J.Grollier, B. Boulenc, V.Cros et al., Appl. Phys. Lett., 83, 509 (2003).
 [4] S.I.Kiselev, J.C.Sankey, I.N.Krivorotov, and N.C.Emely, Nature (London) 425, 380 (2003).

Магнитосопротивление наноконтактов, полученных различными способами

А.А.Бухараев^{1,2}, П.А.Бородин¹, Р.Г.Гатиятов^{1,2}, Д.В.Овчинников¹

¹Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, Россия

²Казанский государственный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, Россия

e-mail: a_bukharaev@kfti.knc.ru

Наноконтакты, обладающие гигантским магнитосопротивлением (ГМС), вызывают большой интерес в связи с возможностью их использования в устройствах записи, хранения и обработки информации или в качестве высокочувствительных магнитных сенсоров. В будущем они могут стать основой для создания элементной базы спинтроники – нового перспективного направления современной электроники [1-3].

В настоящей работе проанализированы экспериментальные результаты последних лет по получению магниторезистивных наноконтактов различными методами, включая электрохимическое осаждение, электронную и ионную литографию.

Несколько лет тому назад были созданы ферромагнитные наноконтакты с ГМС в сотни и даже тысячи процентов при комнатной температуре. Они были получены двумя способами: путем электрохимического осаждения никеля между двумя никелевыми микропроводами, образующих T-образную геометрию, или посредством механического сближения двух заостренных никелевых микропроводов (кроме никеля, использовались также кобальт, железо и пермаллой) [4-20].

На базе этих экспериментов была развита теория ГМС на основе механизма баллистического транспорта электронов через сверхузкую доменную стенку, локализованную в наноконтакте между ферромагнитными металлами, объясняющая такие большие значения ГМС [21-29]. В таком контакте с размерами порядка 1 нм локализуется настолько узкая доменная стенка, что при ее баллистическом прохождении электрон сохраняет ориентацию своего спина. Не все электроны проходят через такую доменную стенку – электроны, имеющие большие углы падения по отношению к нормали к стенке, испытывают полное внутреннее отражение. Степень рассеивания электрона после прохождения доменной стенки, а, следовательно, и сопротивление наноконтакта зависит от взаимной ориентации спина электрона и вектора намагниченности среды (домена), в которую он попадает. Направление вектора намагниченности по обе стороны от наноконтакта определяется геометрией сформированной структуры и

внешним магнитным полем. Магниторезистивный эффект на основе такого механизма транспорта электрона стали называть баллистическим магнитосопротивлением (БМС).

В последние несколько лет в целом ряде экспериментальных работ показано, что во многих случаях ГМС ферромагнитных наноконтактов обусловлено не баллистическим транспортом электронов, а магнитомеханическими эффектами (в первую очередь магнитострикцией). За счет магнитострикции происходит смещение относительно друг друга «берегов», между которыми сформирован нанокontakt, и, как следствие, происходит значительное изменение его сопротивления под действием приложенного внешнего магнитного поля [30-41].

В частности, нами с помощью атомно-силового микроскопа SMENA (фирмы НТ-МДТ), специально изготовленного из немагнитных материалов, было показано, что под действием магнитного поля величиной всего 0.2 мТл изменение зазора между двумя никелевыми микропроводами, используемыми для получения наноконтакта, может составлять несколько десятков нанометров [38, 39]. В работе [38] было продемонстрировано, что ферромагнитные планарные структуры на основе нанопленок металлов с высокой адгезией к подложке характеризуются минимальными магнитомеханическими смещениями, и, следовательно, наиболее пригодны для получения наноконтактов с БМС.

Также могут существенно влиять на изменение проводимости наноконтакта в магнитном поле оксидные слои в зазоре между «берегами», вероятность образования которых велика при электрохимическом методе получения наноконтактов из-за наличия остаточного кислорода в электролите [16, 40].

В последнее время большинство исследователей направило свои усилия для получения магниторезистивных наноконтактов в планарных структурах, в которых вклад магнитомеханических эффектов минимален.

С использованием электрохимического метода формирования наноконтактов в планарных структурах наиболее впечатляющие результаты были получены в работах [42, 43]. В этом случае наноконтакты формировались

между пленками Ni или Co, осажденными на поверхность кремния так, что зазор между «берегами», где затем электрохимически формировался нанокontakt, мог меняться за счет магнитострикции всего на 0.03 нм (то есть меньше диаметра атома). В таких структурах наблюдалось отрицательное БМС, величина которого доходила до 2000% (для Ni) и до 300% (для Co). Существенно, что в данном случае были сформированы наноконтакты с квантованной проводимостью, кратной величине $2e^2/h$. Это означает, что сформированные наноконтакты действительно имеют атомарные размеры и в них выполняются условия для образования сверхузких доменных стенок, необходимых для реализации БМС. Кроме того, в таких наноконтактах было экспериментально обнаружено осциллирующее уменьшение магнитосопротивления с увеличением числа каналов проводимости, предсказанное теоретически для квантовых магнитных наноконтактов с БМС [25-28].

Однако не все исследователи, исследующие аналогичные планарные структуры с магнитными квантовыми наноконтактами (то есть, с конечным числом каналов проводимости), интерпретируют свои результаты в рамках теории БМС. В ряде работ наблюдаемое магнитосопротивление величиной до 70% связывают с механизмом анизотропного магнитосопротивления (АМС) [44-46].

К сожалению, магниторезистивным наноконтактам, полученным электрохимическим методом, трудно найти практическое применение, так как они разрушаются при извлечении из электролитического раствора на воздух, да и в растворе эффект ГМС в них сохраняется всего в течение нескольких минут.

Более перспективными для спинтроники являются наноконтакты, полученные методами, используемыми в микро- и наноэлектронике. Речь идет об электронной и ионной литографии, а также литографии с использованием методов сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ).

Перспективным представляется формирование наноконтактов в отверстиях в форме перевернутого конуса, полученных путем контролируемого продавливания (прокальвания) жесткой иглой кантилевера (индентером) СЗМ изолирующего нанослоя, сформированного на поверхности ферромагнитной пленки [47-49]. После чего полученные отверстия заполняются ферромагнитным металлом с помощью магнетронного распыления или электрохимического осаждения. По данным работы [49] таким образом можно получить наноконтакты площадью от 1 до 10 нм². В работе [47] таким образом были получены наноконтакты никеля диаметром 10-20 нм в слое Al₂O₃, толщиной в 100 нм. Магнитосопротивление таких наноконтактов достигало 3%. Главным преимуществом

использования СЗМ для получения наноконтактов является возможность их точного расположения в заданных местах планарной структуры.

Методами электронной литографии получены планарные структуры из пермаллоя и Co с наноконтактами, шириной в несколько десятков нанометров, которые очевидно слишком велики для формирования в них сверхузкой доменной стенки и реализации эффекта БМС. Магнитосопротивление таких наноконтактов не превышает 1% и объясняется в рамках механизма АМС [50-53]. В работе [52] успешно использованы магнитно-силовой микроскоп и микромагнитное моделирование для определения структуры намагниченности вблизи наноконтакта.

Особо необходимо отметить работу [54], в которой с помощью электронно-лучевой литографии и стимулированной током диффузии атомов в металле удалось получить планарные структуры с наноконтактами Ni атомарного масштаба, магнитосопротивление которых достигало 20% (правда, при температуре 10К). Хотя в таких наноконтактах наблюдалось квантование проводимости, авторы этой работы использовали модель АМС для интерпретации полученных результатов.

Большие надежды в получении наноконтактов с БМС экспериментаторы связывают с использованием фокусированных ионных пучков (ФИП) [54-60]. Обусловлено это тем, что в современных установках ФИП (в английской версии - FIB), используя для травления поверхности сфокусированный пучок ионов (например, ионов Ga⁺), удается сформировать латеральные структуры с размерами до 10 нм (а в ряде случаев и до 3 нм).

Применительно к получению магниторезистивных наноконтактов ФИП может использоваться по-разному.

В первом случае, с помощью ФИП формируется на поверхности немагнитная наноструктура, в которой затем создается магнитный нанокontakt. Это может быть, например, планарная структура из золотых микроконтактов (для подавления магнитострикции), где с помощью ФИП сформирован зазор шириной в 100 нм [46, 57]. После чего в такой структуре электрохимически выращивается нанокontakt из Ni. Или же сфокусированным пучком ионов [47, 58] в диэлектрической пленке Si₃N₄ (мембране) толщиной 100 нм вытравливаются сквозные каналы, а затем на эту пленку с двух сторон напыляется Ni. Поскольку формируемый при травлении с помощью ФИП канал имеет конусообразную форму, диаметр выходного отверстия в мембране будет менее 5 нм, при входном в 10 нм. За счет этого эффекта с использованием ФИП были сформированы наноконтакты диаметром не более 5 нм между никелевыми пленками. Такие наноконтакты

имели положительное магнитосопротивление величиной в 3% [58].

Во втором случае ФИП используется для формирования наноконтакта в уже имеющейся на поверхности ферромагнитной пленке, путем вытравливания ионным пучком «лишнего» металла [56, 59, 60]. Таким образом в работе [60] в пленке Ni, толщиной около 10 нм, был сформирован наноконтакт размерами 35x35 нм². Он имел положительное ГМС в 18% при комнатной температуре. Очевидно, что дальнейшее совершенствование экспериментальной техники ФИП позволит получать этим методом наноконтакты и меньшего размера.

Наконец, можно использовать ФИП в режиме осаждения атомов переходных металлов для получения собственно магнитных наноконтактов, например, если облучать поверхность сфокусированным низкоэнергетичным пучком ионов Ni, перемещая его по заданной траектории. Примерно таким образом в работе [61] на подложке из SiO₂ была сформирована платиновая нанопроволока с поперечным сечением 50x60 нм².

В своих исследованиях по получению и характеристике магниторезистивных наноконтактов мы тоже начали использовать ионное травление. В одной из наших установок, созданной на базе вакуумной системы ВУП-5, микропереключки из нанопленок Co или Ni перетравливаются сфокусированным пучком ионов Ag⁺ при одновременном измерении (*in situ*) их сопротивления. После достижения заданного сопротивления образец перемещается в другую часть этой же вакуумной камеры (без соприкосновения с воздухом), где располагается между полюсами электромагнита для измерения магнитосопротивления. Вторая аналогичная установка создана на базе вакуумной системы от СЗМ Solver HV (фирмы НТ-МДТ). В ней одновременно можно проводить ионное травление образца, измерение его сопротивления и магнитосопротивления в интервале температур от 120 до 470К. В ряде экспериментов зарегистрировано ступенчатое увеличение сопротивления микропереключек Co, в процессе их ионного перетравливания. Величина ступенек изменяется в интервале от 100 Ом до 13 кОм. Предположительно они связаны с формированием перколяционной структуры в микропереключке из-за неоднородного ионного травления нанопленки. Возможно на завершающей стадии травления в такой перколяционной структуре образуются наноконтакты с квантованной проводимостью. Зарегистрированное нами в таких структурах магнитосопротивление на настоящем этапе исследований не превышало 0.1% (при комнатной температуре).

Из этого краткого обзора видно, что задача получения стабильных наноконтактов с ГМС при

комнатной температуре, еще далека от ее успешного решения. Во многих случаях при использовании близких методик получаются достаточно сильно отличающиеся результаты. Их теоретическая интерпретация также часто не совпадает. Низкая экспериментальная воспроизводимость очевидно связана со сложностью методик по получению наноконтактов атомарного масштаба. Определенный оптимизм в решении проблемы получения магниторезистивных наноконтактов вызывает успешное развитие современных высокопрецизионных методов модификации и диагностики поверхности на атомарном уровне методами ФИП и СЗМ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16550), гранта НШ-6213.2006.2 и Программ Российской академии наук.

- [1] Ведяев А.В., УФН, **172**, 1458 (2002).
- [2] Zutic, I., Fabian, J., Das Sarma, S., Rev. of Modern Physics, **76**, 323 (2004).
- [3] Bobo, J. F., Gabillet, L., Bibes, M., J. Phys.: Condens. Matter **16**, S471 (2004)
- [4] Garcia, N., Munoz, M., Zhao, Y.-W., Phys. Rev. Lett. **82**, 2923 (1999).
- [5] G. Tatara, Y.-W. Zhao, M. Munoz, and N.García, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 2030.
- [6] Garcia, N., Munoz, M., Zhao, Y.-W., Appl. Phys. Lett. **76**, 2586 (2000).
- [7] Zhao, Y.-W., Saveliev, I.G., Garcia, N., J. Magn. Magn. Mater. **226-230**, 661 (2001).
- [8] Garcia, N., Saveliev, I.G., Zhao Y.-W., Zlatkine, A., J.Magn. Magn. Mater., **14**, 7 (2000).
- [9] Garcia, N., Munoz, M., Qian, G. G., Rohrer, H., Saveliev I. G., Zhao, Y.-W, Appl.Phys.Lett. **79**, 4550 (2001).
- [10] Garcia N., Munoz M., Osipov V.V. et al., J.Magn. Magn. Mater., **240**, 92 (2002).
- [11] Garcia, N., Qiang, G. G., Saveliev I. G., Appl.Phys.Lett., **80**, 1785 (2002).
- [12] Chung, S. H., et al., Phys. Rev. Lett., **89**, 287203 (2002).
- [13] Garcia, N., Rohrer, H., Saveliev, I.G., Zhao, Y.-W., Phys.Rev.Lett., **79**, 4550 (2001).
- [14] Garcia, N., Rohrer, H., Saveliev, I.G., Zhao, Y.-W., Phys.Rev.Lett., **85**, 3053 (2000).
- [15] Hua, S. Z., Chopra, H. D., Phys.Rev. B, **67**, 060401R (2003).
- [16] Garcia, N., Wang, H., Cheng, H., Guerrero, C.A., Nikolic, N.D., Papageorgopoulos, A.C., in NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, Kluwer Academic Publishers, **143**, 367 (2004).
- [17] Viret, M., et al., Phys. Rev., B **66** 220401R (2002)

- [18] Chopra, H.D., Hua S.Z., Phys. Rev. B **66**, 020403R (2002).
- [19] Hua, S.Z., Chopra, H.D., Phys. Rev. B, **67**, 060401R (2003).
- [20] Garcia, N., Munoz, M., Osipov, V.V., et al., J.Magn. Magn. Mater., **240**, 92 (2002).
- [21] Bruno, P., Phys. Rev. Lett., **83**, 2425 (1999).
- [22] Coey, J.M.D., Berger, L., Labaye Y., Phys. Rev. B, **64**, 020407 (2001).
- [23] Tagirov, L.R., Vodopyanov, B.P., Efetov, K.B., Phys. Rev. B, **63** 104468 (2001).
- [24] Tagirov, L.R., Vodopyanov, B.P., Efetov, K.B., Phys. Rev. B, **65**, 214419 (2002).
- [25] Tagirov, L.R., Vodopyanov, B.P., Garipov B.M., J.Magn. Magn. Mater., **258-259**, 61 (2003).
- [26] Tagirov, L.R., Efetov, K.B., in NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, Kluwer Academic Publishers, **143**, 393 (2004).
- [27] Imamura, H., Kobayashi, N., Takahashi. S., Maekawa, S., Phys.Rev. Lett., **84**, 1003 (2000).
- [28] Imamura, H., Kobayashi, N., Takahashi. S., Maekawa, S, Materials Science and Engineering B, **84**, 107 (2001).
- [29] Velez, J., Butler W. H., Phys. Rev. B, **69**, 094425 (2004).
- [30] Egelhoff W.F., Jr. Gan L., Etedgui H., et al., J. Appl. Phys, **95**, 7554 (2004).
- [31] Egelhoff W.F. et al., J.Magn. Magn. Mater., **287**, 496 (2005).
- [32] Gabureac, M., Viret, M., Ott, F., Fermon C.,Phys.Rev. B, **69**, 100401R (2004).
- [33] Mallett, J. J., et al., Phys.Rev. B, **70**, 172406 (2004).
- [34] Papageorgopoulos, A.C, Wang, H., Guerrero, C., Garcia N., J.Magn. Magn. Mater., **268**, 198 (2004).
- [35] Svedberg, E. B., J.Appl.Phys, **84**, 236 (2004).
- [36] Zhu, Y.F., Di G.Q., J.Magn. Magn. Mater., **302**, 82 (2006).
- [37] Ozatay, O., Chalsani, P., Emley N. C., Krivorotov, I. N., and Buhrman R. A., J.Appl.Phys. **95**, 7315 (2004).
- [38] Гатиятов, Р.Г., Бородин, П.А., Бухараев, А.А., Бизяев Д.А., Письма в ЖТФ, **32**, 72 (2006).
- [39] Бородин П.А., Бухараев А.А., Бизяев Д.А., Гатиятов Р.Г., Поверхность, 24 (2006).
- [40] Garca N. *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **272-276**, 1722 (2004).
- [41] Sekiguchi, K., Saitoh E., Miyajima ,H., J. Appl. Phys., **97**, 10B312 (2005).
- [42] Sullivan, M. R., Boehm, D. A., Ateya, D. A., Hua, S. Z., Chopra H. D., Phys. Rev. B, **71**, 024412 (2005).
- [43] Chopra, H.D., Sullivan, M. R., Hua, S. Z., Armstrong J.N., Nature Materials, **4**, 832 (2005).
- [44] Yang, C.-S., Thiltges, J., Doudin, B., Johnson. M., J. Phys.: Condens. Matter, **14**, L765 (2002).
- [45] Yang, C.-S., Zhang, C., Redepenning J., Doudin, B., Appl. Phys. Lett., **84**, 2865 (2004).
- [46] Yang, C.-S., Zhang, C., Redepenning J., Doudin, B., J.Magn. Magn. Mater., **286**, 186 (2005).
- [47] Wei, H.-X., Wang, T.-X., Clifford, E., Langford, R. M., Han, X.-F., Coey, J. M. D., J. Appl.Phys., **99**, 08C512 (2006).
- [48] Carrey, J., Bouzehouane, K., George J. M, et al., Appl.Phys.Lett., **81**, 760 (2002).
- [49] Bouzehouane, K., Fusil, S., Bibes, M., Carrey, J., Blon, T., Seneor, P., Cros, V., Vila, L., cond-mat/0306068 (2003).
- [50] Miyake, K., Shigeto, K., Mibu, K., Shinjo, T., Ono, T., J.Appl.Phys., **91**, 3468 (2002).
- [51] Montero, M. I., Dumas. R. K., Liu G., Viret, M., et al., Phys.Rev.B, **70**, 184418 (2004).
- [52] Miyake, K., Shigeto, K., Yokoyama, Y., et al., J.Appl.Phys., **97**, 014309 (2005).
- [53] Garcia, N., Hao, C., Yonghua, L., Munoz M., et al., cond-mat/0607608 (2006).
- [54] Keane Z.K, Yu, L.H., Natelson, D., cond-mat/0306068 (2003).
- [55] Tseng, A., Small, **1**, 924 (2005).
- [56] Khizroev, S. and Litvinov, D., Nanotechnology **15**, R7 (2004).
- [57] Sahoo, S., Yang, C.-S., Doudin B., Physics Letters A, **352**, 331 (2006).
- [58] Wei, H.-X., Langford, R. M., Han, X.-F., Coey, J. M. D.,J. Appl.Phys., **99**, 08C501 (2006).
- [59] Ohsawa, Y., J. Magn. Magn. Mater., **287** 491(2005).
- [60] Khizroev, S., Hijazi, Y., Chomko, R., et al., Appl. Phys.Lett., **86**, 042502 (2005).
- [61] Vila, A., et al, Mater. Science and Engineering: C, **26**, 1063 (2006).

Ферромагнетики на основе алмазоподобных полупроводников GaSb, InSb, Ge и Si, пересыщенных примесями марганца или железа при осаждении из лазерной плазмы

Е.С.Демидов¹, В.В.Подольский², В.П.Лесников², М.В.Сапожников³,
Д.М.Дружнов¹, С. Н. Гусев¹, Б. А. Грибков³, Д. О. Филатов¹,
Ю. С. Степанова¹, С. А. Левчук¹

¹Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского,
проспект Ю. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, проспект Ю. Гагарина, 23, Нижний
Новгород, Россия

³Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: demidov@phys.unn.ru

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) на основе легированных 3d-примесями группы железа алмазоподобных кристаллов с ферромагнитным упорядочением спинов 3d-ионов вызывают большой интерес в связи с перспективами создания на их основе новых устройств спинтроники с совмещением полезных свойств полупроводника и ферромагнетика [1]. По сравнению с ферромагнитными металлами ожидается ряд преимуществ РМП: 1) принципиальная возможность полной спиновой поляризации носителей тока, 2) на порядки превосходящая длина спиновой диффузии, вследствие большей подвижности носителей тока в более совершенной кристаллической решётке с ковалентной связью, 3) возможность в более широких пределах влиять на свойства ферромагнетика изменением содержания магнитных и не магнитных примесей, 4) совместимость РМП на основе алмазоподобных полупроводников, особенно на основе Ge и Si, с наиболее распространённой кремниевой технологией, 5) возможность использования давно применяемой для алмазоподобных полупроводников технологии эпитаксиального наращивания тонких плёнок для получения минимально дефектной границы РМП - не магнитный полупроводник (НП) и достижения максимальной эффективности спиновой инжекции из РМП в НП, 6) новые возможности использования управляемого с помощью внешнего электрического и магнитного полей электронного транспорта и магнитооптических эффектов в структурах спинтроники и оптоэлектроники.

Ранее [2, 3] была показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы эпитаксиальных слоёв соединений A^3B^5 - антимонида галлия и индия, арсенида индия, с примесью марганца на полужолирующего GaAs, в которых при температурах до 500 К проявлялись признаки ферромагнетизма. Характерные для лазерной технологии сверхвысокая скорость

кристаллизация, нанометровая толщина слоёв и ориентирующее влияние подложки обеспечивают сверхпересыщение твёрдого раствора 3d-примесью. В таких слоях толщиной 30-100 нм наблюдались аномальный эффект Холла (АЭХ), ферромагнитный резонанс (ФМР) и нелинейный магнитооптический эффект Керра (МОЭК). В статье [4] сообщалось о возможности лазерного синтеза тонких (толщиной 50-110 нм) слоёв РМП на основе Ge и Si на подогретых до 200-480°C монокристаллических подложках арсенида галлия или сапфира. Ферромагнетизм слоёв, высокие магнитная и акцепторная активность Mn в Ge, Mn и Fe в Si проявились в наблюдениях при 77-500 К МОЭК, АЭХ, высокой дырочной проводимости и ФМР. По данным ФМР точка Кюри Ge:Mn/GaAs, Si:Mn/GaAs и Si:Fe/Al₂O₃ была не ниже 420, 500 и 270 К, соответственно. Важно отметить, что вариант синтеза ферромагнитного кремния с примесью марганца является уникальным, поскольку, из всех силицидов только железо с кремнием образует ферромагнитные сплавы [4]. В настоящем докладе приводятся и обсуждаются новые данные измерения ФМР и эффекта Холла тонких слоёв InSb:Mn, GaSb:Mn, Ge:Mn, Si:Fe, Si:Mn в более широком интервале температур, данные АФМ и МФМ – измерения морфологии поверхности и латерального распределения намагниченности.

Выбор марганца и железа в качестве легирующих примесей может быть оправдан на основе прежде выведенных в [5] закономерностей в уровнях перезарядки 3d-примесей в алмазоподобных полупроводниках. Приведённая согласно [5] схема уровней перезарядки на рис.1 показывает, что Mn в соединениях A^3B^5 , марганец и железо в Ge и Si действуют как мелкие акцепторы, поставляющие максимальную концентрацию дырок в валентную зону. При этом возможно высокоспиновое половинное или почти половинное заполнение 3d-оболочки

примесных ионов марганца или железа. Это важно для механизма Рудемана-Киттеля-Касуя-

Иосиды (РККИ) ферромагнитного обменного взаимодействия между магнитными ионами.

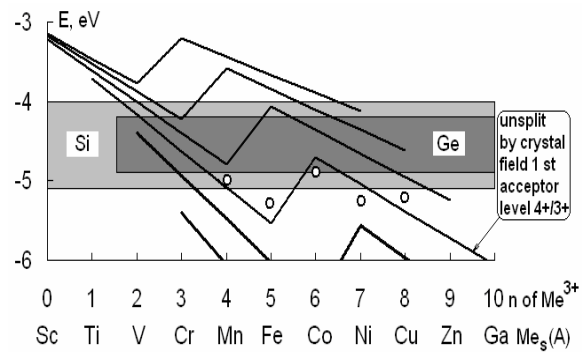
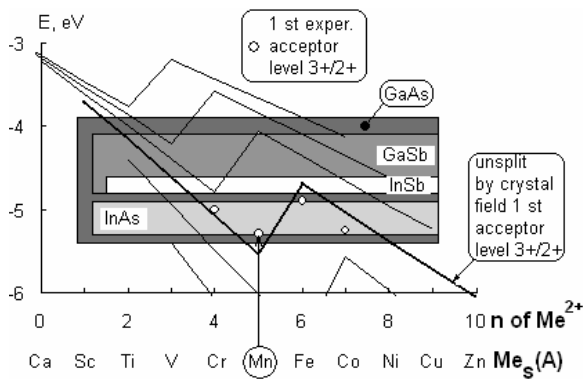


Рис.1 Схемы уровней перезарядки 3d- ионов замещения Me_s в соединениях A^3B^5 , Ge и Si относительно вакуумного нуля электронов согласно [5]. Запрещённые зоны показаны серыми полосами. Ломаными линиями показаны не расщеплённые кристаллическим полем уровни. Круглыми точками показаны акцепторные уровни с учётом кристаллического расщепления.

Лазерного напыление слоёв толщиной 30-80 нм производилось как и в [2-4] на подогретые до 200-480°C пластины полуизолирующего GaAs, кремния или сапфира. Содержание 3d- примеси контролировалось рентгеноспектральным анализом с электронным возбуждением. Исследование магнитных и транспортных свойств проводились теми же методами, что и в [2-3].

GaSb:Mn с рентгеноспектральным содержанием марганца около 6% был приведён в [3], для Ge:Mn с содержанием марганца $N_{Mn}=13\%$ и Si:Mn с $N_{Mn}=15\%$ показан в [4].

Согласно данным измерений элементного состава, ФМР, удельного сопротивления ρ , эффекта Холла, расчёта концентрации дырок p и их подвижности μ плёнки имеют при комнатной температуре параметры, приведённые в таблице 1. Концентрация магнитной доли 3d-примеси N_{Mn} или N_{Fe} определялась из данных измерений ФМР при перпендикулярной и параллельной ориентации магнитного поля [3,4], точка Кюри T_c определялась также из данных ФМР по максимуму температуры, при которой наблюдался спектр, и проявлялась его анизотропия. Для сравнения приведены параметры наиболее высокотемпературных ранее известных магнитных полупроводников с точкой Кюри выше комнатной температуры из книги [6].

Состав	$N_{Mn,Fe}$, 10^{20} см ⁻³	T_c , К	ρ (293K), 10^{-4} Ом·см	p , 10^{20} см ⁻³	μ , см ² /В·с
GaSb:6% Mn /GaAs	20	>500	7	7,7	12
InSb:Mn /GaAs	3	>500	40	1,3	12
Ge:13%Mn /GaAs	12	420	40	0.66	23
Si:15%Mn /GaAs	46	>500	2.5	7.5	33
Si:Fe /Al ₂ O ₃ (77K)	>50	250	≈1	-	-
CuCr ₂ S ₃ Se	-	310	400	6 (100K)	0.15 (100K)
CuCr ₂ S ₃ Se ₂	-	369	100	20 (100K)	0.2 (100K)

Таблица1 Параметры слоёв РМП на основе алмазоподобных полупроводниках в сравнении с ранее известными [6] магнитными полупроводниками с точкой Кюри выше комнатной температуры.

Как видно из таблицы, во всех случаях марганец и железо проявляют высокую магнитную активность и электрическую активность как мелкий акцептор в согласии с диаграммами на рис.1. Магнитная доля 3d-примеси близка к её полной концентрации. Концентрацией привносимых дырок $p \approx 10^{20}$ - 10^{21} см⁻³ и составляет от 10 до 60% магнитной доли 3d- примеси. При таких концентрациях дырок энергия Ферми в вырожденном РМП имеет величины ≈ 0.1 - 0.3 эВ, что больше kT при комнатной температуре и необходимо для РККИ ферромагнетизма. Интересно отметить, что в Si:Mn, подвижность дырок в полтора раза выше, чем в Ge:Mn, где их в единице объёма на порядок меньше. Слои Si:Mn являются рекорсменами по электропроводности, концентрации и подвижности носителей тока. Последний столбец таблицы 1 показывает, что РМП имеют на два порядка большую

Во всех рассматриваемых вариантах InSb:Mn, GaSb:Mn, Ge:Mn, Si:Mn и Si:Fe введение 3d-примеси привело к существенной дырочной проводимости. В магнитно-электрических измерениях характерный для ферромагнетиков АЭХ при 77К проявлялся в виде нелинейной и гистерезисной зависимости постоянной Холла R_H от индукции магнитного поля B . Ярko выраженный АЭХ для слоёв РМП InSb:Mn,

подвижность носителей тока по сравнению с халькогенидами меди и хрома.

Ферромагнетизм слоёв РМП на основе алмазоподобных полупроводников в таблице 1 кроме АЭХ и ФМР был подтверждён также данными измерений нелинейного и гистерезисного МОЭК. Часть этих данных приводилась в [2-4].

Подробные измерения ФМР при пониженных температурах 77-293К подтвердили общее немонотонное изменение намагниченности с максимумом T_m при 390 К и 270 К, соответственно, для слоёв InSb:Mn и GaSb:Mn - антимонидов индия и галлия.

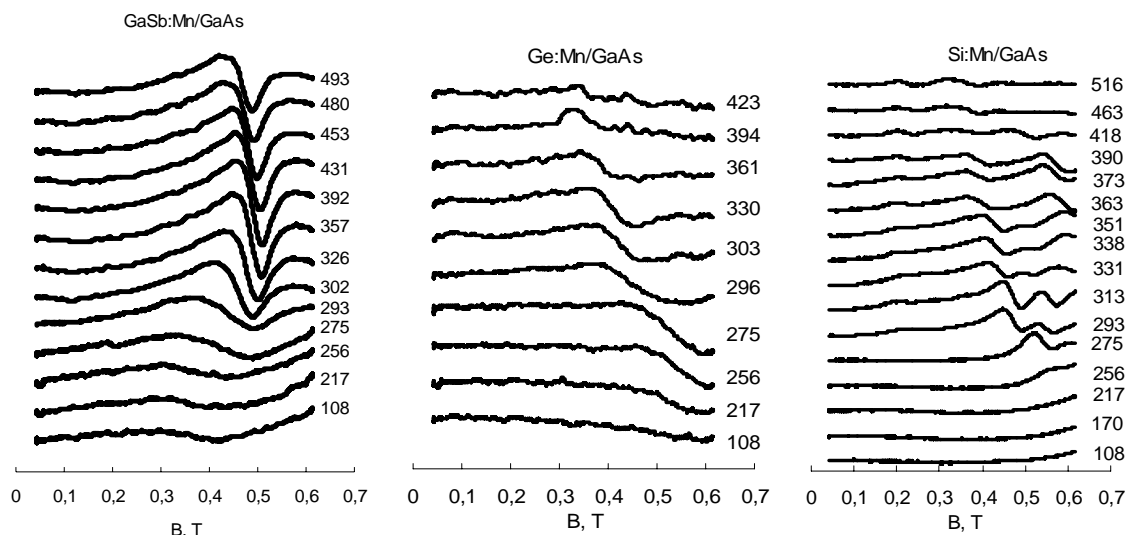


Рис.2 Спектры ФМР образцов GaSb:Mn/GaAs, Si:Mn/GaAs и Ge:Mn/GaAs ориентированных перпендикулярно к магнитному полю при различных температурах. Цифры у кривых справа показывают температуру в градусах Кельвина.

Иной характер температурного смещения спектров ФМР имеет место для ферромагнитных слоёв на таких же подложках GaAs на основе германия и кремния. Для Ge:Mn и Si:Mn при повышении температуры, начиная с 77 К, наблюдалось монотонное уменьшение магнитного момента. Оно проявилось на рис.2 в монотонном сдвиге линий ФМР в сторону меньших полей с ростом температуры. Аналогичное изменение ФМР имеет место в интервале температур 77-270 К для слоёв Si:Fe на подложках из сапфира (Al_2O_3). Это различие в температурном изменении намагниченности в соединениях A^3B^5 и элементарных полупроводниках может быть качественно объяснено в рамках РККИ механизма и представлений теории среднего поля [1] относительным смещением энергетических уровней 3d- примеси и краёв зон полупроводника. В антимонидах индия и галлия InSb и GaSb, согласно рис.1, первый акцепторный уровень является резонансным, располагается на глубине около 0.6 эВ ниже потолка валентной зоны. Ниже T_m с ростом температуры возрастает степень ионизации атомов марганца вследствие роста эффективной плотности состояний валентной зоны и энергетического сдвига её потолка E_v вверх из-за термического сужения запрещённой зоны. Это приводит к росту намагниченности с ростом доли ионов марганца со спином 5/2, что проявляется в сдвиге спектра ФМР в сторону

больших полей на рис.2. При температуре свыше 390К для GaSb:Mn или 270К для InSb:Mn происходит обычное разрушение спинового порядка из-за термического выравнивания долей спинов поляризованных дырок. В РМП на основе элементарных полупроводников Ge и Si концентрация 3d - примеси в два с лишним раза выше, чем в GaSb:Mn и ещё выше, чем в InSb:Mn. Поэтому указанный рост степени ионизации 3d - примесных атомов может приводить к противоположному эффекту из-за усиления непосредственного контактного антиферромагнитного взаимодействия спинов 3d - ионов. Это вместе с термическим разрушением спиновой поляризации дырок приводит к монотонному сдвигу линий ФМР в сторону малых полей на рис.2. Следует отметить, что, по крайней мере для Ge:Mn и Si:Mn, влияние состояний валентной зоны должно быть слабее в связи с тем, что 3d- примесная зона согласно рис.1 находится на самом краю валентной зоны матричного кристалла.

В отличие от результатов [4] последующие более детальные измерения показали, что спектр ФМР плёнок Si:Mn имеет ещё более сложную структуру. Как видно на рис.2 спектр содержит больше двух пиков поглощения. Их положение и соотношение амплитуд меняется с температурой. Предположение [4] о возможном

проявлении доменной структуры в слоях РМП нуждается в дальнейшем изучении. Других

вариантов объяснения пока нет.

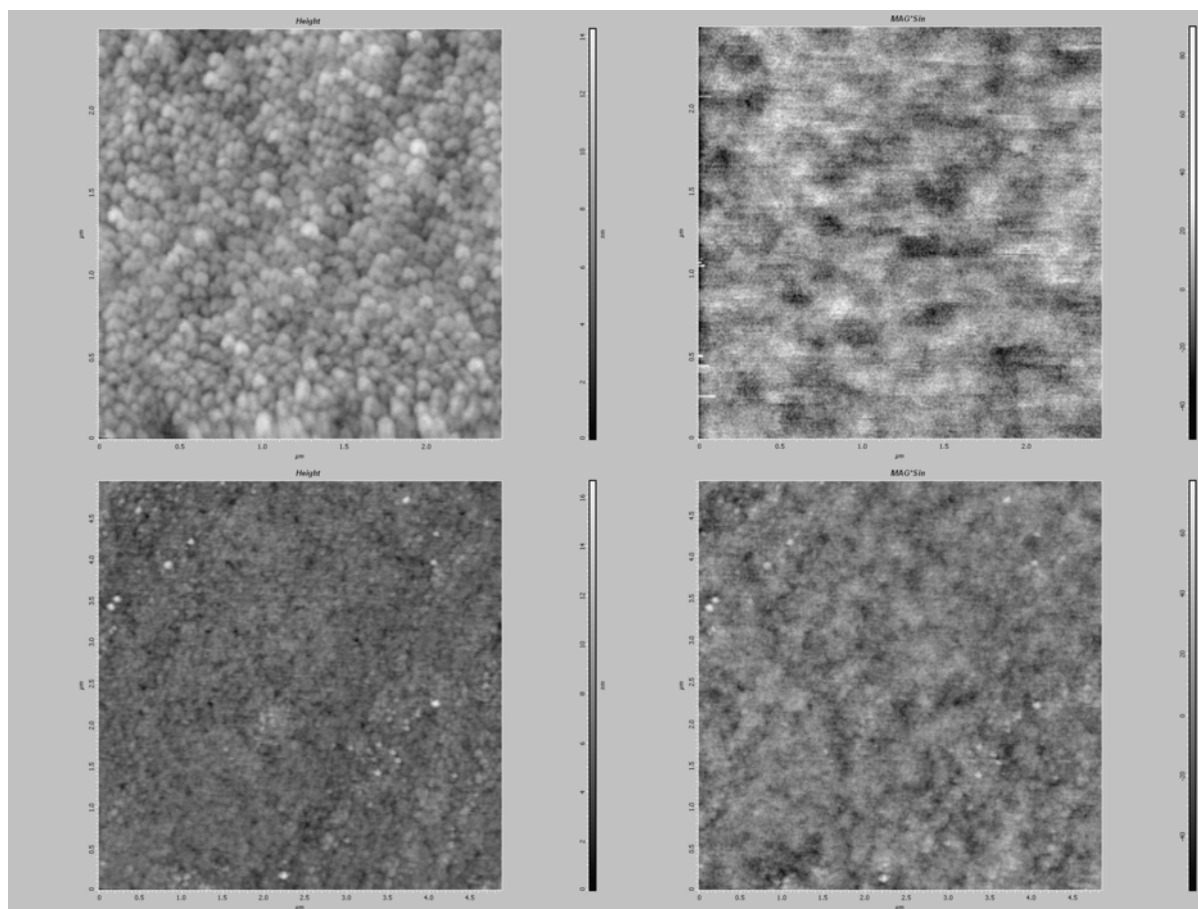


Рис.3 Результаты микрозондовых измерений топологии поверхности и распределения намагниченности слоёв РМП на подложках арсенида галлия. Верхний ряд это изображения для GaSb:Mn/GaAs с размером кадра 2.5x2.5 мкм², нижний ряд – для Si:Mn/GaAs с размером кадра 5x5 мкм². В левом столбце представлены данные АСМ, в правом - МФМ.

Результаты микрозондовых АФМ и МФМ измерений топографии поверхности плёнок и распределения намагниченности GaSb:Mn и Si:Mn представлены на рис.3. Аналогичные изображения МФМ были получены при разном намагничивании зонда. Шероховатость поверхности обусловлена характерным для применённой технологии образованием капель, связанным с процессом термализации частиц лазерной плазмы. Как видно картины АФМ и МФМ показывают слабую корреляцию между рельефом поверхности и латеральным распределением намагниченности плёнки. Магнитная неоднородность оказалась более крупномасштабной, что может свидетельствовать о том, что ферромагнетизм обусловлен твёрдым раствором 3d-примеси, а не включениями ферромагнитной фазы. Характерные размеры неоднородностей намагниченности в слоях GaSb:Mn и Si:Mn близки по величине, хотя неровности поверхности кремневой плёнки существенно мельче.

Работа поддержана программой «Университеты России», грант (UR01.01.174), грантом РФФИ 05-02-17362, программой РАН «Спинзависимые эффекты в твёрдых телах и спинтроника», грантом МНТЦ G1335.

- [1] Jungwirth T., Sinova Jairo, Masek J., Kucera J., MacDonald A.H., Rev.Mod.Phys., **78**, 809 (2006).
- [2] Данилов, Ю. А., Демидов Е. С., Дроздов Ю. Н., Лесников В. П., Подольский В. В., ФТП **39**, 8 (2005).
- [3] Danilov Yu. A., Demidov E. S., Drozdov Yu. N., Lesnikov V. P., Podolskii V. V., Sapozhnikov M. V., Kasatkin A. P., JMMM, **300**, e24 (2006).
- [4] Е. С. Демидов, Ю. А. Данилов, В. В. Подольский, В. П. Лесников, М. В. Сапожников, А. И. Сучков, Письма в ЖЭТФ, **83**, 664 (2006).
- [5] Демидов Е. С., ФТТ, **34**, 37 (1992).
- [6] Л. И. Королёва, Магнитные полупроводники, М., Физический факультет МГУ, 2003, 312 с.

Магнитотранспорт и магнитные свойства квантовых ям GaAs/InGaAs/GaAs с δ – легированным слоем Mn в GaAs

Аронзон Б.А.¹, Рыльков В. В.¹, Панков М.А.¹, Пашаев Э.М.¹, Чуев М.А.², Субботин И.А.³, Звонков Б.Н.⁴, Данилов Ю.А.⁴, M. Goiran⁵

¹ РНЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, Россия

² Физико-технологический институт РАН, Нахимовский просп., 36-1, Москва, Россия

³ Институт кристаллографии РАН, Ленинский просп., 59, Москва, Россия

⁴ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия

⁵ Laboratoire National des Champs Magnetique Pulses, Av. de Rangueil, 31077 Toulouse, France

e-mail: aronzon@imp.kiae.ru

Осознание перспектив полупроводниковой спинтроники привело к резкому росту интереса к исследованию разбавленных магнитных полупроводников (РМП) и в настоящее время это направление является одним из наиболее интенсивно развивающихся в физике твердого тела [1, 2]. Однако, следует отметить, что основные усилия при исследовании РМП структур были сосредоточены, на изучении трехмерных объектов или слоистых структур, а работ, посвященных структурам с двумерным каналом проводимости относительно немного [3-7]. Существенно, что в большинстве исследовавшихся ранее двумерных структур на основе РМП, в которых были обнаружены проявления ферромагнитного упорядочения (аномальный эффект Холла), слой Mn вводился прямо в двумерный канал проводимости [3, 4] или, несмотря на наличие спейсера, по-видимому, проникал в него [3], о чем свидетельствуют очень низкие значения подвижности носителей заряда ($2 - 5 \text{ см}^2/\text{В с}$). В этом случае, естественно, обсуждать влияние совершенства квантовой ямы и шероховатости границ на проявления магнитного упорядочения в транспортных свойствах затруднительно. Особенностью настоящей работы является то, что в отличие от предыдущих работ в описанных ниже структурах квантовая яма, по которой осуществляется проводимость, и слой Mn отделены друг от друга. Это следует из приведенных в работе результатов рентгеновских исследований и из высоких значений подвижности носителей заряда ($2000 \text{ см}^2/\text{В с}$), при сохранении влияния магнитного упорядочения на транспортные свойства. Следует подчеркнуть, что в данной работе впервые сообщается о наблюдении проявлений ферромагнетизма в двумерных структурах на основе полупроводников $A^{III}B^V$ со столь высокой подвижностью на порядки превышающей ее значение в ранее исследовавшихся структурах [3-6], где эти проявления были обнаружены.

Другой особенностью данной работы является то, что анализ транспортных свойств данных структур основан на тщательном исследовании их структурных параметров и она

посвящена выяснению взаимосвязи структурных и транспортных свойств двумерных ферромагнитных структур. Образцы были выращены по методу МОС-гидридной эпитаксии и представляли собой квантовую яму $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ шириной $d = 10 \text{ нм}$ в GaAs матрице. На рис 1 показано схематическое изображение исследованных структур. Со стороны буфера было произведено дельта-легирование углеродом для создания p -типа проводимости в яме. Дельта слой углерода был отделен от ямы спейсером шириной 10 нм. Дельта слой Mn создавался лазерным испарением мишени и был отделен от квантовой ямы спейсером шириной 3 нм. Буферный слой и спейсеры выращивались при температуре 600°C , в то время как осаждение Mn осуществлялось при $T=450^\circ\text{C}$.

cap-слой GaAs, 300-400 Å
δ -Mn
спейсер GaAs, 30 Å
канал InGaAs, 90-100 Å
GaAs, 150-180 Å
δ -C
буфер GaAs, 0.4-0.5 μm
подложка GaAs, (100)

Рис. 1. Схема структуры исследованных образцов.

В ходе предыдущих исследований [8] было установлено, что оптимальная толщина спейсера составляет величину порядка 3 нм и, что имеется оптимальная концентрация магнитной примеси $0.5 - 2 \text{ ML}$, при которой проявления ферромагнетизма в транспортных свойствах двумерного канала являются наиболее интенсивными. Наличие оптимальной толщины спейсера (3 нм) связано с размытием $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ слоя. При толщине спейсера менее 3 нм

происходит проникновение атомов Mn в объем квантовой ямы. В данной работе нами исследовались структуры двух типов с относительно низким (~ 0.5 ML) и относительно высоким (~ 1.8 ML) содержанием Mn в δ -слое. Первые структуры будем называть структурами типа А, а вторые типа В. Параметры структур представлены в таблице. Состав квантовой ямы (содержание In – x) определялся по данным рентгеноструктурного анализа и по фотолюминесценции. Различие в данных связано с тем, что по фотолюминесценции определяется энергия перехода, на величину которой влияет наличие хвостов плотности состояний и экситонные уровни.

Рентгеновские исследования проводились на двухкристальном рентгеновском спектрометре и описаны в этом же сборнике в статье Пашаева с сотрудниками [9]. Результаты этих исследований, свидетельствуют об отсутствии атомов Mn в объеме квантовой ямы и о неоднородном их распределении как в плоскости структуры, так и в направлении ее роста, причем в структурах типа В степень неоднородности существенно выше. Это объясняет различие представленных ниже температурных зависимостей сопротивления для образцов типа А и В.

Температурные зависимости сопротивления исследованных образцов представлены на рис. 2, как для образцов обоих типов **А** и **В**, так и для аналогичной структуры (**С**), где легирование Mn заменено на легирование немагнитным элементом С. Прежде всего подчеркнем, что для образцов с высоким содержанием Mn и более высокой степенью неоднородности, а, соответственно, с большой амплитудой флуктуационного потенциала характерен экспоненциальный рост сопротивления с понижением температуры, а для образцов с содержанием Mn менее одного монослоя характерно слабое изменение сопротивления с температурой (квазиметаллическое поведение). Увеличение содержания Mn выше некоторого предельного значения ведет к резкому росту неоднородности распределения заряженных примесей Mn (см. результаты рентгеновских измерений [9]) и степени компенсации K [7], а следовательно к увеличению амплитуды кулоновского

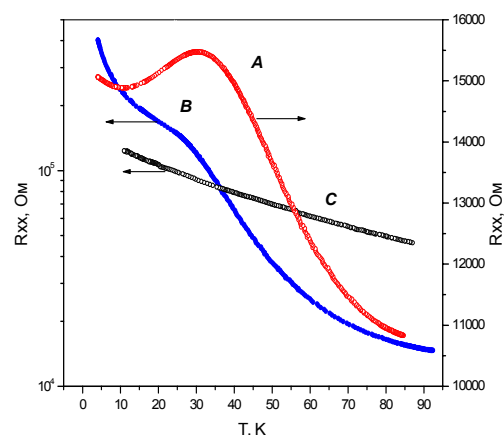


Рис. 2 Температурные зависимости сопротивления для разных образцов. Данные для металлических образцов соответствуют правой оси абсцисс; данные для образцов **С** и **В** представлены в логарифмическом масштабе (левая ось).

флуктуационного потенциала. Локализация носителей заряда в ямах флуктуационного потенциала как раз и является в этом случае ответственной за диэлектрическое поведение структур.

Температурная зависимость проводимости образца **В** при $24 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$ носит активационный характер, с энергией активации $\epsilon_a = 10.5 \text{ meV}$ а при $T < 24 \text{ K}$ принимает вид характерный для прыжковой проводимости в 2D случае $\ln R_{xx} \propto (1/T)^{1/3}$.

Среди данных представленных на рис. 2 прежде всего, обращает на себя внимание особенность, связанная с немонотонной зависимостью сопротивления структуры от температуры $R(T)$. Это горб на температурной зависимости сопротивления для легированных Mn образцов с проводимостью металлического типа (образец **А**), и выполаживание кривой для образцов с экспоненциальной температурной зависимостью проводимости (**В**). Эта особенность наблюдается только в структурах содержащих слой Mn и отсутствует в аналогичных структурах легированных немагнитной примесью С (образец **С**). Такое поведение естественно связать с проявлением магнитного упорядочения.

Таблица 1. Технологические и электрофизические параметры структур

Структура	x		d_{Mn} , ML	300K		77K	
	ФЛ	X-ray		μ_{eff} , $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$	$p_s \cdot 10^{-12}$, cm^{-2}	μ_{eff} , $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$	$p_s \cdot 10^{-12}$, cm^{-2}
А ;	0,25	0,21	0.5	176	10	1860	2
В ;	0,21	0,16	1.8	158	14,3	1350	1,8

Действительно, общим свойством структур на основе разбавленных магнитных полупроводников (как объемных так и двумерных) является проявление максимума (образцы с металлической проводимостью), либо области выполаживания (образцы с активационным типом проводимости) в температурной зависимости их сопротивления, что часто используется для оценки температуры Кюри [1, 10]. Для исследованных образцов такая оценка дает $T_c \approx 30 - 40$ К. Предлагается целый ряд моделей для объяснения наличия максимума на температурной зависимости сопротивления [10]. Одно из распространенных объяснений связано с ослаблением рассеяния при установлении ферромагнитного порядка, как это имеет место в случае гигантского магнитосопротивления, другие объяснения, появления горба на температурной зависимости сопротивления, связаны с рассеянием на флуктуациях при приближении к точке ферромагнитного перехода, с образованием магнитных поляронов или фазовым расслоением. В частности, в согласии с нашими представлениями отдельные области ферромагнитного упорядочения образуются в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала или за счет локальных флуктуаций магнитного момента и обменного взаимодействия. С понижением температуры в этих областях формируются ферромагнитные капли (кластеры), слабо взаимодействующие между собой. Появляющееся при этом рассеяние носителей заряда на магнитных моментах этих кластеров приводит к росту сопротивления образца. Соответствующая температура 70 – 100 К как и следует ожидать согласуется с температурой при которой начинает появляться заметный сигнал намагниченности.

Наличие ферромагнитного упорядочения проявляется и появлении сигнала аномального эффекта Холла. Холловское сопротивление R_H , определяется соотношением:

$$R_H = \frac{R_0}{d} B + \frac{R_s}{d} M \quad (1)$$

где d – толщина проводящего слоя структуры, R_0 – константа нормального эффекта Холла, обусловленного силой Лоренца, пропорциональной магнитной индукции B , а R_s – константа аномального эффекта Холла (АЭХ), определяемого обменным расщеплением спиновых подзон дырок (их поляризацией), пропорциональным намагниченности M .

Надо отметить, что вклад нормального эффекта Холла заметно превышает сигнал АЭХ, который в данных условиях выделить нелегко. Магнитополевая зависимость сигнала АЭХ показана на рис. 3 для образцов **B** и **A** и имеет вид, характерный для аномальной составляющей холловского сигнала. Отметим, что данные для образца **A** приведены при $T = 17$

К, поскольку при более высоких температурах сигнал аномального эффекта Холла не удается выделить на фоне нормального холловского сигнала.

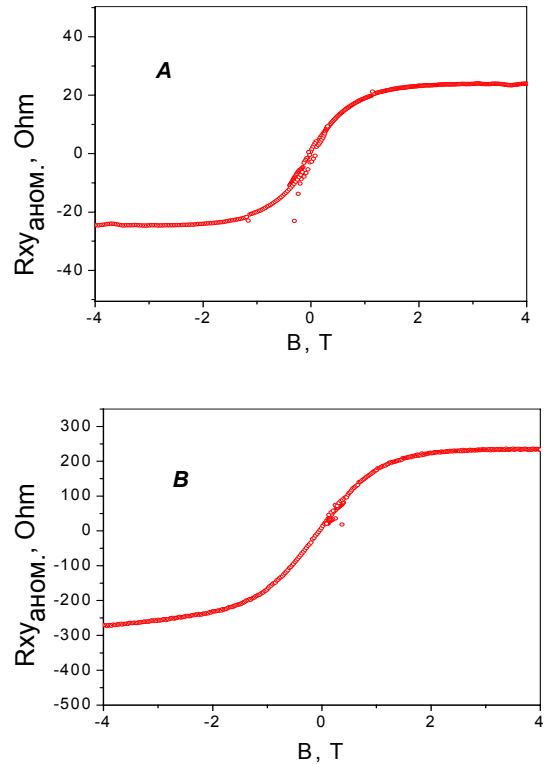


Рис. 3. Магнитополевая зависимость аномального вклада в холловское сопротивление для образцов типа **A** ($T = 17$ К) и **B** ($T = 55$ К). Данные получены вычитанием линейной по магнитному полю составляющей, наклон которой определен по данным во всем диапазоне магнитных полей до 15 Тл.

Найденные нами значения аномального холловского сопротивления R_{xy}^a заметно меньше значений этой величины определенной в экспериментах Nazmul с сотрудниками [3] для образцов с подвижностью на два порядка меньше. Однако, для сравнения с теоретическими оценками следует найти значения аномального и нормального вклада в холловскую проводимость σ_{xy}^a и σ_{xy}^n :

$$\sigma_{xy}^a = \rho_{xy}^a / \rho_{xx}^2, \quad \sigma_{xy}^n = \rho_{xy}^n / \rho_{xx}^2. \quad (2)$$

Здесь ρ_{xy}^a и ρ_{xy}^n - удельные холловские сопротивления. Найденные таким образом экспериментальные значения $\sigma_{xy}^a \cong 0.07e^2/h$ для образца **A** и $\sigma_{xy}^a \cong 0.17e^2/h$ для образца **B** согласуются с недавно выполненными теоретическими расчетами аномального эффекта Холла для 2D структур, которые показывают, что в этом случае σ_{xy}^a определяется вкладом внутреннего АЭХ и составляет величину $\sim 0.1e^2/h$ [11]. Отличие в значениях

аномальной холловской проводимости для образцов **A** и **B** более менее соответствует различию в содержании Mn в этих образцах и более глубокому проникновению Mn в область спейсера в соответствии с данными кристаллографических измерений.

В то же время аномальный эффект Холла в образце **A** с металлическим типом проводимости проявляется заметно слабее и был зафиксирован в образце **A** только при температурах ниже 20 К в то время как в образце **B** он проявляется начиная с $T \approx 80$ К. Согласно (2) эти различия могут быть связаны с разницей в подвижностях дырок для данных образцов, которая при низких температурах весьма существенна. Действительно в пределе не слишком сильных магнитных полей $\sigma_{xy}^n = \frac{pe^2}{m} \omega_c \left(\frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right) \propto \tau^2$, здесь мы полагаем ($\omega_c \tau < 1$), p – концентрация дырок, m – их эффективная масса, τ – время релаксации импульса, $\omega_c = eB/mc$. Тогда как видно из (2) отношение холловских сопротивлений $\rho_{xy}^a / \rho_{xy}^n = \sigma_{xy}^a / \sigma_{xy}^n \propto \tau^{-2}$ и аномальный вклад в эффект Холла резко возрастает с уменьшением подвижности.

Температура появления аномальной составляющей эффекта Холла и, соответственно, спиновой поляризации носителей заряда ≈ 80 К согласуется с температурой начала роста сопротивления (см рис. 2). Это согласуется и с вышеприведенной оценкой $T_c \approx 30 - 40$ К, поскольку температура исчезновения АЭХ и магнитного момента обычно $\approx 3T_c$.

Обращает на себя внимание отсутствие гистерезиса на кривых зависимости АЭХ от магнитного поля. Эта особенность может быть связана с низкими значениями температуры блокирования T_b , при которой энергия анизотропии V_a , фиксирующая направление магнитного момента ферромагнитной гранулы, превышает тепловую или с тем, что ось намагниченности (легкая ось) лежит в плоскости структуры.

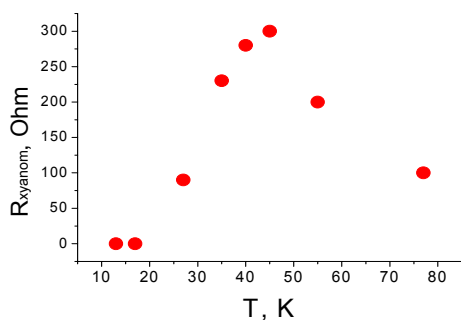


Рис. 4. Зависимость аномального холловского сопротивления от температуры в структуре типа **B**.

На рис. 4 показана температурная зависимость аномального холловского

сопротивления для образцов типа **B**, которая имеет необычный, немонотонный вид. Рост R_{xy}^a с уменьшением температуры связан с увеличением ферромагнитного взаимодействия, а резкий спад при $T < 40$ К с переходом к прыжковой проводимости, при которой Холл эффект очень слаб. С другой стороны относительно высокие значения подвижности позволяют наблюдать квантовый эффект Холла в образцах типа **A** при низких температурах (см. рис.5).

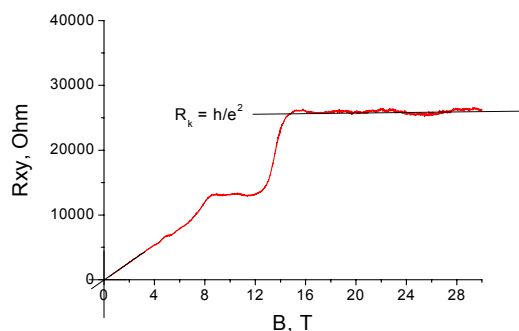


Рис. 5. Магнитополевая зависимость эффекта Холла в структурах типа **A**

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17021)

- [1] T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Mašek, J. Kučera, A.H. MacDonald, Rev. Mod. Phys., 78, 809 (2006).
- [2] Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев, УФН, 175, 629 (2005)
- [3] A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka, Phys. Rev. B 67, 241308R (2003); A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, M. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 95, 017201 (2005).
- [4] T. Wojtowicz, W.L. Lim, X. Liu, et al. Appl. Phys. Lett. 83, 4220 (2003).
- [5] H. Luo, G.B. Kim, M. Cheon et al. Physica E 20, 338 (2004)
- [6] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura et al. Nature 408, 944 (2000); F. Matsukura, D. Chiba, T. Omiya et al. Physica E 12, 351 (2002).
- [7] Б.А. Аронзон, В.А. Кульбачинский, В.Г. Гурин и др., Письма в ЖЭТФ, 32, 21 (2007)
- [8] Ю.В. Васильева, Ю.Н. Данилов, А.А. Ершов и др., ФТП 39, 87 (2005); Б.А. Аронзон, А.Б. Грановский, А.Б. Давыдов и др., ФТТ, 49, 165 (2007).
- [9] Пашаев, Э.М., Субботин, И.А., Чуев, М.А. и др., этот сборник.
- [10] Timm, J. Phys.: Condens. Matter 15, R1865 (2003).
- [11] S.Y. Liu, X.L. Lei, Phys. Rev. B 72, 195329 (2005); V.K. Dugaev, P. Bruno, M. Taillefumier, B. Canals, C. Lacroix, Phys. Rev. 71, 224423 (2005).

Исследование фазовых переходов в модели металлической магнитной сверхрешетки Fe/V.

Муртазаев А.К.¹, Хизриев К.Ш.¹, Уздин В.М.²

¹ Институт физики Дагестанского научного центра РАН, ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Россия
Дагестанский государственный университет, ул. Гаджиева, 43а, Махачкала, Россия

² МЦ ДПО СПбГУ, 14 линия В.О., 29, 199178, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: m_akai@iwt.ru

Магнитные сверхрешетки Fe/V с тонкими чередующимися слоями магнитного и немагнитного вещества являются удобными объектами для изучения эффектов, связанных с размерностью системы в многослойных структурах. Минимальная толщина слоев Fe, при которой она остается магнитной, составляет два атомных монослоя, причем температура Кюри зависит не только от количества магнитных слоев ванадия, но и от толщины слоев немагнитного прослойки. Одна из причин влияния немагнитной прослойки на температуру фазового перехода может быть связана с зависимостью межслойного взаимодействия от толщины немагнитной прослойки. Другой возможной причиной являются эффекты перемешивания на интерфейсе Fe/V, которые приводят к уходу атомов железа внутрь слоя ванадия.

То, что в сверхрешетках Fe/V с достаточно тонкими слоями ванадия наблюдаются свойства, присущие трехмерным системам, свидетельствует о важности межслойного взаимодействия для описания поведения магнитных сверхрешеток. Известно, что межслойное обменное взаимодействие в металлических магнитных сверхрешетках определяется толщиной немагнитной прослойки. В сверхрешетках Fe/V, помещенных в атмосферу водорода, происходит увеличение толщины прослойки ванадия за счет адсорбции водорода, поэтому имеется возможность управлять обменным взаимодействием и даже менять знак обменной константы. При некотором внешнем давлении водорода можно полностью отключить обменное взаимодействие. Следовательно, в таких системах должен наблюдаться переход от трехмерного к двумерному магнетизму.

Особый интерес представляют сверхрешетки, в которых направление намагниченности соседних магнитных слоев антипараллельно. Именно в таких системах наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления. В сверхрешетках Fe/V антиферромагнитное межслойное взаимодействие имеет место при, толщинах прослойки ванадия 13-14 монослоев и железа 2-3 монослоя. Для таких сверхрешеток удается подобрать диапазон давлений водорода, при котором межслойное обменное взаимодействие меняется от антиферромагнитного к ферромагнитному, проходя через ноль.

Имеется целый ряд экспериментальных исследований магнитных сверхрешеток Fe/V, в которых реализовано такое непрерывное обратимое изменение межслойного взаимодействия и исследовано его влияние на магнитный фазовый переход [1-7].

Отметим, что за магнетизм в железе отвечают коллективизированные электроны, а наличие перемешивания может привести к сложному магнитному поведению атомов железа в зависимости от числа ближайших соседей – атомов ванадия. Влияние перемешивания на интерфейсах в сверхрешетках Fe/V на магнитные свойства исследовались в работе [2], где утверждается, что увеличение перемешивания приводит к возникновению наведенной поляризации на атомах V на значительном расстоянии от интерфейса. Данные работы [2] о поляризации атомов ванадия находят естественное объяснение: большой наведенный магнитный момент имеют атомы ванадия, "всплывающие" внутри слоя железа, а поляризация в слоях ванадия не распространяется дальше, чем на 2-3 слоя от номинального интерфейса. Таким образом, сценарий перемешивания, реализуемый в сверхрешетке, существенно влияет на магнитные свойства.

В работе [3] исследовались магнитные свойства сверхрешеток Fe_xV_7 , в которых толщина x слоев железа менялась от 1.7 до 2.6 монослоев. Измерялись температурные зависимости намагниченности и магнитной восприимчивости с помощью магнитооптического эффекта Керра. Для образца с толщиной слоя железа 1.7 монослоя магнитного упорядочения не было обнаружено вплоть до температуры 5 К. В остальных образцах наблюдалась линейная зависимость T_c от толщины x . На кривой зависимости намагниченности от температуры отсутствует резкое обращение в ноль намагниченности при температуре Кюри. Таким образом, вследствие шероховатости интерфейсов, приходится говорить об «уширении» области фазового перехода и гауссовом распределении температур Кюри.

Таким образом, металлические магнитные сверхрешетки, в частности сверхрешетки Fe/V, представляют собой уникальные системы, удобные для исследования динамики фазовых

переходов при изменении размерности системы. Однако шероховатость интерфейсов, перемешивание атомов в процессе эпитаксиального роста и другие структурные дефекты могут качественно изменить магнитное поведение и должны быть адекватно учтены при интерпретации экспериментальных данных. Ниже мы рассмотрим численное моделирование фазовых переходов в «идеальных» сверхрешетках методом Монте-Карло.

Нами для исследования фазового перехода, магнитных и тепловых свойств наноразмерных магнитных сверхрешеток предложена модель сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}/\text{Fe}_3$, в которой чередуются два и три магнитных слоя железа через немагнитные слои ванадия. Обменные взаимодействия между ближайшими соседями в слоях и Fe_2 , и Fe_3 носят ферромагнитный характер, и определяется внутрислойным параметром обмена J_{\parallel} . Его значение для нашей модели было неизменным и равным 1. Имеется также взаимодействие J_{\perp} между атомами из слоев Fe_2 и Fe_3 через слои ванадия (межслойное взаимодействие). Его величина и знак может изменяться в зависимости от толщины немагнитной прослойки. Эта модель является следующим шагом в усложнении модели ранее исследованной нами в работах [8,9].

Гамильтониан модели может быть представлен в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2} \sum_{i,k} J_{\perp} (S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y), \quad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, а вторая – с атомами соседних слоев через немагнитную прослойку; $S_j^{x,y}$ – проекции спина локализованного на узле j .

Нами рассматривается ОЦК-решетка. Поэтому отметим, что в сверхрешетках Fe/V с толщиной в два монослоя железа («двойной» слой, Fe_2) каждый атом железа имеет 4 атома железа среди ближайших соседей. А в слоях Fe_3 («тройной» слой) имеются атомы, у которых есть полный набор ближайших соседей (8 магнитных атомов). Таким набором обладают все атомы из среднего монослоя Fe. А это означает, что атомы из монослоя с полным набором ближайших соседей не вносят вклад во вторую сумму в гамильтониане, т.е. для них $J_{\perp} = 0$. В свою очередь, атомы из всех остальных монослоев Fe участвуют в формировании обеих сумм в гамильтониане. Другими словами в системе имеются атомы, находящиеся в разных энергетических состояниях и можно различить граничные и внутренние монослои Fe.

Расчеты проводилось на основе однокластерного алгоритма метода Монте-Карло

для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L \times L$, где $L = 10 \div 40$ – число магнитных монослоев Fe. При этом для каждой системы отсекался неравновесный участок марковской цепи длиной до 2×10^5 МКшагов/спин, затем совершалось до 1.2×10^6 МКшагов/спин, и проводилось усреднение термодинамических параметров. Поскольку слои Fe_2 и Fe_3 находятся при разных условиях и, вообще говоря, при некотором значении величины межслойного взаимодействия J_{\perp} эти слои могут быть изолированными друг от друга, то возможно, что каждый слой может испытывать фазовый переход при своей температуре. В связи с этим нами велось наблюдение за следующими магнитными параметрами:

1. Намагниченность всей системы

$$M = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i=1}^N S_i \right\rangle. \quad (2)$$

2. Намагниченность Fe_2 слоя

$$M_2 = \frac{1}{N_2} \sum_j \left\langle \sum_{i=1}^{L_2} S_i \right\rangle_j. \quad (3)$$

3. Намагниченность Fe_3 слоя

$$M_3 = \frac{1}{N_3} \sum_j \left\langle \sum_{i=1}^{L_3} S_i \right\rangle_j. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) сначала проводится усреднение намагниченности соответственно «двойного» или «тройного» слоя, а потом среднее по всем таким слоям, N_2 и N_3 – число магнитных атомов в слоях Fe_2 и Fe_3 , L_2 и L_3 – число спинов в одном «двойном» или «тройном» слое, S_i – спин из соответствующего «двойного» или «тройного» слоя.

4. Средняя намагниченность отдельного монослоя

$$M_L = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^L \left\langle \sum_{i=1}^{L^*} S_i \right\rangle_j, \quad (5)$$

здесь сначала проводится усреднение намагниченности каждого j -го монослоя в отдельности, а потом берется среднее по всем монослоям, S_i – спин из j -го монослоя Fe.

5. Теплоемкость

$$C = (NK^2) \left(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right). \quad (6)$$

6. Восприимчивость

$$\chi = (NK) \left(\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2 \right). \quad (7)$$

Здесь U – внутренняя энергия, N – число магнитных атомов, $K = J_{\parallel} / k_B T$. Везде угловые скобки означает усреднение по ансамблю. Отметим, что мы также рассматривали восприимчивости как всей системы в целом χ , так и восприимчивость χ_2 «двойного» слоя Fe_2 , восприимчивость χ_3 «тройного» слоя Fe_3 и среднюю восприимчивость отдельного магнитного монослоя χ_L . Для этого в выражении

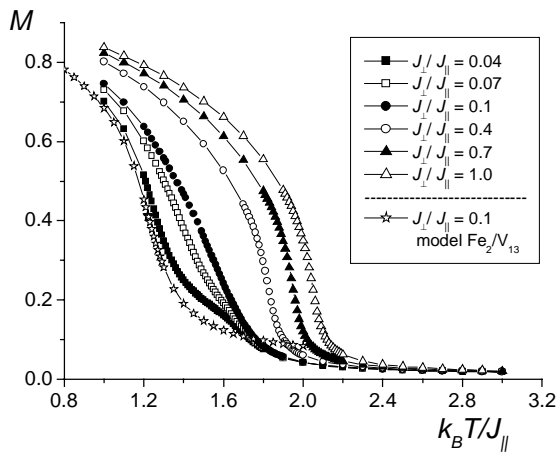


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности для различных значений соотношения обменов $J_{\perp} / J_{\parallel}$.

(7) используется соответствующая намагниченность.

На рис. 1 показана температурная зависимость намагниченности всей системы для различных значений межслойного обмена J_{\perp} . Как видно из этого рисунка при больших значениях соотношения обменов поведение намагниченности соответствует поведению для такого рода экспериментов [8,9]. Однако, начиная со значения $J_{\perp} = 0.1$ и ниже, на температурной зависимости появляется некоторый изгиб. Это можно объяснить слабой связью между «двойными» и «тройными» слоями Fe и возможным переходом системы в квазидвумерное состояние. И при этом «двойные» слои уже перешли в разупорядоченное состояние, а «тройные» все еще находятся в упорядоченной фазе.

На рисунке 2 приведены температурные зависимости параметров M , M_L , M_2 , M_3 при соотношении обменов равной 0.1. В окрестности точки фазового перехода наблюдается различие в температурном ходе M и M_L , которое не

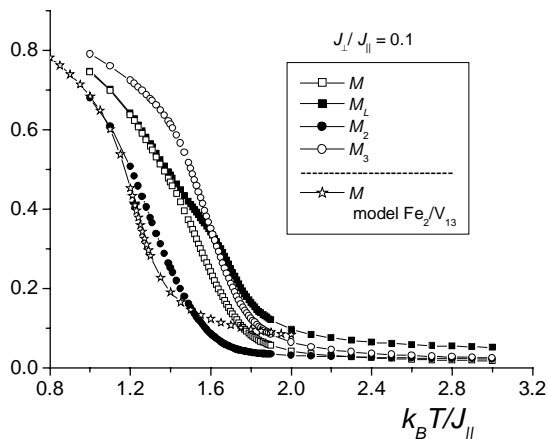


Рис. 2. Температурные зависимости параметров M , M_L , M_2 , M_3 при $J_{\perp} / J_{\parallel} = 0.1$. Для сравнения приведена зависимость намагниченности от температуры для модели сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_{13}$.

наблюдается при больших значениях соотношения межслойного и внутрислойного обменов. Из этого же рисунка видно, что магнитный порядок в Fe_2 слоях нарушается раньше, чем в «тройных» слоях железа. Ясно, что такое обособленное состояние слоев может повлиять и на другие термодинамические параметры, характеризующие системы в целом, например, на теплоемкость и восприимчивость.

О таком влиянии свидетельствуют следующие несколько рисунков, которые подтверждают, что для значений $J_{\perp} / J_{\parallel} \leq 0.1$ «двойные» и «тройные» слои Fe очень слабо связаны между собой. Рис. 3 показывает температурные зависимости теплоемкости для различных значений соотношений межслойного и внутрислойного обменов. Уменьшение величины соотношения $J_{\perp} / J_{\parallel}$ приводит к смещению максимума теплоемкости в сторону низких температур с одновременным уменьшением величины максимума. Однако при достижении значения $J_{\perp} / J_{\parallel} = 0.1$ в системе происходит кардинальные отклонения от характерных зависимостей. Об этом свидетельствуют два максимума теплоемкости в температурной зависимости, которые можно объяснить возможным присутствием в системе двух фазовых переходов: во-первых, фазовый переход «двойного» слоя при температурах порядка $k_B T / J_{\parallel} = 1.2 \div 1.3$, и, во-вторых, фазовый переход «тройного» слоя при температурах порядка $k_B T / J_{\parallel} \sim 1.7$. Причем, если положение первого пика смещается по температуре с изменением соотношения обменов, то расположение высокотемпературного пика теплоемкости практически не зависит от соотношения обменов. С другой стороны, низкотемпературный максимум теплоемкости не зависит от линейных размеров системы L .

Для сравнения на рис. 3 приведена температурная зависимость теплоемкости при $J_{\perp} / J_{\parallel} = 0.1$ для «двухслойной» модели $\text{Fe}_2/\text{V}_{13}$ из

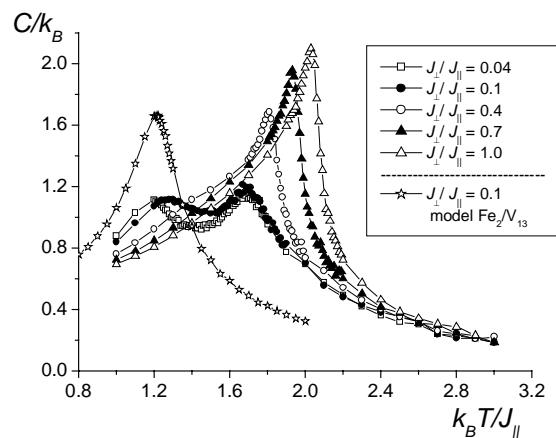


Рис. 3. Зависимости теплоемкости от температуры при различных значениях $J_{\perp} / J_{\parallel}$. Для сравнения приведена аналогичная зависимость для модели сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_{13}$.

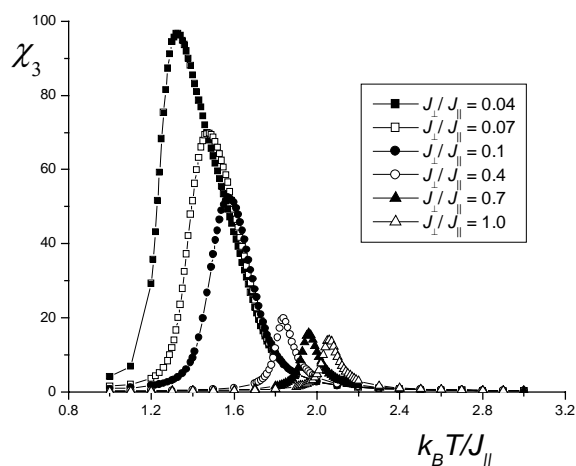


Рис. 4. Зависимости восприимчивости «тройного» слоя Fe₃ от температуры при различных значениях $J_{\perp} / J_{\parallel}$ для модели магнитной сверхрешетки Fe₂/V/Fe₃.

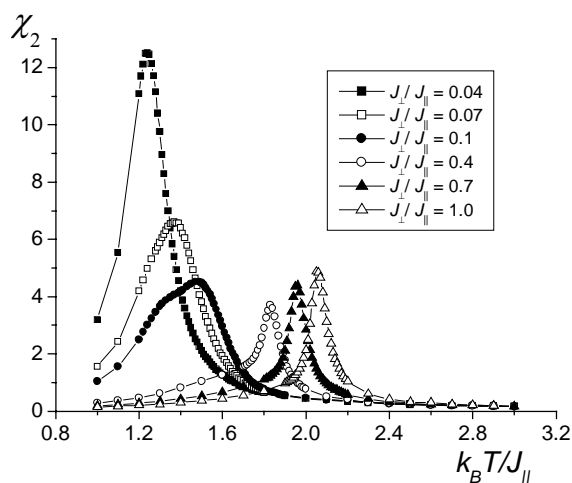


Рис. 5. Зависимости восприимчивости «двойного» слоя Fe₂ от температуры при различных значениях $J_{\perp} / J_{\parallel}$ для модели магнитной сверхрешетки Fe₂/V/Fe₃.

работ [8,9]. Максимум теплоемкости для этой модели совпадает с низкотемпературным пиком теплоемкости для нашей модели.

Аналогичные особенности наблюдается и в поведении восприимчивости. Нами рассчитаны восприимчивости «тройного» и «двойного» слоев Fe, температурные зависимости которых соответственно показаны на рисунках 4 и 5. Слой Fe₃ ведет себя как обычный ферромагнетик, у которого с уменьшением межслойного обмена максимум восприимчивости смещается в сторону низких температур с одновременным ростом величины максимума [8,9]. Для двойного слоя мы также наблюдаем смещение максимума восприимчивости в сторону низких температур. Однако это смещение сопровождается сначала небольшим уменьшением величины максимума с последующим ростом, опять же начиная со значения $J_{\perp} / J_{\parallel} = 0.1$. Для более точного определения температур фазовых переходов и построения фазовых диаграмм, необходимо использовать метод кумулянтов Биндера. Однако применение этого метода может быть проблематично к таким системам, особенно при малых значениях соотношения обменов $J_{\perp} / J_{\parallel}$.

Отметим, что в работах [8,9] при исследовании модели Fe₂/V₁₃ отклонение в выполнении скейлинговых соотношений между критическими индексами наблюдалось при значениях величин соотношений обменов 0.01 и меньше. В нашей модели Fe₂/V/Fe₃ квазидвумерность наблюдается уже при значениях $J_{\perp} / J_{\parallel} = 0.1$. Скажется ли это на критических свойствах – это вопрос последующих исследований. В таких исследованиях желательно изучить влияние малости соотношения обменов $J_{\perp} / J_{\parallel}$ на критические характеристики системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Фонда содействия отечественной науке», проекта РФФИ (№ 06-02-96602) и гранта Президента РФ по поддержке ведущей научной школы (№ НШ-5547.2006.2).

- [1] Rüdert C., Pouloupoulos P., Lindner J., Scherz A., Wende H., Baberschke K., Blomquist P., Wäppling R., Phys. Rev B, **65**, 220404(R) (2002).
- [2] Scherz A., Pouloupoulos P., Nunthel R., Lindner J., Wende H., Wilhelm F., Baberschke K., Phys. Rev B, **68**, 140401(R) (2003).
- [3] Parnaste M., van Kampen M., Brucas R., Hjörvarsson B., Phys. Rev. B, **71**, 104426 (2005).
- [4] Leiner V., Westerholt K., Blixt A.M., Zabel H., Hjörvarsson B., Phys. Rev. Lett., **91**, 37202 (2003).
- [5] Leiner V., Westerholt K., Hjörvarsson B., Zabel H., J. Phys. D: Appl. Phys., **35**, 2377 (2002).
- [6] Burkert T., Svedlindh P., Andersson G., Hjörvarsson B., Phys. Rev. B, **66**, 220402 (2002).
- [7] Parnaste M., Marcellini M., Hjörvarsson B., J. Phys.: Cond. Matter, **17**, L477 (2005).
- [8] Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K., Uzdin V.M., Journal of Magnetism and Magnetic Materials., **300**, e546 (2006).
- [9] Муртазаев А.К., Хизриев К.Ш., Уздин В.М., Известия Академии Наук. Серия физическая, **70**, 602 (2006).

Эффекты выпрямления в системах сверхпроводящих колец

В.А. Тулин, В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов,
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 г. Черноголовка, Россия
e-mail: tulin@ipmt-hpm.ac.ru

Получение полезной работы или направленного движения из неравновесного или временно-коррелированного шума, является перспективным направлением физики наноструктур [1]. Недавно было продемонстрировано эффективное выпрямление переменного тока в простых сверхпроводящих структурах на основе асимметричных алюминиевых колец [2]. При низких собственных шумах, такие системы очень привлекательны для приложений, поскольку эффективность выпрямления может достигать 40%, а рабочие частоты сотен гигагерц. Так как вблизи критической температуры в структурах без Джозефсоновских переходов существует однозначная связь между квантовым числом, определяющим циркуляцию импульса сверхпроводящих пар, и физическими величинами при измерении квантовых осцилляций критического тока и сопротивления (эффект Литтла-Паркса [3]) от магнитного поля, то эти измерения позволяют выяснить природу выпрямленного напряжения. Следует отметить, что осцилляции Литтла-Паркса пропорциональны квадрату квантованной скорости сверхпроводящих пар (или устойчивого тока) в кольце; критического тока – единичным измерениям квантовых состояний устойчивого тока в разных магнитных полях; а выпрямленного напряжения – среднему значению циркуляции скорости.

Выпрямление переменного тока в магнитном поле изучалось в одиночных асимметричных кольцах (АК) с меняющейся степенью асимметрии (Рис.1а, ширина узкой части колец $W_N=200$ нм, а широкой - $W_W=250, 300, 350$ и 400 нм), двойных АК различного диаметра (Рис.1б, диаметр 4 и $3.4 \mu\text{m}$) и степени

связи и, последовательно соединенных, двадцати одинаковых АК (Рис.1в). Исследуемые структуры формировались методом электронно-лучевой литографии и lift-off процесса термически напыленного алюминия на окисленную кремниевую подложку. Толщина Al составляла 40-50 нм, диаметр колец $4 \mu\text{m}$, (Рис.1). Для сравнения измерения проводились также на симметричных кольцах (СК). Структуры имели сопротивление $0.23-0.3 \Omega/\square$, отношение сопротивлений $R(300 \text{ K})/R(4.2 \text{ K})=2.7-3.5$, температуру сверхпроводящего перехода $1.22-1.28 \text{ K}$, длину когерентности $\xi(T=0 \text{ K}) \sim 170$ нм и глубину проникновения $\lambda(T=0 \text{ K}) \sim 80$ нм.

Все измерения проводились четырех-контактным методом в стеклянном гелиевом криостате с откачкой паров гелия. Выпрямленное напряжение (ВН) измерялось следующим образом. На токовые контакты от прецизионного источника (Keithley 6221) подавался переменный ток $I_b=I_0\sin(\omega t)$ с частотой 500 Гц - 5 кГц. Выпрямленное напряжение как функция магнитного поля измерялось на потенциальных контактах в полосе частот 0-10 Гц инструментальным усилителем с коэффициентом усиления 1000 и приведенным ко входу уровнем шума 30 нВ для 0-10 Гц. Дополнительное усиление осуществлялось малошумящим усилителем SR560.

Зависимость критического тока структур $I_C(B)$ от магнитного поля измерялась из периодически повторяющихся ВАХ (10 Гц) в медленно меняющемся магнитном поле (~ 0.01 Гц) по следующему алгоритму: (1) проверялось условие нахождения структуры в сверхпроводящем состоянии, а затем (2) после превышения

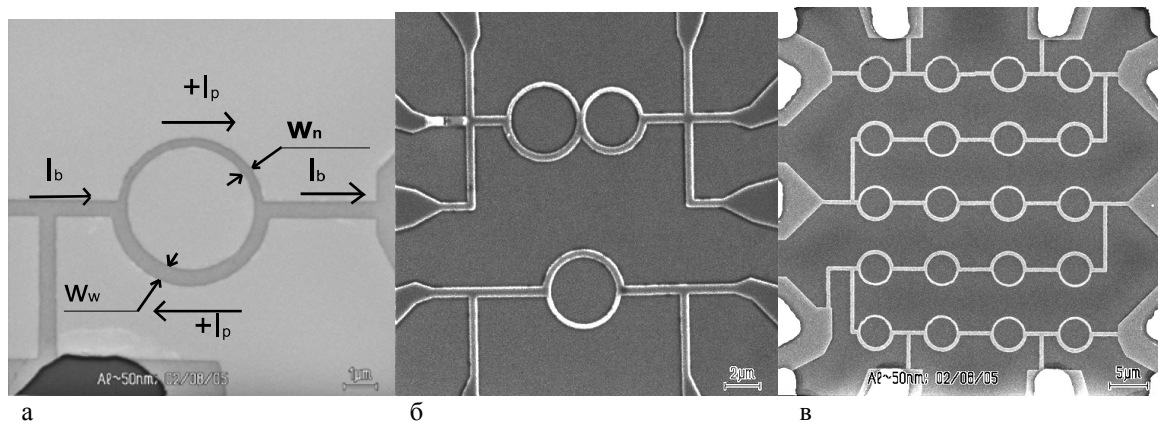


Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение структур с: а) одним Al АК, б) двумя и в) 20 АК.

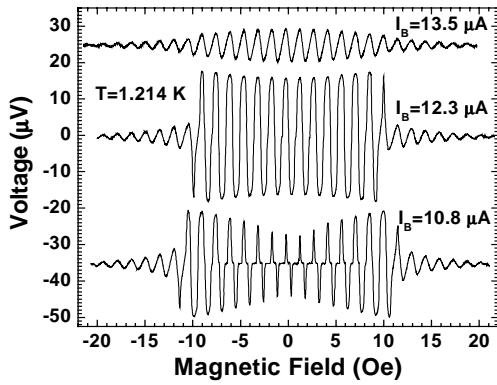


Рис. 2. Осцилляции выпрямленного напряжения одиночного АК при разных амплитудах тока.

порогового напряжения (устанавливаемого выше наводок и шумов системы измерения и определяющего минимальный измеряемый критический ток) определялись магнитное поле и критический ток с запаздыванием около 30 мксек. Таким образом, последовательно измерялся критический ток из ВАХ с противоположным направлением тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$. Измерение одной зависимости $I_c(B)$, содержащей 1000 точек, требовало около 100 секунд. Все сигналы переводились в цифровую форму многоканальным 16-разрядным АЦП.

Для уменьшения магнитного поля Земли область криостата, в которой находился образец, экранировалась цилиндром из пермаллоя. Остаточное магнитное поле составляло 0.15 Гс, а положение “нуля” магнитного поля было известно с точностью 0.03 Гс или $\sim 0.02\Phi_0$. Чтобы уменьшить наводки и термализовать образцы использовались низкотемпературные фильтры и Рi-фильтры, а также коаксиальные витые пары с затуханием на высоких частотах.

На рис. 2 показано ВН для одиночного АК при разных амплитудах переменного тока. Наблюдаются осцилляции с периодом равным сверхпроводящему кванту потока $\Phi_0 = h/2e$. Максимумы и минимумы осцилляций находятся при $\Phi \approx \Phi_0(n \pm 1/4)$, ($n=0, \pm 1, \dots$) и соответствуют

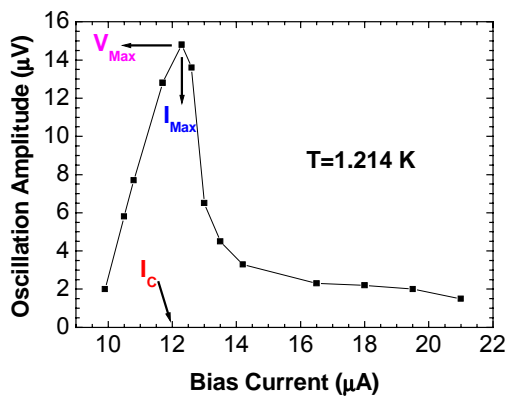


Рис. 3. Зависимость амплитуды осцилляций ВН при $\Phi \approx \pm 1/4\Phi_0$ от амплитуды тока.

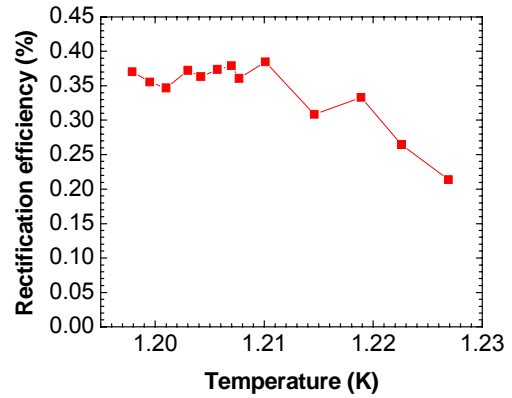


Рис.4. Зависимость эффективности выпрямления АК от температуры.

магнитным полям с максимальной эффективностью выпрямления. Следует отметить немонотонность амплитуды осцилляций ВН ($\Phi \approx \pm 1/4\Phi_0$) при малых изменениях амплитуды тока (Рис. 2). Детальная зависимость амплитуды осцилляций ВН от тока представлена на Рис.3. ВН достигает максимума V_{Max} при амплитуде тока $I_0 = I_{Max}$, которая равна или слегка превосходит критический ток $I_c(B=0)$ для АК при данной температуре. Равенство $I_{Max}(T) \approx I_c(T)$ было проверено в диапазоне $T = (0.95-0.99)T_c$.

Отношение $V_{Max}/I_{Max} = 1.45$ Ом не зависит от температуры при $T < 0.98T_c$ и определяет максимальную эффективность выпрямления, которая равна $\sqrt{2} V_{max}/I_0 R_n = \sqrt{2} V_{max}/I_{max} R_n \approx 0.37$ (Рис. 4), где $R_n = 5.5$ Ом – сопротивление АК в нормальном состоянии. При приближении к T_c эффективность выпрямления уменьшается, так как уменьшается гистерезис ВАХ. Из-за асимметрии ВАХ АК выпрямляет синусоидальный ток в течение одного полупериода, поэтому эффективность выпрямления АК близка к предельной 0.5 для полупериодного выпрямления.

Хорошо известно, что осцилляции Литтла-Паркса и критического тока в магнитном поле

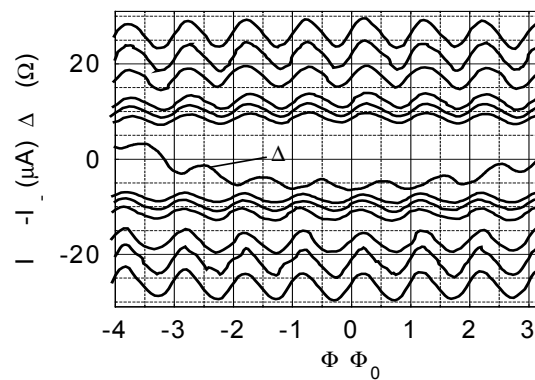


Рис. 5. Зависимость критических токов $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ от магнитного поля для асимметричного кольца ($W_w/W_N=2$) при различных температурах. $\Delta R = (R_{LP}-8)$ - осцилляции Литтла-Паркса ($I_B = 1 \mu A$ и $T = 1.2322 K \approx 0.9994T_c$).

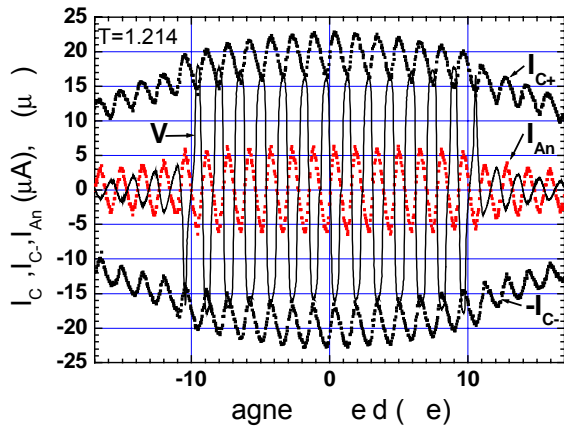


Рис. 6. Осцилляции в магнитном поле критического тока, анизотропии I_{An} , и ВН.

для симметричных колец обусловлены кольцевым устойчивым током I_p [4] существование которого следует из квантования циркуляции импульса сверхпроводящего конденсата подобно квантованию момента импульса электрона на атомной орбите. В случае АК причина та же [5]. Простые выкладки показывают, что разность (анизотропия) критических токов с противоположными направлениями $I_{C+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{C-}(\Phi/\Phi_0)$ удовлетворяет равенству $I_{An}=I_{C+}(\Phi/\Phi_0)-I_{C-}(\Phi/\Phi_0)=I_p(S_w/S_n-S_n/S_w)$, где S_w – сечение широкой, а S_n – узкой части АК. На Рис. 5 представлены осцилляции критических токов I_{C+} и I_{C-} в магнитном поле (период равен Φ_0) для АК при разных температурах. В отличие от идеальных симметричных колец ($W_w/W_n=1$), для которых выполняется соотношение $I_{C-}(\Phi/\Phi_0) = I_{C+}(\Phi/\Phi_0)$ и анизотропия равна нулю, для АК $I_{C-}(\Phi/\Phi_0)=I_{C+}(\Phi/\Phi_0+\Delta\phi)$, а $\Delta\phi=\Phi_0/2$. Измерения показали, что даже небольшая асимметрия ($W_w/W_n=1.25$) приводит к сдвигу на $\Phi_0/2$, который не меняется с дальнейшим увеличением асимметрии до 2. Величина сдвига не зависела также от температуры в диапазоне $(0.94\div 0.99)T_c$ (рис.5). Для этих температур величина критического тока изменялась от 3 до 50 μA . Поэтому можно констатировать, что $\Delta\phi$ не

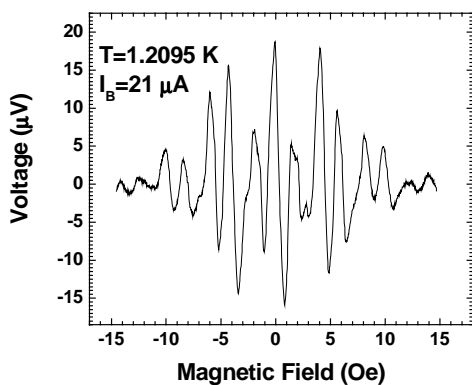


Рис. 7. ВН для связанных двойных АК

зависит и от величины кольцевого тока I_p в АК, создающего дополнительный поток магнитного поля, который по нашим оценкам не превышает несколько сотых Φ_0 (слабое экранирование). Измерения в СК показали, что сдвиг составляет $(0.03-0.07)\Phi_0$ и может быть объяснен малыми отклонениями от идеальной формы и неоднородностью толщины колец. Следует отметить, что для СК и АК наблюдался традиционный эффект Литтла-Паркса, т.е. максимумы осцилляций сопротивления соответствовали полувельям, а минимумы – целым значениям Φ_0 .

Наличие сдвига $\Delta\phi$ и, как следствие, анизотропии I_{An} позволяет объяснить выпрямление переменного тока в АК. На Рис. 6 одновременно представлены критические токи, соответствующая им анизотропия, и выпрямленное напряжение $V(B)$ для $I_0=I_{Max}$ при данной температуре. Видно, что для ВН выполняется соотношение $V(B)\sim(-I_{An})$ и такая пропорциональность наблюдалась при разных температурах. Так как $V(B)$ пересекает нуль в целых и в полувельях Φ_0 (из-за усреднения разнонаправленных токов I_p при $\Phi_0/2$), то можно предположить, что $V(B)\sim\langle I_p \rangle$. Таким образом, можно сделать вывод, что ВН пропорционально среднему значению циркуляции скорости сверхпроводящих пар.

Эффекты выпрямления в двойных АК довольно разнообразны. Измерения на паре разнесенных на 4 μm колец разного диаметра демонстрируют независимый и аддитивный вклад от каждого кольца. На Рис. 7 представлены осцилляции ВН для пары связанных колец (Рис. 1б). Осцилляции неперриодичны, и для их анализа использовалось преобразование Фурье. В спектре осцилляций (Рис.8) присутствуют колебания с частотами, соответствующими площадям большого f_L и малого f_S колец, а также их разности f_{L-S} . Амплитуда осцилляций малого кольца больше вследствие обратной пропорциональности устойчивого тока I_p радиусу кольца. Причина разностных осцилляций f_{L-S} неясна, поэтому для выяснения их возможного происхождения был изготовлен образец,

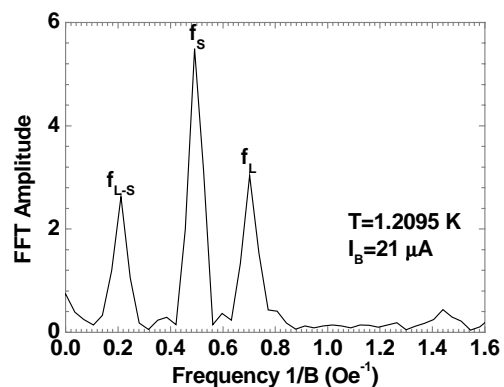


Рис. 8. Спектр Фурье ВН для связанных двойных АК

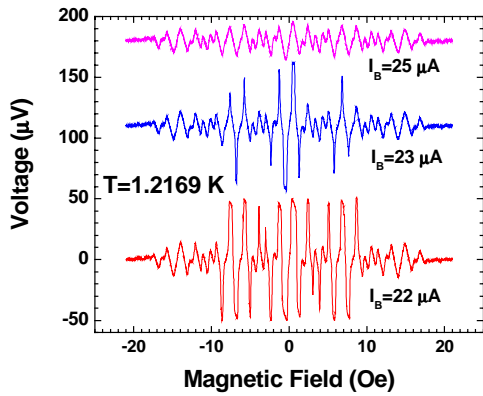


Рис. 9. ВН для связанных двойных АК со слабой связью при разных амплитудах тока.

аналогичный данному, но со слабой связью в месте соприкосновения колец. Осцилляции ВН при разных токах для двойных АК со слабой связью представлены на Рис. 9. В спектрах Фурье (Рис.10) этой структуры подавляются осцилляции, соответствующие разности f_{L-S} и доминируют осцилляции, соответствующие сумме площадей колец f_{L+S} . Осцилляции с суммарной частотой преобладали при более высоких температурах и токах, когда слабая связь “разрывала” место соединения колец, формируя структуру с суммарной площадью.

Выпрямленное напряжение для 20 разнесенных АК (Рис. 1в) равняется сумме напряжений 20 отдельных колец [6], демонстрируя аддитивность и синхронизацию выпрямления для структур из последовательно соединенных колец. Это свойство структур, состоящих из множественных разделенных АК, может быть использовано для детектирования малых переменных сигналов, неравновесных и равновесных шумов в случае отсутствия внешнего переменного тока. Можно оценить требуемое количество АК для наблюдения равновесных шумов при $T \approx 1$ К.

Мощность равновесных шумов Найквиста $W_N = k_B T \Delta f$ равномерно “размазана” по спектру частот от $f = 0$ до квантового предела $f = k_B T / h$ равного примерно 20 ГГц при $T \approx 1$ К. Полной мощности $(k_B T)^2 / h$ соответствует ток $I_{N,max} = \langle I_N^2 \rangle^{1/2} \approx k_B T / (hR)^{1/2}$, где R – сопротивление образца. Частота шума, который может индуцировать ВН $V(\Phi/\Phi_0)$, ограничивается временем релаксации к равновесному сверхпроводящему состоянию $\tau_0 = \pi \hbar / 8k_B(T_c - T)$, которое превышает время релаксации тока $\tau_0 > \tau_{RL} = L/R \approx 10^{-12}$ сек в наших АК. С приближением к сверхпроводящему переходу амплитуда равновесного шума, который может индуцировать ВН, уменьшается $I_{N,eff} \approx (8/\pi)^{1/2} (1 - T/T_c)^{1/2} I_{N,max}$ или $I_{N,eff} \approx 0.6 \mu A (1 - T/T_c)^{1/2}$ для $T \approx 1$ К и $R \approx 10$ Ом. В то же время критический ток структур $I_c(T) = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$. Равновесные шумы могут индуцировать ВН, когда $I_{N,eff} \geq I_c(T)$, т.е. при $1 - T/T_c \leq (8/\pi)^{1/2} I_{Ny,max} / I_c(0) = 0.6$

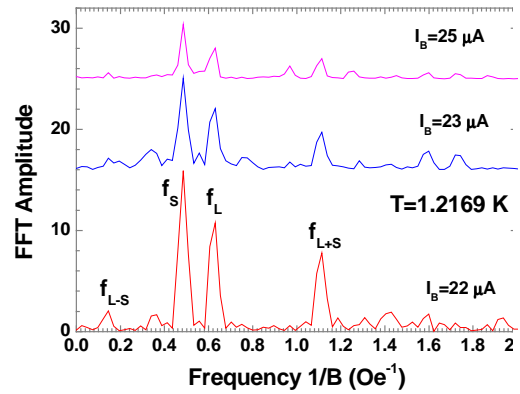


Рис. 10. Спектр Фурье ВН для связанных двойных АК со слабой связью при разных амплитудах тока.

$\mu A / I_c(0)$. Для характерных значений критического тока $I_c(0) = 1.4 \div 5.5$ мА в наших АК, это соответствует температурам $(1 - T/T_c) \leq 0.0001 \div 0.0004$. При этих температурах $I_{N,eff} \approx 0.6 \mu A \times (1 - T/T_c)^{1/2} \approx 0.006 \div 0.01 \mu A$, что соответствует амплитуде ВН $V_{max} \approx E_R R_n (0.006 \div 0.01) \mu V$, где E_R – эффективность выпрямления (Рис. 4). Из-за уменьшения E_R на порядок вблизи T_c , вследствие изменения типа ВАХ, для наблюдения $V_{max} = 1 \mu V$ требуется сопротивление $R_n \approx 4$ кОм или около 1000 АК. Таким образом, для наблюдения равновесных шумов требуется технологически осуществимое количество АК.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОИТВС РАН в рамках проекта “Квантовый бит на основе микро и наноструктур с металлической проводимостью”, РФФИ (проект 04-02-17068) и программы Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры».

- [1] P. Reimann. Physics Reports 361, 57 (2002).
- [2] С.В. Дубонос и др. Письма в ЖЭТФ 77, 439 (2003).
- [3] W.A. Little and R.D. Parks, Phys.Rev.Lett. 9, 9 (1962).
- [4] М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат 1980.
- [5] В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин. “Квантовые осцилляции критического тока асимметричных сверхпроводящих колец.” Известия РАН. Серия физическая” 71, № 1, 21 (2007).
- [6] V.L. Gurtovoi, S.V. Dubonos, A.V. Nikulov, N.N. Osipov, V.A. Tulin, “Calibration of quantum detector of noise based on a system of asymmetric superconducting loops”, the Proceedings of SPIE Vol. 6260, Micro- and nanoelectronics – 2005, pp. 62600T1-62600T8 (2006).

Дальнодействующая нечетная триплетная сверхпроводимость в системах сверхпроводник-ферромагнетик с неелевской доменной структурой

Я.В. Фоминов¹, А.Ф. Волков^{2,3}, К.Б. Ефетов^{2,1}

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова 1а, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

² Theoretische Physik III, Ruhr-Universität Bochum, D-44780 Bochum, Germany

³ Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия
e-mail: fominov@landau.ac.ru

Рассмотрен контакт синглетный сверхпроводник – ферромагнетик (SF) с неелевской доменной структурой в F части. Показано, что вблизи доменных стенок происходит генерация «дальнодействующей» триплетной сверхпроводящей компоненты (нечетной по энергии), которая проникает вглубь доменов на расстояние порядка $\xi_T = (D/2\pi T)^{1/2}$ (рассматривается грязный предел, D – коэффициент диффузии). Эта длина гораздо больше, чем обычная «короткодействующая» длина $\xi_h = (D/h)^{1/2}$ (где h – обменная энергия), характеризующая глубину проникновения сверхпроводимости в монодоменный фер-

ромагнетик. Вычислена поправка к плотности состояний в ферромагнетике благодаря дальнодействующей триплетной компоненте и обусловленный ею джозефсоновский ток в SFS контакте.

Доклад основан на работах [1], [2].

[1] Fominov, Ya.V., Volkov, A.F. and Efetov, K.B., cond-mat/0610440 (принято в Phys. Rev. B).

[2] Volkov, A.F., Fominov, Ya.V. and Efetov, K.B., Phys. Rev. B, **72**, 184504 (2005).

Андреевская спектроскопия точечных контактов сверхпроводников с сильными ферромагнетиками

Водопьянов Б.П.

Казанский физико – технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН,
Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия
e-mail: vodopyanov@kfti.knc.ru

На основе последовательной квазиклассической теории сверхпроводимости для металлов с расщепленной по спину зоной проводимости [1] изучено влияние спин поляризованного тока на контактанс баллистического точечного контакта сильного ферромагнетика (F) со сверхпроводником (S) d - типа, симметрия параметра порядка которого нарушена по отношению к обращению времени. Найдено аналитическое выражение, позволяющее вычислять зависимость контактанса от напряжения при произвольных спин-зависящих коэффициентах прохождения. Найдено, что соотношения между уровнями Ферми контактирующих металлов определяют знак избыточного тока и существенно влияют на форму зависимости контактанса F/S контакта от напряжения.

Электрический ток через контакт ферромагнитный металл/сверхпроводник при напряжении меньшем энергетической щели протекает посредством андреевского отражения [2]. Электрон, например, со спином вверх, двигаясь из ферромагнитного металла в сторону сверхпроводника, образует в области действия эффективного электрон-электронного взаимодействия с отрицательной константой связи куперовскую пару (синглетную), которая продолжает движение в сверхпроводящем конденсате, перенося заряд $2e$. Второй электрон изымается из подзоны ферромагнитного металла со спином вниз. При этом в ферромагнетике в подзоне со спином вверх образуется дырка. Дырка имеет скорость противоположную скорости электрона и отрицательную эффективную массу, что позволяет ей переносить зарядовый ток в том же самом направлении. Это приводит к удвоению контактанса N/S контакта (N-нормальный металл), что было показано в работе [3].

Процесс андреевского отражения пропорционален произведению коэффициентов прохождения D_{\uparrow} и D_{\downarrow} из спиновых подзон ферромагнетика в сверхпроводник. Квадратичная зависимость подщелевого контактанса от коэффициента прохождения давно используется в экспериментах, измеряющих зависимость проводимости ($\sigma_{F/S}(V)$) N/I/S контактов (I - изолятор) от приложенного потенциала (V), для определения энергетической щели сверхпроводников (андреевская спектроскопия

сверхпроводников). Из-за сильного подавления андреевского отражения в N/I/S контактах, ($\sigma_{F/S}(V)$) имеет резкий пик при значении потенциала, соответствующему энергетической щели сверхпроводника.

В работе [4] было обращено внимание на то, что в F/S контактах андреевское отражение подавляется при непосредственном контакте между металлами (потенциальный барьер отсутствует) по мере роста спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетика. Это связано с тем, что эффективность андреевского отражения определяется числом проводящих каналов в подзоне с меньшим значением импульса Ферми. В работах [5, 6] было предложено использовать это подавление для определения спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетиков (андреевская спектроскопия ферромагнетиков) по измерениям ($\sigma_{F/S}(V)$) при $V=0$. Основываясь на физическом соображении, что при низких температурах спин-поляризованная компонента нормального тока не проходит через сверхпроводник, авторы работы [5] предложили простую формулу для определения контактной поляризации (P_C) зоны проводимости ферромагнетика:

$$\sigma_{F/S}(V=0)/\sigma_{N/S}=2(1-P_C) \quad (1)$$

$$P_C=(1-\delta^2)/(1+\delta^2); \quad \delta^2=p_{\downarrow}/p_{\uparrow}\leq 1$$

и определили P_C для ряда используемых в эксперименте ферромагнетиков.

В дальнейшем неполное андреевское подавление в F/S точно-контактных экспериментах позволило установить, что $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [7], $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$ [8], кристаллический SrO_2 [9] не являются 100% ферромагнетиками и, используя различные модельные выражения для контактанса, сделать оценки их поляризаций.

Автором на основе полученного ранее выражения для контактанса баллистического точечного контакта сильный ферромагнетик/сверхпроводник [1] найдено, что величина контактанса при нулевом напряжении сильно зависит от соотношения между уровнями Ферми спиновых подзон ферромагнетика

(p_{\uparrow} , p_{\downarrow}) и сверхпроводника (p_S). При параметризации $p_S = \alpha \cdot p_{\uparrow} + (1 - \alpha) \cdot p_{\downarrow}$ ($0 < \alpha < 1$) для различных значений параметра α , оценка поляризации ферромагнетика (δ) ($\delta = p_{\downarrow} / p_{\uparrow}$) по простой формуле (1), может давать ошибку порядка 50%. Результаты справедливы при зеркальном отражении электронов от границы и учитывают зависимость спин-зависящих коэффициентов прохождения и отражения $R_{\uparrow,\downarrow} = 1 - D_{\uparrow,\downarrow}$ от углов подлета электронов к области контакта. Результаты численного расчета представлены на Рис.1.

Из рисунка видно, что даже при $\sigma_{F/S}(V=0) / \sigma_{N/S} = 0.1$ ошибка может достигать 10%. Причина этого в следующем.

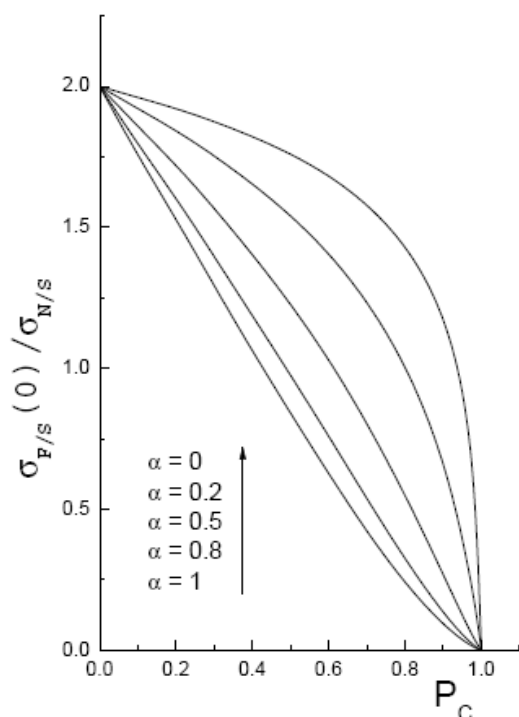


Рис.1. Зависимость контактанса при нулевом напряжении от поляризации ферромагнетика для непосредственного контакта между металлами ($\Delta / 2T = 5.5$).

При зеркальном отражении импульсы Ферми электронов, контактирующих металлов, связаны соотношением (импульс электронов параллельный плоскости контакта (p_{\parallel}) сохраняется):

$$p_{\uparrow} \sin(\theta_{\uparrow}) = p_{\parallel} = p_{\downarrow} \sin(\theta_{\downarrow}) = p^S \sin(\theta^S). \quad (2)$$

$\theta_{\uparrow}, \theta_{\downarrow}, \theta^S$ - углы между импульсами электронов и нормалью к плоскости контакта в спиновых подзонах ферромагнетика и сверхпроводника.

В результате, чем меньше значение α , при заданном значении δ , тем меньше конус углов

падения у электроном в подзоне ферромагнетика со спином вверх, позволяющий им участвовать в андреевском отражении. P_C от α не зависит, а $\sigma_{F/S}(0)$ уменьшается. Отсюда и ошибка.

При наличии потенциального барьера зависимость контактанса при нулевом напряжении от поляризации ферромагнетика хотя и близка к линейной, но коэффициент пропорциональности между контактансом при нулевом напряжении и P_C неизвестен (в формуле (1) он равен двум).

Найдено, что особенностью вольтамперной зависимости баллистического контакта высокополяризованного ферромагнетика со сверхпроводником при зеркальном отражении электронов от границы является то, что избыточный ток может быть "отрицательным". То есть ток через F/S контакт при больших напряжения меньше тока через этот же контакт при нормальном состоянии сверхпроводника.

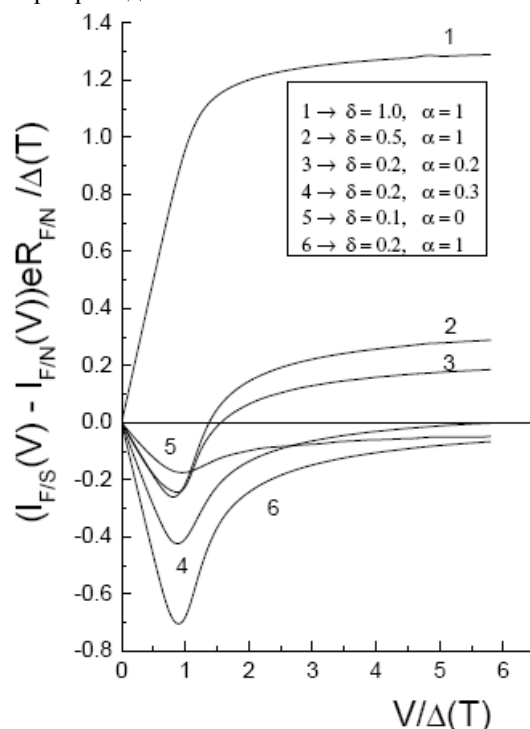


Рис. 2. Зависимость избыточного тока точечного F/S контакта от напряжения для различных значений поляризации ферромагнетика δ и параметра α . $R_{F/N}$ - сопротивление F/N контакта.

Избыточный ток возникает из-за все еще имеющего место при больших напряжениях андреевского отражения. Квазичастичный ток поляризован. Он меньше тока в нормальном состоянии из-за подбарьерного отражения на щели. Значение параметра α , фиксирующего положение уровня Ферми сверхпроводника относительно уровней Ферми спиновых подзон ферромагнетика, определяет долю поляризованного квазичастичного тока в

избыточном токе. При фиксированном значении α с ростом поляризации ферромагнетика андреевское отражение подавляется. В результате чего сверхпроводящий ток сильно уменьшается и при определенном значении поляризации ферромагнетика не компенсирует уменьшение квазичастичного тока из-за подбарьерного отражения на щели. Избыточный ток становится “отрицательным”. Чем больше значение α , тем шире область значений поляризаций ферромагнетика при которых при больших приложенных потенциалах должен наблюдаться “отрицательный” избыточный ток. Если при некотором значении δ избыточный ток “отрицателен” при $\alpha=0$, то он “отрицателен” при всех значениях α . Так из Рис.2. видно, что при $\delta=0.2$ ($P_C = 92\%$) избыточный ток при $\alpha=0.2$

положителен, а при $\alpha>0.3$ отрицателен. При $\delta=0.1$ ($P_C = 98\%$) избыточный ток отрицателен при всех значениях параметра α .

Изучено влияние спин поляризованного тока на контактанс баллистического точечного контакта сильного ферромагнетика со сверхпроводником d -типа, симметрия параметра порядка которого нарушена по отношению к обращению времени (симметрия $d_{x^2-y^2} + is$). Когда кристаллические оси сверхпроводника расположены относительно нормали к плоскости контакта под углом 45 градусов, аналитическое выражение, позволяющее вычислять зависимость контактанса от напряжения при произвольных спин-зависящих коэффициентах прохождения принимает простой вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{F/S}(V) = & \frac{e^2 A}{\pi} \int \frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{(2\pi)^2} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2T} \left[\frac{1}{\cosh^2\left(\frac{\varepsilon+eV}{2T}\right)} + \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{\varepsilon-eV}{2T}\right)} \right] \times \\ & \frac{(\varepsilon^2 - \Delta_s^2) \varepsilon [(D_{\uparrow} + D_{\downarrow}) \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2} + D_{\uparrow} D_{\downarrow} (\varepsilon - \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2})]}{[(1 + \sqrt{R_{\uparrow} R_{\downarrow}})(\varepsilon^2 - \Delta_s^2) + (1 - \sqrt{R_{\uparrow} R_{\downarrow}}) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}]^2 + (1 - \sqrt{R_{\uparrow} R_{\downarrow}})^2 \Delta_s^2 \Delta_d^2(\theta)} \\ & + \frac{e^2 A}{\pi} \int \frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{(2\pi)^2} \int_0^{\Delta} \frac{d\varepsilon}{2T} \left[\frac{1}{\cosh^2\left(\frac{\varepsilon+eV}{2T}\right)} + \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{\varepsilon-eV}{2T}\right)} \right] \times \quad (3) \\ & \left[\frac{D_{\uparrow} D_{\downarrow} [\varepsilon^2 \Delta_d^2(\theta) + \Delta_s^2 [\Delta^2 - \varepsilon^2] + 2 \Delta_s \Delta_d(\theta) \sqrt{\Delta^2 - \varepsilon^2}]}{(1 + \sqrt{R_{\uparrow} R_{\downarrow}})^2 (\Delta_s^2 - \varepsilon^2)^2 + (1 - \sqrt{R_{\uparrow} R_{\downarrow}})^2 (\varepsilon \sqrt{\Delta^2 - \varepsilon^2} + \Delta_s \Delta_d(\theta))^2} + (\varepsilon \rightarrow -\varepsilon) \right] \end{aligned}$$

Здесь $\Delta = \sqrt{\Delta_s^2 + \Delta_d^2(\theta)}$, $\Delta_d(\theta) = \Delta_d |\sin(2\theta)|$

Для некоторых значений параметров материалов, образующих $F/(d_{x^2-y^2} + is)$ контакт зависимость контактанса от напряжения представлена на Рис.3 и Рис.4. На Рис.3 показано изменение контактанса $N/(d_{x^2-y^2} + is)$ контакта ($\delta=1$, $\alpha=1$) при замене нормального металла на ферромагнетик в зависимости от положения уровня Ферми сверхпроводника относительно уровней Ферми спиновых подзон ферромагнетика для непосредственного контакта (потенциальный барьер отсутствует: $U=0$); на Рис.4. при наличии потенциального барьера ($U=3$).

Когда кристаллические оси сверхпроводника с $d_{x^2-y^2}$ симметрией параметра порядка ориентированы относительно нормали к плоскости контакта под углом 45 градусов туннельный контактанс имеет острый пик при $V=0$ [10] обусловленный наличием андреевских квазичастичных связанных состояний [11], образующихся вблизи границы на уровне Ферми в ферромагнетике и проникающих в сверхпроводник на расстоянии порядка длины когерентности. Если симметрия параметра порядка по отношению к обращению времени нарушена, то этот пик расщепляется на два

пика, соответствующих, например, значениям $V = \Delta_s$. (Линия 3 на Рис.4b))

Как видно из уравнения, знаменатель подщелевого контактанса состоит из двух частей. Первая часть стремится сместить пик в контактансе из точки $V=0$ в точку $V = \Delta_s$. Вторая часть обеспечивает пик в контактансе при $V=0$. Сильный ферромагнетик уменьшает вклад второй части в силу, комбинации коэффициентов отражения, входящих в него и без наличия потенциального барьера, однако расщепления пика для коэффициентов прохождения взятых в виде:

$$D_{\uparrow} = \frac{4p_{\uparrow x} p^S \cos(\theta^S)}{(p_{\uparrow x} + p^S \cos(\theta^S))^2}, D_{\downarrow} = \frac{4p_{\downarrow x} p^S \cos(\theta^S)}{(p_{\downarrow x} + p^S \cos(\theta^S))^2},$$

$$p_{\downarrow x} = p_{\downarrow} \cos(\theta_{\downarrow}), p_{\uparrow x} = p_{\uparrow} \cos(\theta_{\uparrow}),$$

не происходит (Рис.3). С ростом поляризации ферромагнетика уменьшается высота пика при $V=0$. При наличии потенциального барьера и ферромагнетика с $p_{\uparrow} \approx p^S$ появляется возможность надежной идентификации сверхпроводников с $d_{x^2-y^2} + is$ симметрией параметра порядка (Рис.4a)).

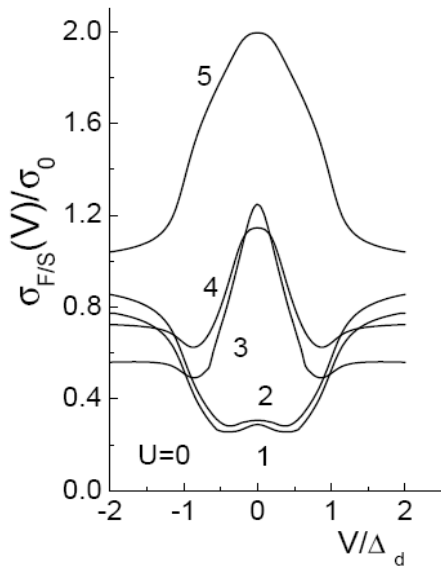


Рис.3. На графике представлена зависимость контактанса баллистического точечного контакта $F/(d_{x^2-y^2} + is)$ от приложенного напряжения при низких температурах для различных значений поляризации ферромагнетика и параметра α :

- 1 $\rightarrow \delta = 0.2, \alpha = 1, \Delta_s/\Delta_d = 0$
- 2 $\rightarrow \delta = 0.2, \alpha = 1, \Delta_s/\Delta_d = 0.2$
- 3 $\rightarrow \delta = 0.2, \alpha = 0.2, \Delta_s/\Delta_d = 0$
- 4 $\rightarrow \delta = 0.2, \alpha = 0.2, \Delta_s/\Delta_d = 0.2$
- 5 $\rightarrow \delta = 1, \alpha = 1, \Delta_s/\Delta_d = 0.2$.

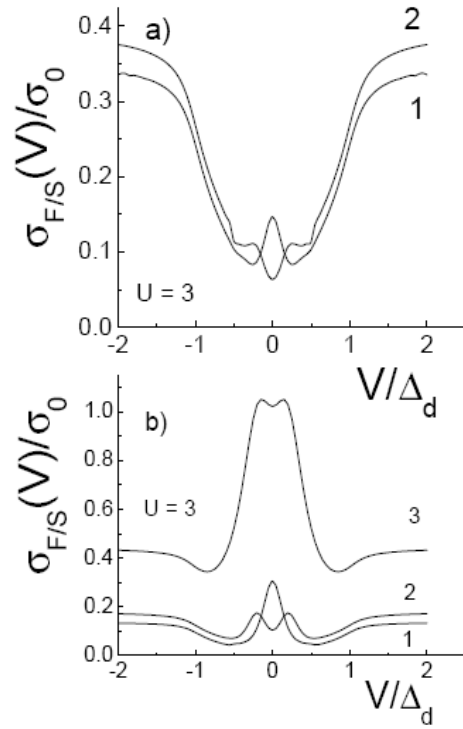


Рис.4. Оси координат такие же, как на Рис.3. Расчеты сделаны при наличии потенциального барьера U :

Панель а):

- 1 $\rightarrow \delta = 0.2, \alpha = 1, \Delta_s/\Delta_d = 0,$
- 2 $\rightarrow \delta = 0.2, \alpha = 1, \Delta_s/\Delta_d = 0.2.$

Панель б):

- 1 $\rightarrow \delta = 0.2, \alpha = 0.2, \Delta_s/\Delta_d = 0$
- 2 $\rightarrow \delta = 0.2, \alpha = 0.2, \Delta_s/\Delta_d = 0.2$
- 3 $\rightarrow \delta = 1, \alpha = 1, \Delta_s/\Delta_d = 0.2.$

- [1] Б.П. Водопьянов, Л.Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ, **77**, 153 (2003).
- [2] А.Ф.Андреев, ЖЭТФ, **46**, 1823 (1964).
- [3] G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B, **25**, 4515 (1982).
- [4] M.J.M. de Jong and C.W.J. Beenakker, Rhys. Rev. Lett., **74**, 1657 (1995).
- [5] R.J. Soulen, J.M. Byers, M.S. Osofsky et al., Science **282**, 85 (1998).
- [6] S.K. Upadhyay, A. Palanisami, R.N. Louie, R.A. Buhrman, Rhys.Rev. Lett. **81**, 3247 (1998).
- [7] B. Nadgorny, I.I. Mazin, M. Osofsky et al., Phys. Rev. B, **63**, 184433 (1982).
- [8] А.И. Дьяченко, В.А. Дьяченко, В.Ю. Таренков, В.Н. Криворучко, ФТТ, **48**, 407 (2006).
- [9] Y.Ji, G.J. Strijkers, F.Y. Yang, Rhys.Rev. Lett. **86**, 5585 (2001).
- [10] Y. Tanaka, S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
- [11] C.R. Hu, Phys. Rev. Lett., **72**, 1526 (1994).

Особенности электронной структуры и оптических спектров наночастиц моттовских диэлектриков.

С.Г. Овчинников^{1,2}

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, 660036, Красноярск, Россия

e-mail: sgo@iph.krasn.ru

При переходе от объемных классических полупроводников и диэлектриков к наночастицам естественно ожидать уширения запрещенной зоны и в результате - синий сдвиг края фундаментального поглощения. Этот эффект хорошо описывается в рамках простейшей одноэлектронной зонной модели как следствие размерного квантования [1]. Именно такой сдвиг и наблюдался в полупроводнике Cu_2O , электронная структура которого адекватно описывается зонной теорией. Иное поведение было обнаружено для наночастиц материалов с сильными электронными корреляциями (СЭК), примером которых служит монооксид меди CuO . Здесь при переходе от объемных материалов к наночастицам обнаружен заметный красный сдвиг [2]. В настоящей работе теоретически обсуждаются изменения электронной структуры и оптических спектров моттовских диэлектриков при переходе от объемных кристаллов к наночастицам в рамках многоэлектронного подхода – обобщенного метода сильной связи (ГТВ метода), развитого ранее автором для описания сверхпроводящих ВТСП купратов [3]. ГТВ метод предсказывает для допированных моттовских диэлектриков возникновение внутрищелевых уровней с высокой плотностью состояний, и следовательно, появление оптической плотности при энергиях меньше края фундаментального поглощения E_g . В рамках многоэлектронного подхода анализируются данные экспериментальных исследований оптических спектров поглощения наночастиц CuO [2]. Выводы настоящей работы применимы также к наночастицам электронных ВТСП купратов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$.

Один из основных результатов эксперимента [2] следующий: рост числа вакансий по кислороду и концентрации ионов Cu^+ в наночастицах по сравнению с объемными CuO . С точки зрения электронной структуры мотт-хаббардовского диэлектрика, к которым принадлежит CuO , эти же дефекты обуславливают электронное допирование. Как и в слоистых ВТСП купратах, допирование приводит к появлению внутрищелевых состояний. Рассмотрим механизм их формирования применительно к CuO подробнее. Расчет в ГТВ-методе проводится в 3 этапа [3]:

1). Решетка разбивается на совокупность элементарных ячеек, в каждой ячейке гамильтониан записывается в представлении

функций Ванье для ортогонализации состояний соседних ячеек. Затем выполняется точная диагонализация (численно) гамильтониана одной ячейки и строятся многоэлектронные молекулярные орбитали с числом электронов N_e и $N_e \pm 1$. Число N_e находится из условия электронейтральности. Например, для купратов в силу почти полного заполнения d – зоны удобно работать в дырочном представлении, и для недопированного CuO $n_h=1$, одна дырка на ячейку. В качестве элементарной ячейки можно выбрать кластер CuO_4 ; вследствие электронейтральности кристалла в стехиометрическом случае мы можем приписать ионам следующие валентности: $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$. Мы будем нумеровать многоэлектронные термы ячейки числом дырок, так в конфигурации $3d^9 2p^6$ имеем одну дырку на ячейку, $n_h=1$. Добавление одного электрона приводит к формированию $3d^{10} 2p^6$ конфигурации с $n_h=0$ (или Cu^+). Добавление одной дырки порождает двухдырочные термы с $n_h=2$, описываемые суперпозицией конфигураций $3d^8 2p^6$, $3d^9 2p^5$, $3d^{10} 2p^4$ (с конечной вероятностью появляются ионы Cu^{3+}).

2). На втором этапе строятся операторы Хаббарда ячейки в базисе многоэлектронных волновых функций ячейки $\{|p\rangle\}$ по обычному определению $X^{pq} = |p\rangle\langle q|$ и все локальные операторы (фермиевские, спиновые и другие возможные) записываются в представлении операторов Хаббарда.

3). На третьем этапе оставшиеся взаимодействия и перескоки между ячейками записываются в представлении X -операторов и учитываются по теории возмущений. В этом представлении гамильтониан многозонной $p-d$ модели, содержащей d – электроны катиона и p – электроны аниона, точно выражается в виде гамильтониана модели Хаббарда в X -представлении. Различные варианты теории возмущений от простейших расщеплений до сложной диаграммной техники для X -операторов описаны в монографии [3].

X-операторы и теория возмущений.

В точности такой же CuO_4 кластер рассматривался в ГТВ-методе при расчетах

электронной структуры Nd_2CuO_4 – ВТСП n -типа [4].

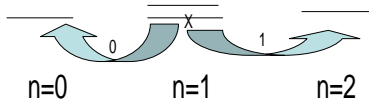


Рис. 1. Схема многоэлектронных уровней, определяемых числом дырок на ячейку 0,1 и 2. Крест указывает на заполненный при $T=0$ уровень в стехиометричном CuO , стрелки с индексами «0» и «1» обозначают одноэлектронные квазичастицы.

На рис. 1 показаны схематично три ортогональных подпространства гильбертова пространства с числом дырок $n_h = 0(n_0), 1(n_1)$ и $2(n_2)$, и многоэлектронными термами $E_0 (S=0)$, $E_{1\sigma} (S=1/2, \sigma=\pm 1/2)$, $E_2 (S=0)$. Спиновый дублет $E_{1\sigma}$ показан расщепленным внутренним двухподрешеточным молекулярным полем, крестом отмечен спиновый подуровень, заполненный при $T=0$. Стрелками показаны одночастичные фермиевские возбуждения, каждое из которых описывается своим оператором Хаббарда (добавление электрона, зонный индекс «0» соответствует дну пустой зоны проводимости $\Omega_\sigma^{(c)} = E_\sigma - E_0$, и добавление дырки, зонный индекс «1» соответствует потолку валентной зоны $\Omega_\sigma^{(v)} = E_2 - E_{1,\bar{\sigma}}$. Здесь $\bar{\sigma} = -\sigma$. Щель между заполненной валентной зоной и пустой зоной проводимости (в данном случае – щель с переносом заряда) равна $E_{g_0} = \Omega^{(c)} - \Omega^{(v)} = 2E_{1\sigma} - E_0 - E_2$, при типичных для купратов параметрах $E_{g_0} \approx 2$ eV. Отличие Nd_2CuO_4 от CuO с точки зрения теории их электронной структуры заключается лишь в способе трехмерной упаковки элементарных ячеек, что, конечно, проявится в отличии закона дисперсии электронных квазичастиц вблизи потолка заполненной валентной зоны и дна пустой зоны проводимости. Однако, даже в монокристалле дисперсия мала, с типичной шириной около $0,3 \div 0,4$ eV, поэтому для наночастиц мы вполне можем пренебречь перескоками.

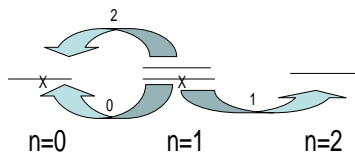


Рис. 2. Схема формирования квазичастиц при допировании n -типа. Стрелка с номером «2» соответствует внутрещелевому состоянию, соответствующие дну зоны проводимости и потолку валентной зоны.

Физический механизм появления новых внутрещелевых состояний при допировании как n -типа легко пояснить на рис. 2. При электронном типе допирования (пусть x – концентрация Cu^+ ионов) числа заполнения термов, показанных на рис. 1, меняются (они находятся из решения уравнения самосогласования на химпотенциал). При $T=0$ получаем

$$n_0 = x, n_1 = 1 - x, n_2 = 0, n_3 = 0. \quad (1)$$

Каждая квазичастица в ГТВ-методе характеризуется не только энергией, но и спектральным весом, определяемым суммой чисел заполнения начального и конечного многоэлектронного термов. Так что с допированием перераспределяются спектральные веса зон $\Omega^{(c)}$ и $\Omega^{(v)}$

$$F_0 = 1 - x + x = 1, F_1 = 1 - x, \quad (2)$$

а также появляется новая квазичастица, спектральный вес которой пропорционален допированию (на рис. 2 показана сплошной стрелкой с зонным индексом «2»)

$$\Omega_2 = E_{1,\bar{\sigma}} - E_0, F_2 = x. \quad (3)$$

Это и есть внутрещелевое состояние, индуцированное допированием n -типа, в дырочном представлении Ω_2 лежит выше уровня Ω_0 на величину внутреннего молекулярного поля $\sim J$. В электронном представлении внутрещелевое состояние лежит внутри щели близко ко дну зоны проводимости. Переход с потолка валентной зоны в пустые внутрещелевые состояния даст пик в спектре поглощения, отщепленный от края поглощения E_{g_0} на величину порядка J . Для купратов $J \sim 0,1$ eV. Интенсивность пика пропорциональна концентрации допирования, т.е. концентрации Cu^+ и вакансий по кислороду. Исходя из этих соображений, можно полагать, что полосы поглощения в области энергий $1-1,3$ eV непосредственно ниже края фундаментального поглощения “невозмущенного” CuO , обнаруженные в образцах наноструктурного CuO авторами [2], относятся к внутрещелевым состояниям, отщепленным от зоны проводимости.

Размерное квантование одноэлектронных зонных состояний, типичное для наночастиц со свободными электронами, в случае CuO и других наночастиц в режиме СЭК не проявляется, так как основной вклад в формирование квазичастиц вносит центральная элементарная ячейка и ее ближайшие соседи. Поэтому основное изменение в электронной структуре и оптических спектрах поглощения обусловлено специфическим для систем с сильными электронными корреляциями

механизмом появления внутрицелевых состояний со спектральным весом, пропорциональным концентрации допирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 06-02-16100 и комплексного интеграционного проекта СО РАН 3.4.

[1] Ал. Л. Эфрос, А.Л. Эфрос, ФТТ, **16**, 1209 (1982).

[2] Б.А.Гижевский, Ю.П. Сухоруков, А.С. Москвин, Н.Н. Лошкарева, Е.В. Мостовщикова, А.Е. Ермаков, Е.А. Козлов, М.А. Уймин, В.С. Гавико, ЖЭТФ, **129**, 336 (2006).

[3] В.В. Вальков, С.Г. Овчинников, Квазичастицы в сильно коррелированных системах. Изд-во СО РАН, Новосибирск (2001), 241 с.

[4] В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников, ЖЭТФ **125**, 630 (2004).

Experiments with fractional Josephson vortices.

E.B.Goldobin

Physikalisches Institut - Experimentalphysik II, Universitaet Tuebingen, Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tuebingen, Germany

Existence of the magnetic flux quanta is a cornerstone of superconductivity owing to the macroscopic character of the wave function. Flux quanta are observed as Abrikosov vortices in type-II superconductors or as Josephson vortices in long Josephson junctions. The study of such fluxons is a large research field.

Recent developments of novel Josephson junction technologies (such as d-wave/s-wave junctions, or ferromagnetic junctions[1,2]) allow to fabricate the so-called Josephson π -junctions[3], and even long Josephson $0-\pi$ -junctions[4]. In such structures, the ground state corresponds to the spontaneous vortex of supercurrent carrying only *half of the magnetic flux quantum* — the, so-called, *semifluxon*[4,5].

In my talk, I will review the unusual properties[6] of semifluxons and show how they can be controlled and used in classical and quantum circuits, in particular to design plasmonic crystals[7] and qubits[8]. I will describe the technique which allows to create a vortex with arbitrary vorticity (arbitrary fraction of Φ_0) using conventional (e.g. Nb) Josephson technology[9] and present our recent experimental results on eigenfrequency spectroscopy of such an arbitrary Josephson vortex[10]. Finally, I will also present the first tunnel $0-\pi$ -junction fabricated using SIFS technology and possessing the ground state with the fractional flux of $0.07\Phi_0$ [11].

- [1] H.J.H. Smilde, et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 057004 (2002);
H. Hilgenkamp, et al., Nature (London) **422**, 50 (2003);
- [2] V.V. Ryazanov, et al., Phys. Rev. B **65**, 020501 (2001);
T. Kontos, et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
- [3] L. N. Bulaevskii, et al., JETP Lett. **25**, 290 (1977).
- [4] L. N. Bulaevskii, et al., Solid State Commun. **25**, 1053 (1978).
- [5] J.H. Xu, et al., Phys. Rev. B **51**, 11958 (1995);
E. Goldobin, et al., Phys. Rev. B **66**, 100508 (2002).
- [6] E. Goldobin, D. Koelle and R. Kleiner, Phys. Rev. B **67**, 224515 (2003);
A. Zenchuk, and E. Goldobin, Phys. Rev. B **69**, 024515 (2004);
E. Goldobin, N. Stefanakis, D. Koelle, R. Kleiner, Phys. Rev. B **70**, 094520 (2004);
E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, Phys. Rev. B **70**, 174519 (2004);
E. Goldobin, H. Susanto, D. Koelle, R. Kleiner, S. van Gils, Phys. Rev. B **71**, 104518 (2005).
- [7] H. Susanto, et al., Phys. Rev. B **71**, 174510, (2005).
- [8] E. Goldobin, et al., Phys. Rev. B. **72**, 054527 (2005).
- [9] E. Goldobin, et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 057005 (2004).
- [10] K. Buckenmaier, T. Gaber, M. Siegel, , D. Koelle, R. Kleiner, E. Goldobin, Phys. Rev. Lett. (submitted), cond-mat/0610043.
- [11] M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin, H. Kohlstedt, R. Waser, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. Lett. (accepted 3.11.2006), cond-mat/0605656.

Высокочастотные динамические явления в гибридных гетероструктурах на металлоксидных сверхпроводниках

Г.А. Овсянников^{1,2}, Ф.В. Комиссинский^{1,2}, Ю.В. Кислинский¹, К.И. Константианян¹, И.В. Борисенко¹, В.К. Корнев³, Д. Винклер²

¹Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Моховая, 11, строение 7, 125009 Москва, Россия.

²Чалмерский технологический университет, Факультет микроэлектроники и нанонауки, S41296 Гетеборг, Швеция.

³Московский государственный университет, Физический факультет, 119992 Москва, Россия
e-mail: gena@hitech.cplire.ru

Результаты измерений контактов металлоксидных сверхпроводников с высокой критической температурой (ВТСП) и обычных сверхпроводников (НТСП) показали, что в большинстве оксидных сверхпроводников реализуется тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка, в котором преобладает $d_{x^2-y^2}$ -компонента (D-сверхпроводник) [1]. В отличие от обычных “металлических” сверхпроводников, имеющих низкую критическую температуру и близкий к изотропному (s-симметричному) сверхпроводящему параметру порядка (S-сверхпроводник) в D-сверхпроводнике параметр порядка меняет знак при изменении на 90° направления импульса квазичастицы в базовой (ab) плоскости. Кроме то, как было показано в экспериментах [2], в D- сверхпроводниках присутствует s- компонента параметра порядка, которая существенно меньше d-компоненты и меняет знак при двойниковании.

Следствием d-волновой симметрии является отклонение ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока (ТФЗ) $I_S(\varphi)$ (φ - разность фаз волновых функций электродов джозефсоновского перехода) от синусоидальной формы, особенно при протекание тока в контактах к плоскостям (110) и (001) D-сверхпроводника [3, 4]. В результате в джозефсоновских переходах наряду с первой гармоникой ТФЗ ($I_{c1} \sin \varphi$) присутствуют более высокие гармоники, в том числе вторая гармоника ($I_{c2} \sin 2\varphi$). При достаточно большой амплитуде второй гармоники $|q| = |I_{c2}/I_{c1}| > 0.5$, $q < 0$ устойчивым стационарным состоянием системы является фаза $0 < \varphi_0 < \pi/2$. Переходы с таким устойчивым состоянием называются φ - контакты, по аналогии с π -контактами, у которых $\varphi_0 = \pi$. Кольца, содержащие 0 и φ -контакты, могут использоваться для создания спящих кубитов, не требующих дополнительного магнитного поля для создания двухуровневой системы [5]. Наличие $I_{c2} \sin 2\varphi$ в ТФЗ существенно влияет на динамические параметры гибридных S/D переходов (I - обозначен межфазный барьер).

В данной работе представлены результаты исследования динамики гибридных гибридных

гетероструктурах микронных размеров (МГС) на основе оксидных сверхпроводников ($YBa_2Cu_3O_x$) с верхним электродом из обычного сверхпроводника (Nb).

Использовались подложки (110)NdGaO₃, на которых методом лазерной абляции или катодным распылением на постоянном токе при высокой температуре $T=700-800$ С выращивались с-ориентированные YBCO пленки, при наклоне плоскости подложки на угол менее 15 градусов вырастали наклонные пленки. В обоих случаях выполнялось эпитаксиальное соотношение: (001)YBCO || (110)NdGaO₃ и [010]YBCO || [001]NdGaO₃ (или [100]YBCO || [001]NdGaO₃). Дополнительным катодным напылением пленок золота и ниобия, а также ионно-лучевым и плазмо-химическим травлениями создавались Nb/Au/YBCO МГС квадратной формы с площадью L^2 от 5x5 до 50x50 мкм² [4-6]. Проводилось измерение электрофизических параметров МГС в температурном диапазоне $T = 4.2-300$ К и при воздействии магнитного поля до 5 Т. Динамические параметры (ступенки Шапиро и детекторный отклик) измерялись при воздействии электромагнитного излучения миллиметрового диапазона с частотой 40-100 ГГц.

Во всех полученных МГС при $T=4,2$ К наблюдался критический ток I_c с плотностью $j_c=1-20$ А/см², а характерное напряжение не превышало 100 мкВ ($I_c R_N=10-80$ мкВ, R_N - нормальное сопротивление). Дополнительные исследования показали, пленка Nb наводит сверхпроводящий параметр порядка в пленке Au из-за эффекта близости, сопротивление МГС определяется границей раздела Au/YBCO с прозрачностью $D=10^{-3} - 10^{-4}$ [8]. Появление критического тока в с-ориентированных МГС в первом порядке по прозрачности барьера вызвано присутствием s-волновой компоненты в YBCO A_s и параметром порядка Nb Δ_{Nb} [4]:

$$I_{c1} R_N \approx A_s \Delta_{Nb} / (e \Delta_D^*), \quad (1)$$

а вторая гармоника ТФЗ пропорциональна прозрачности границы:

$$I_{c2}R_N \approx D\Delta_{Nb}/e \quad (2)$$

В расчете предполагалось, что параметр порядка YBCO определяется выражением $\Delta(\theta) = \Delta_d \cos 2\theta + \Delta_s$, где θ - угол между направлением импульса электрона, $\Delta_d \gg \Delta_s$ и ось "а" YBCO, $\Delta_D^* = \pi \Delta_d [2 \ln(3.56 \Delta_d / k_B T_{cNb})]^{-1}$. Экспериментально наблюдаемая нормированная температурная зависимость критического тока в хорошем соответствии с (1) совпадает с нормированной температурной зависимостью щели ниобия, определенной из ВАХ переходов. Величина $I_{c1}R_N \approx 100 \mu V$ при значениях сверхпроводящих щелей Nb и YBCO $\Delta_{Nb}/e \approx \Delta_s/e \approx 1$ мВ и $\Delta_d/e \approx 20$ мВ, соответственно, по порядку величины совпадает с экспериментальным значением $I_c R_N$, определенному из экспериментально измеренного критического тока и нормального сопротивления.

Используя определенную из величины $R_N L^2$ прозрачность границы Au/YBCO $D \approx 10^{-4}$, из (1,2) можно получить отношение первой и второй гармоник ТФЗ МГС $q = I_{c2}/I_{c1} \approx \bar{D} \Delta_D / \Delta_s \approx 10^{-3}$. Однако экспериментально полученное значение $q \approx 0.1$ [4] для Nb/Au/YBCO МГС на с-ориентированных пленках (с-МГС) оказывается существенно больше. Возможно такое превышение экспериментальных значений q в с-ориентированных МГС вызвано неучтенными в выражении (1) причинами, например, двойникованием YBCO пленки. [8]. Как показали наши расчеты критического тока I_c и устойчивого фазового состояния перехода с нетривиальной ТФЗ, в простейшем случае содержащем вторую гармонику (2), при экспериментальных значениях $q \approx 0.1$ измеренный I_c с точностью 10% равен первой гармонике ТФЗ I_{c1} , а устойчивым состоянием является $\phi_0 = 0$. Следовательно, с-ориентированные МГС являются 0-контактами.

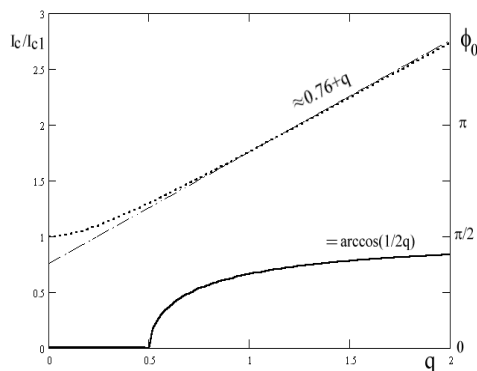


Рис.1. Зависимости критического тока, нормированного на амплитуду первой гармоники I_c/I_{c1} (штриховая линия), и фазы устойчивого состояния структуры ϕ_0 (сплошная) от вклада второй гармоники q .

Для t-МГС, изготовленных на наклонных YBCO пленках, большой вклад в протекание сверхпроводящего тока дают контакты между плоскостями (110)YBCO и Nb, которые образуют сверхпроводящие переходы типа S/D₄₅. [3]. В отличие от с-МГС, где малая шероховатость поверхности YBCO исключает образование S/D₄₅ контактов, в t-МГС поверхность YBCO пленки на наклонных подложках состоит из ступеней нанометровых размеров [7], образующих контакты к разным плоскостям YBCO. Из наклонных плоскостей наибольшее значение имеет контакт к плоскости (110) YBCO, поскольку в S/D₄₅ переходах образуются связанные андреевские состояния, приводящие к появлению дополнительного канала протекания сверхпроводящего тока с высоким значением второй гармоники ТФЗ $q \approx \Delta_D^3 \bar{D} / (kT\Delta_s\Delta_{Nb}kT) \approx 0,8$ [3,6]. В результате в S/D₄₅ контактах вторая гармоника доминирует в ТФЗ, увеличивает измеренный критический ток I_c по сравнению с I_{c1} и смещает положение равновесной фазы с 0 к $\phi_0 \leq \pi/2$ (Рис.1). Следовательно S/D₄₅ переход согласно теоретическим оценкам является ϕ -контактом. Отметим, что в отличие от S/D_c - переходы, ТФЗ которых была измерена экспериментально, о ТФЗ гетеропереходов S/D₄₅ можно судить из данных, полученных для бикристаллических переходов D₀/D₄₅, учитывая аналогию S/D₄₅ и D₀/D₄₅ переходов [3,5,9]. Таким образом, фасетирование границы в t-МГС приводит к возникновению цепочки наноконтактов, имеющих разные типы ток-фазовой зависимости.

Динамические параметры джозефсоновских структур обычно определяются по ступеням Шапиро, которые возникают на ВАХ при воздействии электромагнитного излучения с частотой f_e [10]. Их появление обусловлено синхронизацией джозефсоновской генерации внешним сигналом.

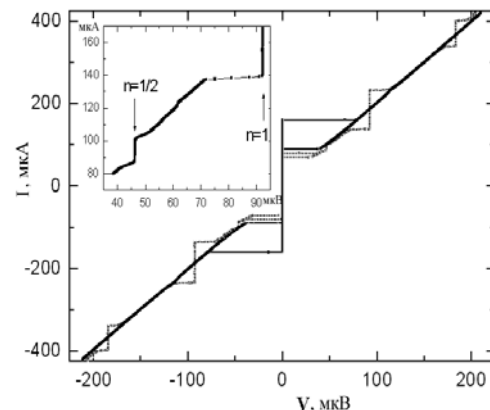


Рис.2. Автономная (сплошная линия) и под воздействием электромагнитного излучения частотой 44.5 ГГц (пунктир) ВАХ. На вставке показан участок ВАХ в окрестности субгармонической ступени Шапиро.

Из рис.2 видно, что наряду с гармоническими ступенями Шапиро при напряжении $V_n = nhf_e/2e$ ($n = 1, 2, \dots$, h - постоянная Планка) на ВАХ видны субгармонические ступени при $n = 1/2$, которые указывают на наличие второй гармоники ТФЗ. Субгармонические ступени наблюдались на всех исследованных ГС во всем диапазоне исследованных частот. Однако известно, что субгармонические ступени могут быть также вызваны конечной емкостью ГС C (параметр МакКамбера $\beta = 4\pi e I_c R_N^2 C / h > 1$) [10]. Оцененная из гистерезиса ВАХ величина β находилась в диапазоне 0-5. Чтобы различить влияние на динамические свойства МГС второй гармоники ТФЗ и емкости, были подробно изучены зависимости критического тока $I_c(I_{RF})$ и первой ступени Шапиро $I_1(I_{RF})$ от СВЧ тока I_{RF} , в рамках модифицированной резистивной модели, учитывающей нетривиальную ТФЗ и конечной емкостью $\beta > 1$ перехода.

Расчеты показали, что конечная емкость, не изменяя осциллирующий характер зависимости высоты ступеней Шапиро $I_n(I_{RF})$ (и критического тока $I_c(I_{RF})$) от амплитуды внешнего сигнала i_{RF} , приводит к увеличению периода осцилляции (масштаб $a = i_{RF} / (\omega^2 \beta_c^2 + 1)^{1/2}$, где ω - нормированная частота внешнего воздействия). Однако форма амплитудных зависимостей кратных ступеней Шапиро $I_{C,1,2}(i_{RF})$ во многом зависит от q : амплитуда нормированных на автономный критический ток i_n ступеней Шапиро равна сумме функций Бесселя J_n , взятых с разными сдвигами фаз между джозефсоновской генерацией и внешним воздействием Θ [10]:

$$i_n = 2 \max_{\Theta} [J_n(a) \sin(\Theta) + q J_{2n}(2a) \sin(2\Theta)],$$

Следовательно, q можно найти, анализируя величины минимумов (и максимумов) на экспериментально измеренных зависимостях $i_n(a)$. Так, например, при небольших величинах q минимальное значение критического тока $I_c(x')$ достигается при $J_0(x') \approx 0$. В этом случае амплитуду второй гармоники можно оценить как $q = I_c(x') / [I_c(0) J_0(2x')]$. Для приведенной на рис. 3а экспериментальной зависимости это выражение дает оценку $q = 0,14$, которая очень близка к оценке $q = 0,16$, полученной из аналогичного анализа минимума первой ступени. Для переходов больших размеров ($L > 20$ мкм) минимальные значения критического тока и первой ступени увеличиваются, в результате чего получаем более высокие значения q . Так, в случае перехода размером $L = 30$ мкм наблюдаемая в эксперименте трансформация зависимостей ступенек с увеличением размеров переходов вполне может быть вызвана

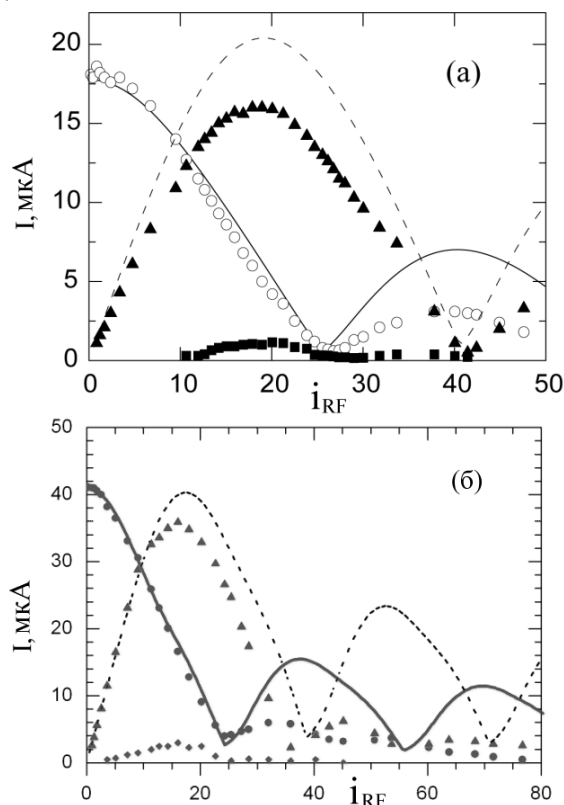


Рис. 3. Экспериментальная зависимость от нормированного микроволнового тока $i_{RF} = I_{RF}/I_{c1}$ критического тока (круги), первой (треугольники) и дробной (1/2) (прямоугольники) ступеней Шапиро для структур размерами $L = 20$ мкм (а) и $L = 30$ мкм (б). Сплошной и пунктирной линиями показаны результаты расчета по формуле для критического тока и первой ступени Шапиро, соответственно.

увеличением второй гармоники ТФЗ с размерами переходов

Отметим, что только по зависимостям критического тока и гармоническим ступеням Шапиро нельзя определить знак гармоники ТФЗ. Для этого необходимо исследовать субгармонические ступени Шапиро, которые присутствовали наряду с гармоническими ступенями на всех МГС. Сравнение рассчитанной [10] зависимости размаха ступени от амплитуды внешнего воздействия для $q < 0$ и $q > 0$ с экспериментально полученными данными указывает на то, что в исследованных структурах амплитуда второй гармоники имеет отрицательный знак, то есть $q < 0$ (рис.4). Действительно, амплитуда ступени "1/2", рассчитанная для $q > 0$, во-первых, существенно превышает экспериментально полученные значения, а во-вторых, не имеет локального минимума, наблюдаемого экспериментально между $i_{RF} = 0$ и значением амплитуды

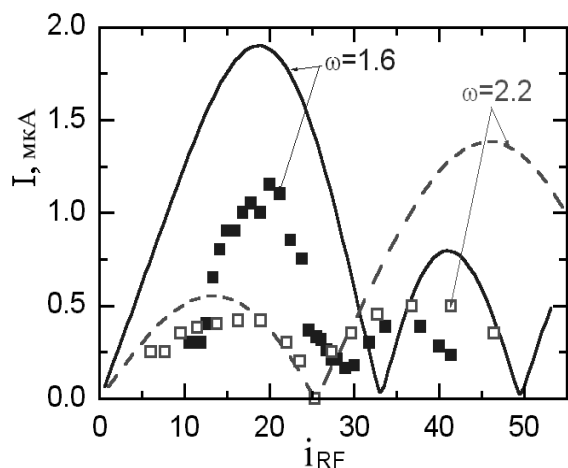


Рис.4. Зависимость субгармонической ступени ГС ($L = 20$ мкм) от нормированного тока внешнего электромагнитного воздействия для двух нормированных частот. Сплошной и пунктирной линиями показаны результаты расчета.

i_{RF} , соответствующим первому минимуму критического тока $I_c(i_{RF})$ (см. рис. 4).

Отрицательный знак амплитуды второй гармоники q следует также из теоретических расчетов для S/D_{45} переходов [3] и был ранее экспериментально установлен при исследовании бикристаллических джозефсоновских переходов [9]. Отметим небольшое изменение нормированной частоты ω достаточно сильно изменяет $I_{1/2}(a)$, что следует из наших расчетов и вызвано зависимостью от частоты масштаба периода осцилляций a от частоты внешнего воздействия. На формирование дробной ступени Шапиро оказывают влияние как емкость МГС ($\beta_C > 1$), так и вторая гармоника ТФЗ $q \neq 0$. Важно, что при подготовке рис.4, отсутствовали подгоночные параметры: параметр β_C вычислялся из гистерезиса автономной ВАХ, а величина q и нормировочный коэффициент для тока внешнего воздействия определялся из сравнения с теоретической зависимости $I_c(a)$ (рис.3).

Нетривиальная ТФЗ, а также конечная емкость перехода сильно влияют на еще одну очень важную динамическую характеристику джозефсоновского перехода - детекторный отклик, который отражает изменение ВАХ под действием слабого электромагнитного сигнала: Аналогично появлению дробной ступени Шапиро, обусловленной второй гармоникой в ТФЗ джозефсоновского перехода, при слабом внешнем воздействии в последнем случае имеет место детекторный отклик в окрестности дробной ступени Шапиро $V \approx V_{1/2}$. Хотя экспериментальная амплитуда “дробного” детекторного отклика от напряжения значительно меньше амплитуды гармонического

отклика, полуширины линии джозефсоновской генерации, определенные по зависимостям детекторного отклика от напряжения (расстояние между минимумом и максимумом) практически одинаковы.

Расчеты в рамках модифицированной модели показали, что в условиях сильного влияния флуктуаций отношение амплитуд субгармонического $\eta_{1/2}$ и гармонического откликов η_1 при фиксированной мощности внешнего сигнала пропорционально квадрату амплитуды второй гармоники в ТФЗ q :

$$\eta_{1/2}/\eta_1 = 4q^2 \quad (4)$$

Таким образом, измерение субгармонического детекторного отклика позволяет не только подтвердить существование второй гармоники в ТФЗ джозефсоновского перехода, но сделать оценку второй гармоники ТФЗ. Однако в эксперименте наблюдается частотная зависимость $\eta_{1/2}/\eta_1$, которая не описывается (4) из-за трудности с выполнением условий применимости (4), в частности условия сильного влияния флуктуаций.

Работа выполнялась при частичной поддержке проектами отделения ОФН РАН, РФФИ, Миннауки и Европейского союза в рамках программы FP-6, программа ми Европейского научного фонда THIOX и AQDJJ .

- [1] С. С. Tsuei, J. R. Kirtley, Rev. Mod Phys. 72, 969 (2000)
- [2] A. Kouznetsov, A. G. Sun, B. Chen, et al Phys. Rev. Lett., **79**, 3056 (1997)
- [3] T. Lofwander, V. S. Shumeiko, G. Wendin, Superconducting Sci. Technol. **14**, R53 (2001)
- [4] P. V. Komissinski, E. Il'ichev, G. A. Ovsyannikov et. al., Europhys. Lett. **57**, 585 (2002).
- [5] A. Blais and A.M. Zagoskin, Phys Rev. **A61**, 042308 (2000)
- [6] Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, Ю.В. Кислинский и И.М. Котелянский, З.Г. Иванов. ЖЭТФ, **95**, 1074 (2002).
- [7] Ю.В. Кислинский, Ф.В. Комиссинский, К.И. Константибян, Г.А. Овсянников, Т.А. Карминская, И.И. Соловьев, В.К. Корнев ЖЭТФ, **128**, 575 (2005)
- [8] Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, З. Г. Иванов, ФТТ **43**, 769 (2001).
- [9] Il'ichev, M. Grajcar, R. Hlubina et al. Phys. Rev. Lett, **86**, 5369 (2001)
- [10] Г.А. Овсянников, К.И. Константибян, Ю.В. Кислинский др. Радиотехника и электроника, **51**, 1-9 (2006)

Спектроскопия поляризованной люминесценции наноструктур.

Н.С. Аверкиев, А.В. Кудинов, Б.Р. Намозов, Ю.Г. Кусраев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26
тел: (812)297-55-46, факс: (812) 297-1017, e-mail: kusrayev@orient.ioffe.ru

Поляризованная люминесценция наноструктур содержит сведения о деталях их симметрии, о механизмах обменного взаимодействия и взаимодействия частиц с кристаллическим полем и внешними полями [1]. Симметрия наноструктуры накладывает отпечаток на многие магнитооптические явления и, в частности, на поляризацию излучения. Низкая симметрия наноструктуры уже сама по себе (без приложения внешних полей, создающих анизотропию) может привести к поляризации излучения. Так, например, одноосная деформация в плоскости планарной наноструктуры, понижающая симметрию до C_{2v} , приводит к линейной поляризации фотолюминесценции (ФЛ). Однако анизотропия в некоторых случаях бывает скрыта (например, вследствие хаотически направленных деформаций) и линейная поляризация ФЛ оказывается существенно или даже полностью подавленной. В этом случае приложение внешнего магнитного поля или возбуждение поляризованным излучением позволяет в ряде случаев выявить скрытую анизотропию.

Настоящая работа посвящена подробному исследованию влияния различных искажений, возникающих в наноструктурах, и внешних полей на поляризацию излучения. На нескольких примерах будут продемонстрированы возможности поляризационной спектроскопии для исследования реальной симметрии квантовых ям (КЯ) и квантовых точек (КТ).

1. Рассмотрим сначала возникновение линейной поляризации ФЛ в магнитном поле, приложенном вдоль плоскости квантовой ямы (КЯ) типа CdTe/CdMnTe. В этом случае возбуждающий свет неполяризованный и линейная поляризация ($\wp_{\text{лин}} = (I_{\perp} - I_{\parallel}) / (I_{\perp} + I_{\parallel})$, где I_{\perp} и I_{\parallel} – интенсивности света, поляризованного перпендикулярно и параллельно магнитному полю), возникает при наблюдении вдоль оси роста за счет разности заселенностей зеemannовских подуровней или за счет подмешивания состояний легких дырок к состояниям тяжелых дырок. Анизотропия спиновой структуры зон обуславливает необычное поведение степени линейной поляризации излучения квантовых ям – в угловых зависимостях поляризации (рис.1) обнаруживаются различные гармоники. Анализ

показывает, что симметрия D_{2d} допускает присутствие только нулевой и четвертой ($\cos 4\phi$) гармоник в угловых зависимостях $\wp_{\text{лин}}$, а признаком симметрии C_{2v} , является наличие второй ($\cos 2\phi$) гармоники. Микроскопический расчет дает следующее выражение для линейной поляризации [2]:

$$\wp_{\text{лин}} = \wp_0 \cos 2\phi + A_0 h^2 + A_2 h^2 \cos 2\phi + A_4 h^2 \cos 4\phi \quad (1)$$

Здесь \wp_0 поляризация не зависящая от поля, коэффициенты A_0 , A_2 и A_4 обозначают квадратичные по магнитному полю вклады в нулевую, вторую и четвертую гармоники.

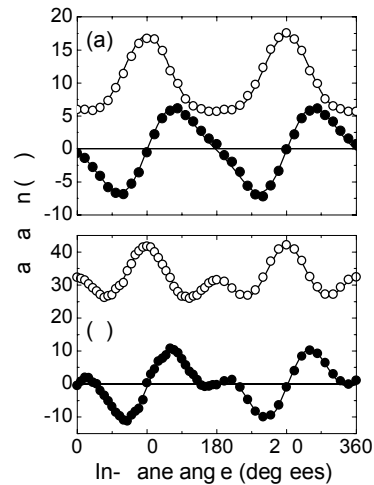


Рис.1 Зависимость линейной поляризации излучения КЯ CdTe/CdMnTe от угла между магнитным полем \mathbf{H} и осью [110] при вращении образца вокруг оси z : (а) КЯ шириной $L=20 \text{ \AA}$, $H=2.5 \text{ Т}$ ($\mathbf{H} \perp z$); (б) то же при регистрации ФЛ из барьерного слоя, $H=1 \text{ Т}$. Светлые кружки - $\wp_{\text{лин}}$, темные кружки – то же при измерении в осях повернутых на 45 градусов вокруг оси z . Линии – аппроксимация формулой (1).

Наиболее необычная ситуация складывается в тех случаях, когда для описания угловой зависимости $\wp_{\text{лин}}$ достаточно второй угловой гармоники (рис.2). Это соответствует тому, что при любой ориентации магнитного поля в плоскости КЯ преимущественная поляризация ФЛ направлена вдоль оси [110]. При этом степень поляризации зависит от величины, но не зависит от направления приложенного

магнитного поля. Измерение показывает, что и в нулевом магнитном поле наблюдается слабая линейная поляризация ФЛ (рис.1b), направленная вдоль оси [110] (мы будем называть ее «встроенной поляризацией»).

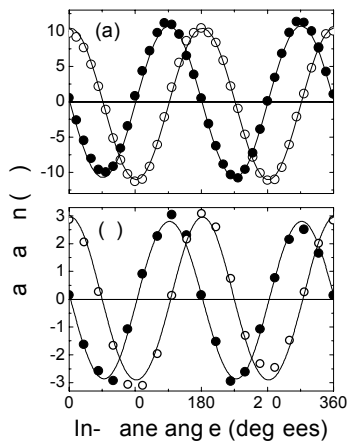


Рис.2 Угловые зависимости линейной поляризации излучения КЯ CdTe/CdMnTe: (a) КЯ шириной $L=60 \text{ \AA}$, $H=2.5 \text{ T}$ ($H \perp z$); (b) КЯ $L=45 \text{ \AA}$, $H=0$. Линии - аппроксимация второй гармоникой: $\mathcal{R}_0 \propto \cos 2\varphi$, and $\mathcal{R}_{45} \propto \sin 2\varphi$.

Угловая зависимость этой поляризации также описывается второй гармоникой. Этот факт, однако, тривиален и отражает лишь то, что встроенная поляризация «вращается» вместе с образом относительно лабораторной системы координат, в которой определены интенсивности I_{\perp} и I_{\parallel} . Таким образом, на рис.2 поляризация ФЛ в магнитном поле ведет себя при вращении кристалла точно так же, как «встроенная» поляризация, т.е. никак не связана с направлением магнитного поля, хотя индуцируется этим полем.

Наиболее общим наблюдением для большинства КЯ во всех образцах (за редким исключением) является неэквивалентность направлений [110] и [1-10] в кристалле. Это означает, что большинство исследованных образцов обладают симметрией C_{2v} . Из рис.1 можно видеть, что вторая гармоника присутствует в угловых зависимостях поляризации ФЛ не только из КЯ, но и из толстого барьерного слоя, т.е. дисторсия, понижающая симметрию до C_{2v} , есть не только в КЯ, но и барьере. Поскольку эффекты анизотропии гетероинтерфейса КЯ [1] или анизотропной локализации в КЯ не имеют отношения к барьерному слою, полученный результат свидетельствует скорее в пользу возникновения какой-то другой природы, пронизывающего всю толщу гетероструктуры. Анализ показал, что низкая симметрия КЯ обусловлена деформацией в плоскости структуры и что деформации разбросаны как по направлению, так и по величине. Получено

хорошее согласие эксперимента с микроскопической теорией [2].

2. Низкая симметрия наноструктур влияет не только на магнитоиндуцированную поляризацию, рассмотренную выше, но и на оптически индуцированную поляризацию – на оптическую ориентацию. Исследовалось влияние магнитного поля на эффект оптической ориентации и выстраивания экситонов в самоорганизованных квантовых точках CdSe/ZnSe. Анизотропное обменное взаимодействие между электроном и дыркой, являющееся следствием какой-либо асимметрии в плоскости структуры, расщепляет радиационный дублет $|J_z = \pm 1\rangle$ на два собственных состояния $|X\rangle = (|1\rangle + |-1\rangle)/\sqrt{2}$ и $|Y\rangle = (|1\rangle - |-1\rangle)/i\sqrt{2}$, линейно поляризованных вдоль направлений [110] и [1-10] [3]. Тонкая структура экситонных уровней в свою очередь определяет поляризационные свойства излучения. На рис. 3 показана зависимость степени циркулярной поляризации экситонного излучения от магнитного поля, приложенного вдоль оси роста структуры. При $B=0$ степень поляризации мала и с ростом магнитного поля возрастает. Циркулярно-поляризованный свет возбуждает когерентную суперпозицию состояний $|X\rangle$ и $|Y\rangle$, однако эта когерентность разрушается за время $\tau_c = 2\pi\hbar/\delta$, где δ - анизотропное обменное расщепление уровней. При приложении магнитного поля, направленного вдоль оси роста структуры, линейные диполи $|X\rangle$ и $|Y\rangle$ плавно перестраиваются в «чистые» состояния с проекцией углового момента $|J_z = \pm 1\rangle$, и циркулярная поляризация увеличивается (восстановление оптической ориентации, см. рисунок 3). Характерное магнитное поле, в котором происходит восстановление оптической ориентации, связано с величиной расщепления дублета соотношением: $B_0 = \delta / \mu g_{ex}$.

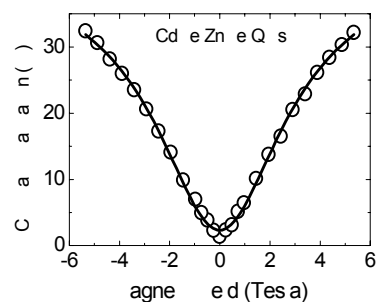


Рис. 3. Зависимость степени циркулярной поляризации экситонного излучения в КТ CdSe/ZnSe от магнитного поля, приложенного вдоль оси роста структуры. Сплошная линия – расчет (анизотропное обменное расщепление экситонов - $\delta \approx 0.3 \text{ meV}$).

Это явление аналогично намагничиванию ванфлековского поляризационного парамагнетика, когда в магнитном поле меняются сами состояния – у них появляются магнитные

моменты, которых не было до наложения магнитного поля. Наиболее ярким проявлением низкой симметрии КТ является наблюдение конверсии циркулярной поляризации в линейную и наоборот. На рис. 4 показана зависимость степени линейной поляризации излучения от магнитного поля при возбуждении циркулярно поляризованным светом. Этот эффект также объясняется перестройкой состояний $|X\rangle$ и $|Y\rangle$ в магнитном поле. В не слишком сильных полях экситонные состояния представляют собой эллиптически поляризованные диполи и при возбуждении циркулярно поляризованным светом приобретают частичную линейную поляризацию.

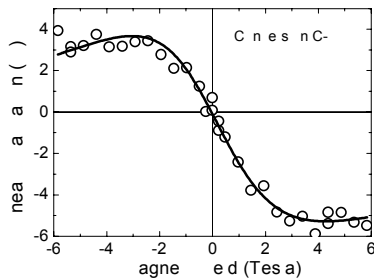


Рис. 4. Конверсия циркулярной поляризации в линейную в магнитном поле, приложенном вдоль оси роста структуры с КТ CdSe/ZnSe.

3. Оптическое возбуждение квантовых точек, содержащих носители, приводит к образованию заряженного экситонного комплекса - триона, в состав которого входят две дырки или два электрона. В основном состоянии такого комплекса два одноименных носителя заряда имеют антипараллельные спины ($S_h=0$ или $S_e=0$), и поэтому обменное взаимодействие исчезает. уровни при не расщеплены и оптическая ориентация может наблюдаться даже в отсутствие магнитного поля

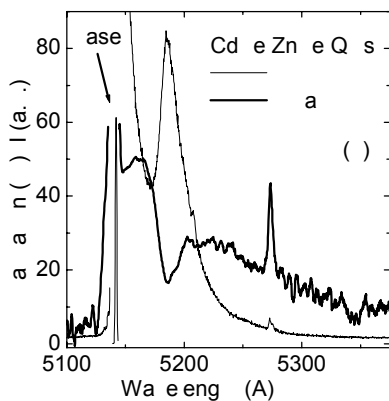


Рис. 5 Спектры фотолюминесценции (тонкая линия) и циркулярной поляризации (жирная линия) КТ CdSe/ZnSe при резонансном возбуждении Ar⁺-лазером - $\lambda=5145 \text{ \AA}$ (T=2K).

На рис.5 представлены спектры низкотемпературной (T=2K) ФЛ КТ CdSe/ZnSe при возбуждении линией $\lambda=5145 \text{ \AA}$ аргонового лазера. Высокая поляризация излучения свидетельствует о том, что обменное взаимодействие действительно отсутствует и, следовательно, наблюдаемое излучение обусловлено в основном заряженными экситонами, т.е. трионами. Приложение магнитного поля, направленного под некоторым углом к спину приводит к прецессии этого спина и к деполяризации излучения (эффект Ханле). Известно, что прецессия спина S вокруг магнитного поля сохраняет его проекцию на направление поля, в результате чего деполяризация излучения оказывается неполной, если угол θ между спином S (направленным вдоль оси роста структуры) и магнитным полем B отличен от 90 градусов. На рис. 6 показаны кривые деполяризации излучения трионов в магнитном поле при разных направлениях магнитного поля. Видно, что чем сильнее отличается θ от 90 градусов, тем меньше амплитуда деполяризации, как и должно быть. Однако количественное поведение этих зависимостей находится в резком противоречии с расчетами, проведенными в случае прецессии частицы с изотропным g-фактором. Действительно, остаточная поляризация в этом случае (величина $\rho(\infty)$) меняется как $\cos^2\theta$, а полуширина кривой не зависит от θ . На эксперименте наблюдается совсем иное поведение: величина $\rho(\infty)$ меняется намного быстрее чем $\cos^2\theta$, а полуширина кривой уменьшается несколько раз. Это свидетельствует о том, что мы наблюдаем спиновую поляризацию частиц с анизотропным g-фактором. Расчет, проведенный в рамках такой

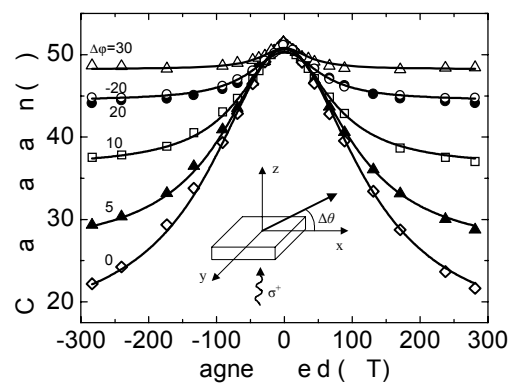


Рис.6. Зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ от магнитного поля при различных направлениях поля. Угол $\Delta\theta = \theta - 90 = 0$ соответствует геометрии Фойгта (магнитное поле лежит в плоскости образца). На вставке показана геометрия эксперимента. Сплошные линии – расчет для $g_z/g_x=6$. проведены по формуле (2) с добавлением постоянного слагаемого, соответствующего неполной поляризации при $\Delta\theta=0$ (см. текст).

модели, дает хорошее согласие с экспериментом и позволяет определить анизотропию g -фактора - $g_z/g_x=6.58\pm 0.04$ ($g_x=0.38\pm 0.02$) и время жизни спина $T_S=240$ ps. Причиной появления g -фактора дырки в плоскости структуры, по-видимому, является низкая симметрия структуры. Анизотропия в плоскости структуры приводит к тому, что состояния углового момента тяжелой дырки более не описываются чистыми состояниями $J_z = \pm 3/2$ [4]. Состояния легких дырок $J_z = \pm 1/2$ подмешиваются к состояниям тяжелых дырок так, что новые волновые функции имеют вид:

$|\psi_{hh}^{\pm}\rangle = |\pm 3/2\rangle + (\gamma^{\pm} / \Delta_{hh}) |\mp 1/2\rangle$, где γ^{\pm} - параметр смешивания. Магнитное поле, в свою очередь, связывает состояния $|\psi_{hh}^{+}\rangle$ и $|\psi_{hh}^{-}\rangle$ в меру

подмешивания легкой дырки. Таким образом, подмешивание легких дырок к тяжелым приводит к появлению конечной величины g -фактора тяжелой дырки в плоскости структуры. Величина g -фактора тяжелой дырки в плоскости структуры, как видно, определяется параметром смешивания γ . Недавние магнитооптические эксперименты [5] на одиночных КТ CdSe/ZnSe дали значение поперечного g -фактора дырки $g_x=0.2$ и $g_x=0.3$. Отличие этих величин от полученного нами на основе обработки данных по эффекту Ханле можно понять, учитывая, что само появление поперечной компоненты g -фактора дырки обусловлено латеральными искажениями КТ, которые для разных образцов (и даже для разных КТ в одном образце) могут сильно различаться.

Следует заметить, что даже в строго поперечном поле ($\theta=90^{\circ}$) деполяризация является неполной, как это видно из рисунка 6. При сравнении расчета с экспериментом этот уровень мы прибавляли к величине степени поляризации. Наиболее вероятной причиной неполной деполяризации излучения является отклонение оси квантования КТ от оси роста структуры z . Оценки показывают, что отклонение оси квантования на угол 15° действительно может привести к наблюдаемому явлению.

Таким образом, исследована деполяризации излучения в наклонном магнитном поле и установлено, что наблюдаемая поляризация обусловлена оптической ориентацией спинов тяжелых дырок. Измерена величина анизотропии g -фактора дырок. Показано, что вследствие специфики формирования nanoостровов ось квантования квантовой точки заметно отклоняется от оси роста структуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (05-02-17625, 04-02-17636), ИНТАС (03-51-5266) и программы Президиума РАН, Государственной программы поддержки научных школ.

[1] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena*, Springer-Verlag, 1995.

[2] A. V. Koudinov, N. S. Averkiev, Yu. G. Kusrayev, B. R. Namozov, B. P. Zakharchenya, D. Wolverson, J. J. Davies, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut, *Phys. Rev. B* **74**, 195338 (2006).

[3] H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, W. A. J. A. van der Poel, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 5283 (1990)

[4] G.E. Pikus, F.G. Pikus, *Solid State Commun.*, **89**, 319 (1994).

[5] T. Flissikowski, I.A. Akimov, A. Hundt, and F. Henneberger, *Phys. Rev. B* **68**, 161309 (2003); A.V. Koudinov, I.A. Akimov, Yu. G. Kusrayev, and F. Henneberger, *Phys. Rev. B* **70**, R11448 (2004).

Полупроводниковые наноструктуры: квантовые эффекты, электронный транспорт и однофотонное излучение

Е.Б.Ольшанецкий^{1,2}, З.Д.Квон^{1,2}, Ю.Г.Сидоров¹, Н.Н.Михайлов¹,
С.А.Дворецкий¹, В.А.Ткаченко¹, О.А.Ткаченко^{1,2}, Ж.К.Портал²,
В.А.Гайслер^{1,3}, А.Л.Асеев¹

¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

²Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, CNRS, Grenoble, France

³Institute of Solid State Physics, Technical University, Berlin, Germany

e-mail: aseev@thermo.isp.nsc.ru

Использование достижений физики квантово-размерных структур, полупроводниковых наноматериалов и нанотехнологий является неотъемлемой составной частью развития современной наноэлектроники [1]. В докладе представлены результаты исследования квантового эффекта Холла в высокоподвижном двумерном электронном газе в квантовой яме теллурида ртути, полученной с помощью развитой в ИФП СО РАН технологии получения слоев соединений A_2B_6 методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2]. В микро- и наноструктурах на основе эпитаксиальных слоев соединений A_3B_5 с двумерным электронным газом и квантовыми точками исследован квантовый транспорт электронов и процессы генерации одиночных фотонов. Особенностью данных работ является тесная связь технологии выращивания эпитаксиальных структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии, технологий наноструктурирования, экспериментальных измерений, численного моделирования и теории при предельном уменьшении размеров полупроводниковых систем. Данный подход обеспечил надежную регистрацию квантовых и однофотонных эффектов в изучаемых наноструктурах.

1. Квантовый эффект Холла в двумерном электронном газе HgTe квантовой ямы

Образцы с CdTe/HgTe/CdTe квантовыми ямами приготавливались на подложках GaAs с помощью технологии молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием установки "Обь-М" [2]. На Рис.1 представлено схематическое расположение эпитаксиальных слоев в исследованных образцах. Образцы имели электронную плотность $2,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижность носителей заряда $2,8 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $1,5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для ширины квантовой ямы 16 и 21 нм, соответственно. Следует отметить, что приведенные значения подвижности носителей в двумерном электронном газе превышают известные в литературе ранее, что свидетельствует о высоком уровне используемой технологии

и высоком качестве эпитаксиальных слоев [3]. Рис.2 представляет результат измерения продольного и



Рис.1. Схема эпитаксиальной структуры с HgTe квантовой ямой.

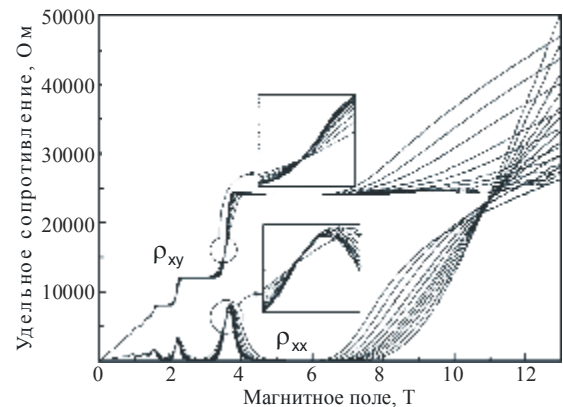


Рис.2. Продольное и поперечное Холловское сопротивление в зависимости от магнитного поля для образца с шириной квантовой ямы 21 нм. Измерения проведены при температуре $T=0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 1,0; 1,2; 3,0$ К. Увеличенные изображения демонстрируют особенности перехода плато.

поперечного магнетосопротивления Холловских структур в интервале температуры 0,3-3,0 К. Начиная с величины магнитного поля около 2 Т можно

видеть особенности, типичные для квантового эффекта Холла, такие как широкие плато на зависимости поперечного магнетосопротивления от магнитного поля и, соответственно, широкие минимумы для продольного магнетосопротивления. Переход квантовая жидкость - изолятор при величине магнитного поля около 10,9 Т соответствует критической величине продольного магнетосопротивления $0,9 h/e^2$. Детальное рассмотрение переходов квантовая жидкость - изолятор и плато-плато в режиме квантового эффекта Холла в работе [3] приводит к заключению о сильном взаимодействии между валентной зоной и зоной проводимости в HgTe квантовой яме, сложном характере рассеивающего потенциала и вкладе электрон-фононного взаимодействия даже при низкой температуре измерения.

2. Электронный транспорт в малой квантовой точке и кольцевом интерферометре

Наногетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным (2D) электронным газом, полученные с помощью МЛЭ, являются основой для изучения одноэлектронных эффектов и интерференционного характера квантового транспорта носителей заряда в наноструктурах. Эффекты баллистического

двумерным электронным газом в промежутке между тремя антиоточками и изолирующими разрезами к ним (см. изображение на Рис. 3а) и получены кольцевые интерферометры на поверхности гетероструктур с 2D электронным газом с эффективным радиусом до 90 нм (Рис. 3б).

Проводимость квантовой точки в интервале температур измерения 0,04 - 1,5 К в зависимости от потенциала бокового затвора (V_{bg}) при отрицательном напряжении на сплошном вышележащем затворе (режим туннелирования, $V_g < 0$) демонстрирует осцилляции, обусловленные кулоновской блокадой при одноэлектронном транспорте носителей [5]. В открытом режиме ($V_g > 0$) на затворной характеристике проводимости наблюдаются осцилляции на фоне двух плато кондактанса с величиной $2e^2/h$ и $4e^2/h$ [6]. Наблюдаемые осцилляции проводимости в данном случае имеют интерференционную природу. Это подтверждается моделированием электростатики устройств и когерентного одночастичного магнитотранспорта в зависимости от положения уровня Ферми. Кондактанс определялся с помощью многоканальной формулы Ландауэра, а влияние магнитного поля учитывалось в рамках метода рекурсивных функций Грина. Отметим, что моделирование квантового транспорта носителей заряда оказалось возможным

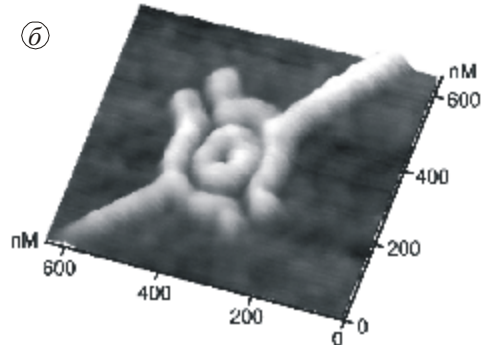
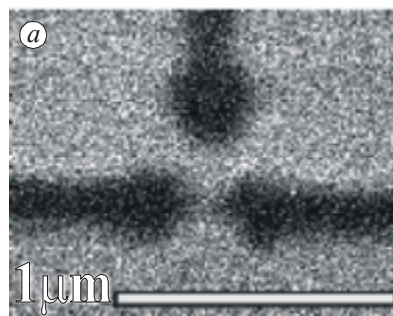


Рис.3. а) - Изображение квантовой точки на поверхности гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом в сканирующем электронном микроскопе. Темные области - разрезы в слое с двумерным электронным газом, выполненные с помощью электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. б) - Изображение электронного интерферометра в атомно-силовом микроскопе. Светлые линии - локальное прокисление структуры зондом атомно-силового микроскопа.

транспорта исследовались в квантовых точках и кольцевых электронных интерферометрах наименьших размеров. В этом случае конфигурация устройств формируется за счет применения методов нанолитографии на основе электронно-лучевой литографии острофокусированным электронным пучком с диаметром менее 100 нм и использовании с помощью зонда атомно-силового микроскопа фирмы NT-MDT [4]. С помощью нанолитографии, сопровождаемой реактивно-ионным высокоточным травлением изготовлены малые участки треугольной формы (квантовые точки) с

благодаря применению нанотехнологий, обеспечивающих необходимую точность при приготовлении эпитаксиальных систем с 2D электронным газом с помощью МЛЭ и при проведении нанолитографии. На Рис. 4 представлена микроскопическая картина интерференции электронных волн для различных значений энергии Ферми E_F . Расчеты волновых функций проводились на суперкомпьютерах вычислительного центра IDRIS (Франция) и Сибирского суперкомпьютерного центра (Новосибирск). Результаты вычислений демонстрируют стоячую волну, возникающую между антиоточкой и

резервуаром двумерных электронов в случае сильного отражения (Рис. 4а), состоянии полной прозрачности (Рис. 4б) и прохождение электронов в верхний точечный контакт при наличии магнитного поля (Рис. 4в).

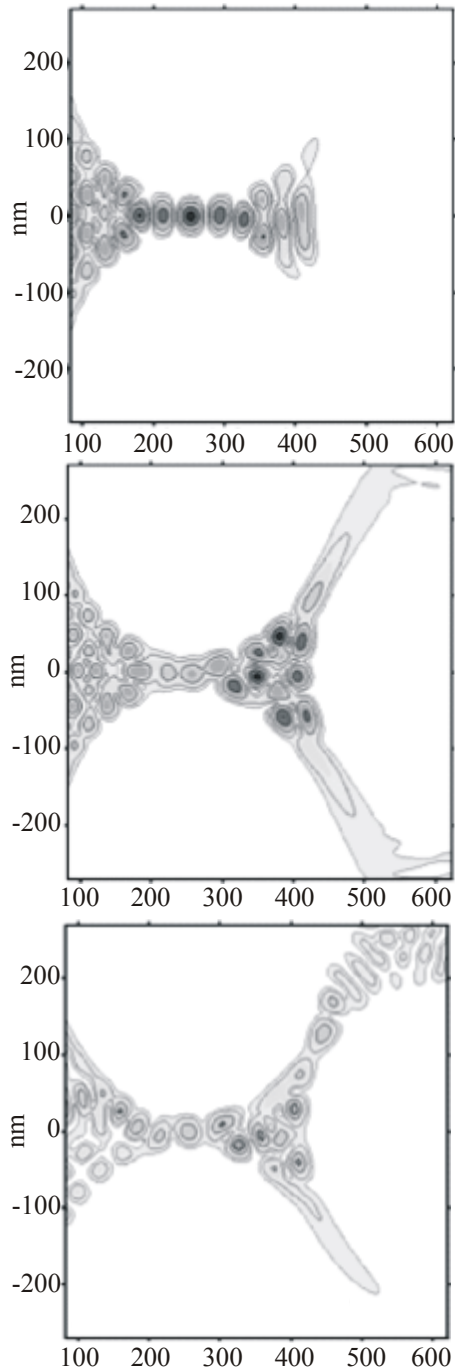


Рис.4. Распределение плотности электронных волн, падающих на квантовую точку слева, в случае полного отражения (а), полной прозрачности (б) и прохождение электронов в верхний контакт при наличии магнитного поля (в).

Исследование транспорта двумерных электронов в кольцевых интерферометрах (Рис. 3б) по-

казало, что проводимость кольцевых структур столь малых размеров обнаруживает наряду с мезоскопическими вариациями магнитополевые осцилляции Ааронова-Бома, вызванные интерференцией электронов, распространяющихся по различным

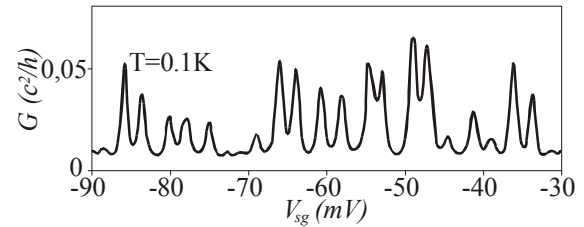


Рис.5. Проводимость кольцевого интерферометра в зависимости от затворного напряжения при $T=0,1$ К.

рукавам интерферометра (Рис.5). Период осцилляций кондактанса в зависимости от величины приложенного магнитного поля ΔB соответствует кванту магнитного поля $\Phi_0 = hc/e: \pi r^2 \Delta B = \Phi_0$, где r - эффективные радиусы колец (100 - 200 нм). В отсутствие магнитного поля проводимость кольцевых структур обнаруживает осцилляции от величины напряжения на расщепленном затворе, в качестве которого выступают области с двумерным электронным газом по обе стороны от кольцевого интерферометра (Рис. 3б). Периодический характер осцилляций и дублетное расщепление пиков соответствует предсказаниям теории кулоновской блокады для структур с одноэлектронной зарядкой двух кулоновских островков, в качестве которых выступают квантовые точки треугольной формы на входе и выходе интерферометра [7]. Этот вывод подтверждается результатами численного моделирования электростатики, энергетического спектра и одноэлектронного транспорта в устройстве. Результаты моделирования показывают, что основной период затворных осцилляций (6 мВ) отвечает последовательной зарядке квантовых точек одиночными электронами, а дублетное расщепление кулоновских пиков связано с зарядовым взаимодействием квантовых точек.

3. Однофотонный излучатель на основе эпитаксиальной структуры с квантовой точкой

Полупроводниковый однофотонный излучатель реализован при использовании эпитаксиальной структуры лазера с вертикальным резонатором с активным слоем, содержащим InGaAs квантовые точки малой плотности ($\leq 10^8 \text{ см}^{-2}$) [8]. Высокие параметры лазерной структуры обеспечиваются единым циклом выращивания активного слоя, зеркал резонатора и легированных областей $p-i-n$ диода методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Постростовый процесс формирования субмикронной

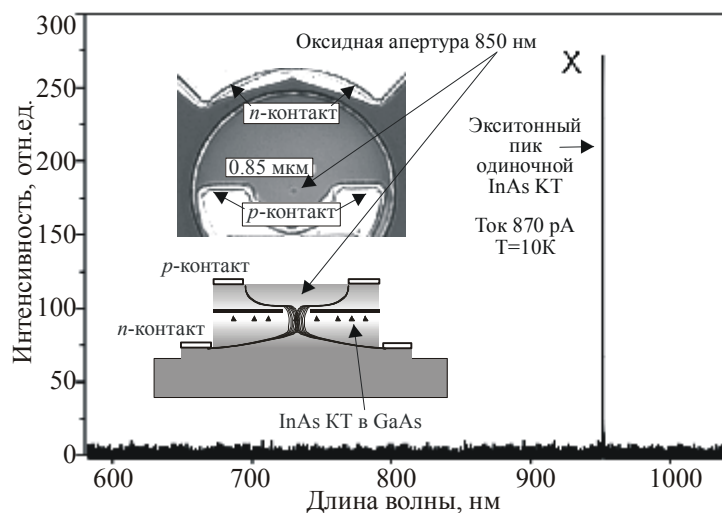


Рис. 6. Спектр излучения одиночной InGaAs квантовой точки. На вставке - внешний вид и схема излучателя.

апертуры лазера обеспечивает активную область с одиночной квантовой точкой. За счет эффекта кулоновской блокады в квантовую точку инжектируется одна пара электрон-дырка. При рекомбинации этой пары фиксируется одиночная линия излучения (Рис.6). Автокорреляционная функция экситонного излучения одиночной квантовой точки, полу-

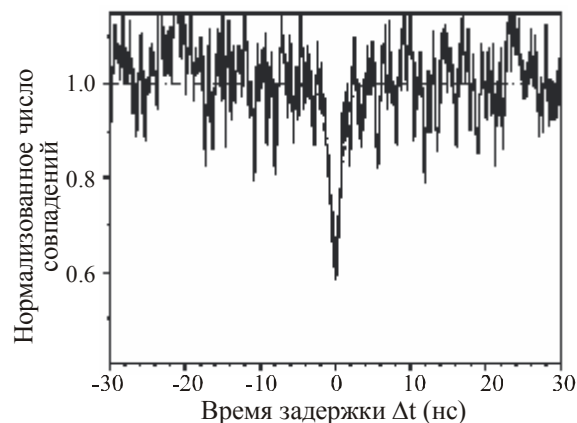


Рис. 7 Автокорреляционная функция экситонного излучения.

ченная на интерферометре Hanbury-Brown & Twiss, демонстрирует субпуассоновскую статистику излучения (см. Рис.7). Данное обстоятельство вместе с зависимостями характера излучения от интенсивности возбуждения и величины апертуры подтверждает однофотонный характер излучения [9].

[1] Асеев, А.Л., Вестник РАН, 76, 603 (2006); Российские нанотехнологии, 1, 97 (2006).
 [2] Varavin V.S., Vasiliev V.V., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Ovsyuk V.N., Sidorov Yu.G., Suslyakov A.O., Yakushev M.V., Aseev A.L. Opto-Electronics Review, 11, 99 (2003).

[3] Olshanetsky E.B., Sassine S., Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Portal J.C., Aseev A.L. Письма в ЖЭТФ (2007), в печати.

[4] Щеглов Д.В., Родякина Е.Е., Латышев А.В., Асеев А.Л. Микросистемная техника, 9, 8 (2004).

[5] Ткаченко В.А., Квон З.Д., Ткаченко О.А., Бакшеев Д.Г., Эстибаль О., Портал Ж.К. Письма в ЖЭТФ, 76, 850 (2002).

[6] Ткаченко В.А., Ткаченко О.А., Квон З.Д., Бакшеев Д.Г., Асеев А.Л., Портал Ж.К. Письма в ЖЭТФ, 80, 688 (2004).

[7] Ткаченко В.А., Быков А.А., Бакшеев Д.Г., Ткаченко О.А., Литвин Л.В., Латышев А.В., Гаврилова Т.А., Асеев А.Л., Портал Ж.К. ЖЭТФ, 124, 351 (2003).

[8] Гайслер В.А., Торопов А.И. В кн.: Нанотехнологии в полупроводниковой электронике, ред. Асеев А.Л., изд. СО РАН, Новосибирск, 2004, с.272.

[9] Lochmann A., Stock E., Schulz O., Hopfer F., Haisler V.A., Bimberg D., Toropov A.I., Bakarov A.K., Kalagin A.K., Scholz M., Buttner S., Benson O. 28th Intern. Conf. Semicond. Physics, Late News Plenary Session, Vienna (2006).

A₃B₅ нитевидные кристаллы нанометрового диапазона для микро- и оптоэлектронных приложений

Г.Э.Цырлин¹⁻⁴, М.Тchernycheva⁴, С.Сartel⁴, J.Patriarche⁴, L.Vila⁴, J.C.Harmand⁴

¹Институт Аналитического приборостроения РАН, С.Петербург, Россия

²С.-Петербургский Физико-Технологический Научно-Образовательный Центр РАН, С.Петербург, Россия

³Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия

⁴LPN CNRS, Marcoussis, France

e-mail: cirlin@beam.ioffe.ru

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к исследованию процессов формирования нитевидных кристаллов и исследованию их свойств. Нитевидными нанокристаллами, или нановискерами (НВ) называют кристаллы с поперечным размером D порядка 10-100 нм и длиной L , на порядок и более превосходящей поперечный размер. Уникальные свойства НВ связаны, прежде всего, с высокими значениями L/D в нанометровом диапазоне размеров. НВ различных полупроводниковых материалов (Si, GaAs, InP) имеют большие перспективы для применений в микро- и оптоэлектронике, а также во многих других областях (многоострийные катоды, зонды для туннельных микроскопов, газовые анализаторы, биотехнологии и т.д.) [1-5]. В настоящее время НВ в основном выращиваются методом газофазной эпитаксии (ГФЭ) и реже – молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на поверхностях, активированных каталитическим веществом. Метод МПЭ имеет ряд преимуществ по сравнению с ГФЭ, связанных с более неравновесными условиями роста при МПЭ и, как следствие, возможностью получения существенно более высоких значений L/D при меньших поперечных размерах. Кроме того, при МПЭ возможно контролировать процессы роста *in situ* с помощью метода дифракции быстрых электронов на отражение, прогнозируемо селективно легировать НВ, а также создавать гетеропереходы как в направлении роста, так и латеральном направлении. В данной работе будут рассмотрены некоторые аспекты, связанные с получением методом МПЭ НВ в системах GaN/AlN/Si(111) и InAsP/InP, а также рассмотрены возможности получения упорядоченных массивов GaAs НВ и помещения GaAs НВ в матрицу GaAs. Ростовые эксперименты проводились на установке Riber 32P, в некоторых случаях для получения НВ использовалась электронная литография. В случае использования золота в качестве каталитического материала, его напыление проводилось непосредственно в ростовой камере МПЭ установки.

1. Нановискеры в системе InP/InAsP/InP

Интерес к данному типу НВ обусловлен тем, что запрещенная зона, в зависимости от состава твердого раствора InAsP, изменяется в диапазоне от 0.92 до 3.5 мкм, что покрывает важную область для телекоммуникаций 1.3 – 1.55 мкм [6,7].

Рост НВ проводился на подложках InP(111)В. После выращивания буфера фосфида индия для получения атомарно-гладкой поверхности проводилось осаждение Au толщиной ~ 1 нм в потоке фосфора при температуре подложки, при которой впоследствии выращивались НВ. После этого при открытии заслонки In инициировалось формирование НВ. Время выращивания НВ составляло 20 мин в случае собственно InP НВ; при выращивании гетероструктурированных НВ, после формирования вставок InAsP выращивался покрывающий слой InP в течение 5 мин.

Установлено, что в системе InAsP температурный интервал, в которых возможно получение НВ, находится в диапазоне 350 °С – 420 °С. При температурах ниже 390 °С форма НВ характеризуется различной формой у основания и вершины (соотношение диаметров 2 - 3), при этом происходит заострение вершины НВ. При повышении T_s НВ приобретают цилиндрическую форму. Очевидно, что при повышении температуры происходит увеличение диффузионной длины, что приводит к выравниванию диаметра НВ и подавлению латерального роста. Однако при температурах выше 430 °С происходит сегрегация эвтектических капель Au/In на поверхности и роста НВ не наблюдается.

На рис. 1 приведены изображения, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) участков поверхности гетероструктурированных InP/InAsP/InP НВ, выращенных при разных температурах подложки. Время роста вставки InAsP во всех случаях составляло 30 сек. Как и в случае бинарных НВ, при 390 °С (рис. 1, а) НВ обладают конусовидной формой с изменением диаметра от 50 до 80 нм. При увеличении T_s НВ приобретают цилиндрическую форму с

диаметром порядка 30 – 40 нм (рис. 2, б). В случае уменьшения температуры роста покрывающего слоя наблюдается появление латерального роста, приводящее к локализации вставки InAsP в матрицу InP.

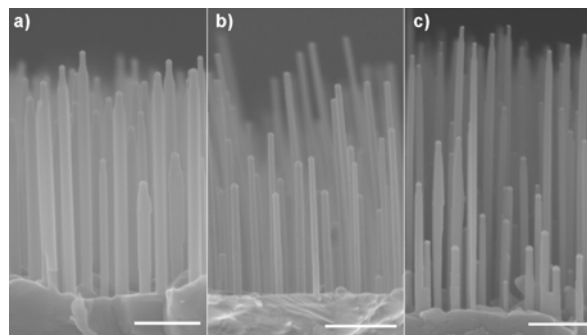


Рис. 1. СЭМ изображения (сбоку) InP/InAsP/InP НВ, выращенных при а) 390 °С, б) 420 °С и в) 420 °С, зарощенных InP при 390 °С. Длина линии - 0.4 мкм.

На рис. 2 представлено типичное изображение вставки InAsP в InP НВ для структуры, приведенной на рис. 1,с, полученное методом трансмиссионной электронной микроскопии (ТЭМ). Приведенное изображение подтверждает гипотезу о возникновении латерального роста, толщина стенок составляет ~ 7 нм. Отметим, что активная область свободна от структурных дефектов. С помощью рентгеновского микроанализа был исследован состав вставок. Обнаружено, что при увеличении соотношения P/As при росте НВ от 1 до 1.5 состав x в $InAs_xP_{1-x}$ изменяется в пределах 35 – 50%.

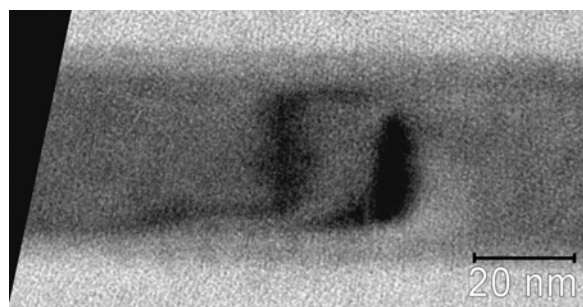


Рис.2. ТЭМ изображение вставки InAsP в InP НВ.

Были исследованы оптические свойства выращенных структур методом фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре. Установлено, что положение пика зависит от условий выращивания вставок InAsP. В качестве примера приведены спектры ФЛ структур, выращенных при разных соотношениях потоков элементов V группы. При этом, помимо полосы, ответственной за излучение от подложки, в спектрах наблюдаются дополнительные пики с максимумами на 1.025 и 0.8 эВ от InAsP вставок.

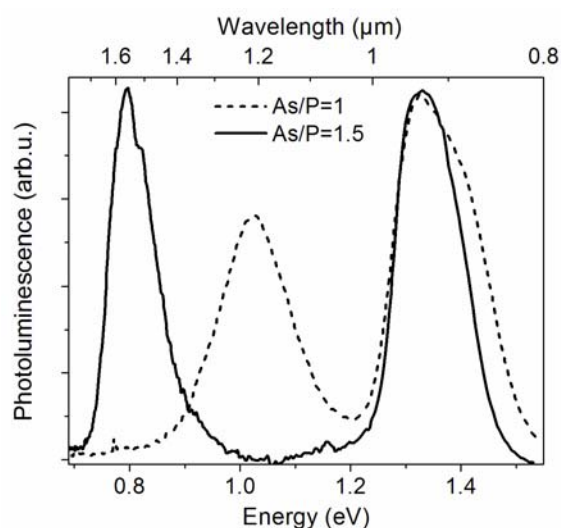


Рис.3. Спектры ФЛ, снятые при комнатной температуре, структур InP/InAsP/InP, выращенных при 390°С. Сплошная линия – As/P = 1, штриховая линия - As/P = 1.5.

2. Нановискеры в системе GaN/AlN

НВ на основе GaN в последнее время привлекают повышенное внимание в качестве приложений для излучателей и приемников в ультрафиолетовой области спектра.

Структуры были выращены методом МПЭ на поверхности Si(111) без использования катализатора роста, в качестве начальных островков роста были использованы кластеры AlN, сформированные непосредственно перед ростом НВ. В качестве источника азота использовался источник с индуктивно-связанной плазмой, установленный в ростовой камере. После сгона окисла с поверхности Si(111) на поверхность в течении 1 мин напылялся слой Al, после чего выдерживался в течении 1 мин в потоке азота. Далее, по достижении температуры подложки 800°С инициировался рост GaN НВ путем открытия заслонки Ga. Для получения GaN/AlN гетероструктур поток галлия перекрывался и без дополнительной выдержки открывалась заслонка Al. На рис. 4 приведено типичное ТЭМ изображение для нановключения GaN, помещенного между двумя AlN барьерами.

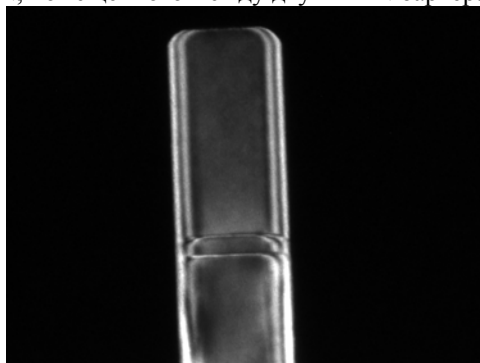


Рис.4. ТЭМ изображение нановключения GaN между барьерами AlN.

На рис. 5 приведено ТЭМ изображение высокого разрешения, подтверждающее, что кристаллографическая структура GaN НВ является чисто вюрцитной. Отметим, что структурные дефекты в подобных НВ весьма редки. В отличие, например, от случая GaAs НВ, где частая смена фаз с кубической на вюрцитную до сих пор является обычным явлением [8].

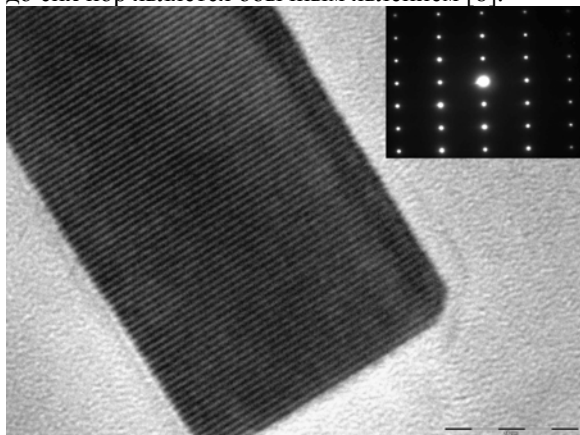


Рис.5. ТЭМ высокого разрешения GaN НВ. На вставке – картина микродифракции.

Установлено, что скорость роста GaN НВ прямо пропорциональна времени роста. Однако, при увеличении длины НВ скорость роста растет. Это демонстрирует рис. 6, где представлена зависимость соотношения длины 2 сегмента к длине идентичного 1 сегмента, разделенной прослойкой AlN. Каждый из сегментов выращивался в течение 2 часов. Отметим также, что скорость роста НВ с большим диаметром на начальной стадии больше, чем для НВ с меньшим диаметром, по механизму, отличному от диффузионного [9,10]. Впоследствии скорость роста НВ с меньшим диаметром увеличивается.

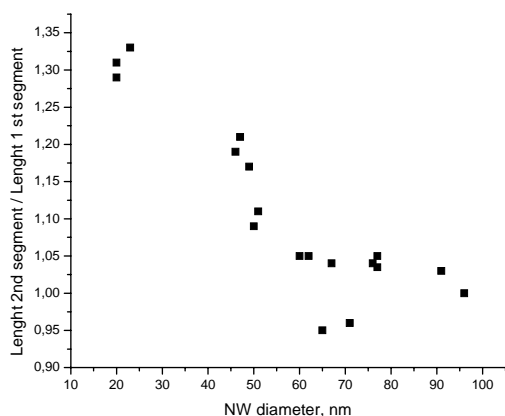


Рис. 6. Соотношение длин 2 сегментов, выращенных последовательно в течение 2 часов каждый.

На рис. 7 приведен типичный спектр ФЛ, снятый при температуре 300К, от ансамбля GaN НВ. Максимум пика ФЛ соответствует 3.43 эВ, ширина пика ~ 85 мэВ. Отметим, что пик ФЛ,

ответственный за дефекты (~ 3 эВ), составляет лишь ~ 1% от интегральной интенсивности.

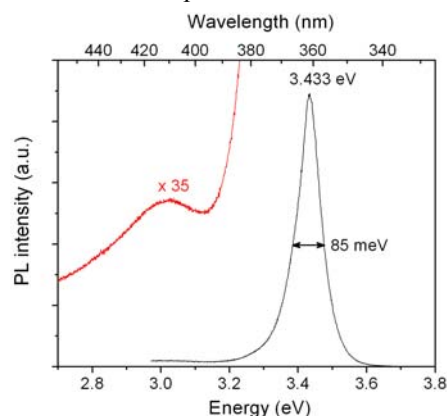


Рис. 7. Спектр ФЛ, снятый при 300К ансамбля GaN НВ.

3. Упорядоченные массивы GaAs НВ.

Упорядоченные массивы НВ могут быть использованы для формирования на их основе транзисторов, биочипов, а также эмиссионных приборов и преобразователей. Решающим фактором является степень упорядоченности ансамбля НВ.

Нами были оптимизированы условия получения эвтектических капель Au/Ga для GaAs НВ с помощью электронной литографии. Для этого перед ростом на поверхности GaAs(111)В были сформированы дисперсионные частицы золота, упорядоченно расположенные на поверхности. Установлено, что диаметр частицы не должен превышать 50 нм, в этом случае НВ растут в соотношении 1 кристалл/ 1 частицу. Важным этапом является также предростовая подготовка пластин. Для получения упорядоченного массива НВ необходимо проводить плазменную чистку поверхности ионами водорода непосредственно в ростовой камере. В результате проведенной оптимизации оказалось возможным получение регулярных массивов GaAs НВ (рис. 8).

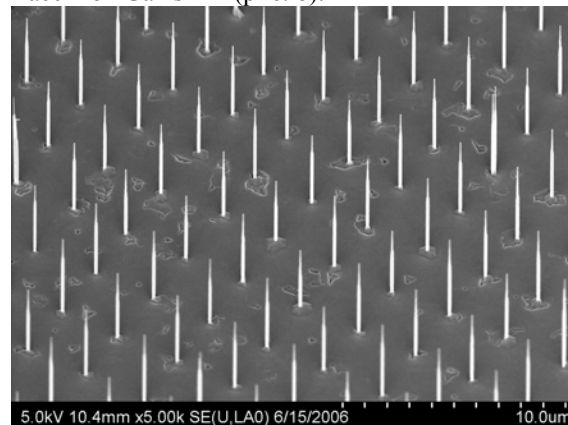


Рис. 8. Регулярный массив НВ GaAs, полученный с помощью электронной литографии.

4. Внедрение GaAs НВ в матрицу GaAs.

Актуальность данной части исследования обусловлена возможностью получения многослойных массивов НВ, а также исследованию локальных электронных свойств одиночных (как легированных, так и не легированных) НВ с помощью локальных методик, таких как сканирующая зондовая микроскопия. Для этого был проведен цикл исследований, показавших перспективность данного направления. Смысл «внедрения» заключался в следующем. После формирования ансамбля НВ, например, GaAs на поверхности GaAs(111)В, НВ, с использованием латерального роста, покрываются слоем более тугоплавкого материала, например, AlGaAs. Далее температура подложки повышалась до значений, при которых невозможно формирование GaAs НВ (порядка 650°C [11,12]) и проводилось зарастивание пространства между НВ слоем GaAs. Оптимизация ростовых условий показала, что это возможно. На рис. 9 приведено СЭМ изображение скола выращенной структуры, полученное в режиме обратно рассеянных вторичных электронов. Более темные участки в матрице соответствуют покровному слою AlGaAs. Таким образом, при сколе подобных структур в вакууме появляется возможность изучения транспортных свойств НВ в направлении роста при сканировании кантелливером торца образца. Кроме того, отметим, что эвтектические капли Ga/Au сегрегируют на поверхность образца, таким образом появляется возможность вторичного формирования НВ на поверхности, а также их вторичного зарастивания.

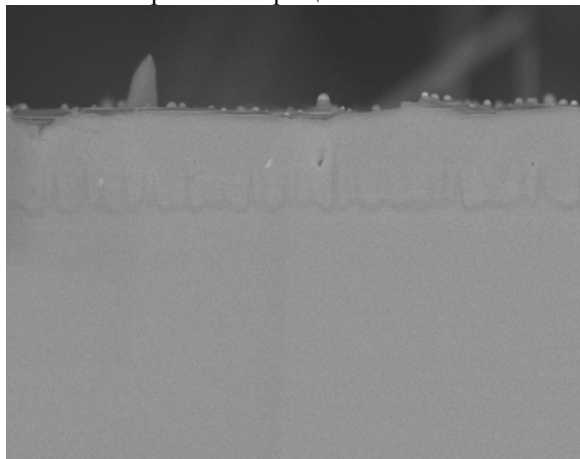


Рис. 9. СЭМ изображение скола структуры со внедренными GaAs НВ в матрицу арсенида галлия. Сторона изображения соответствует 7 мкм.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Европейской программы SANDiE, проекта Filemon35 ANR, различных грантов РФФИ, а также научных программ Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и «Квантовые наноструктуры».

Литература

- [1] Yat Li, Fang Qian, Jie Xiang, and Charles M. Lieber, *Mater. Today*, 9, 19 (2006).
- [2] M. S. Gudiksen, L. J. Lauhon, J. Wang, D. Smith, and C. M. Lieber, *Nature* 415, 617 (2002).
- [3] L. J. Lauhon, M. S. Gudiksen, D. Wang, and C. M. Lieber, *Nature*, London 420, 57 (2002).
- [4] R. S. Wagner and W. C. Ellis, *Appl. Phys. Lett.* 4, 89, (1964).
- [5] Erik Lind, Ann I. Persson, Lars Samuelson, and Lars-Erik Wernersson, *Nano Lett.* 6, 1842 (2006).
- [6] M. T. Bjork, B. J. Ohlsson, T. Sass, A. I. Persson, C. Thelander, M. H. Magnusson, K. Deppert, L. R. Wallenberg, and L. Samuelson, *Appl. Phys. Lett.* 80, 1058 (2002).
- [7] X. Duan, Y. Huang, Y. Cui, J. Wang, and C.M. Lieber, *Nature* 409, 66 (2001).
- [8] И.П.Сошников, Г.Э.Цырлин, А.А.Тонких, Ю.Б.Самсоненко, В.Г.Дубровский, В.М.Устинов, О.М.Горбенко, D.Litvinov, D.Gerthsen *ФТТ* 47, 2121 (2005)
- [9] V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, I.P.Soshnikov, N.V.Sibirev, A.A.Tonkikh, Yu.B. Samsonenko, and V.M.Ustinov. *Phys.Rev B* 71, 205325 (2005)
- [10] V.G.Dubrovskii, N.V.Sibirev, G.E.Cirlin, J.C.Harmand, V.M.Ustinov *Phys.Rev E* 73, 021603 (2006)
- [11] M.Tchernycheva, J.C.Harmand, G.Patriarche, L.Travers, G.E.Cirlin, *Nanotechnology*, 2006, 17, 4025 (2006).
- [12] G.E.Cirlin, A.A.Tonkikh, Yu.B.Samsonenko, I.P.Soshnikov, N.K.Polyakov, V.G.Dubrovskii, V.M.Ustinov, *Czech. J.Physics*, 56, 13 (2006).

Резонансы Фано в спектрах примесной фотопроводимости в гетероструктурах GaAs/InGaAsP с квантовыми ямами, легированными мелкими донорами

В.Я. Алешкин¹, А.В. Антонов¹, Л.В. Гавриленко¹, В.И. Гавриленко¹,
Б.Н. Звонков²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

² Научно исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия, e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

В работе [1] наблюдались асимметричные пики в спектрах фототока GaAs и InP, легированных мелкими донорами, в областях, где энергия фотонов была близка к энергии продольного оптического фонона. Любопытно, что аналогичные особенности в спектрах фотовозбуждения акцепторов кремния при энергиях близких к энергии оптического фонона были обнаружены еще в 1958 г. [2]. Однако в отличие от n-GaAs в p-Si [3-5] эти особенности проявляются как провалы в спектрах поглощения и фототока. Впоследствии резонансы Фано в спектрах поглощения и фототока наблюдались на глубоких донорах в кремнии [6]. В работах [3-5] возникновение этих особенностей в спектрах фотовозбуждения в p-Si было объяснено взаимодействием дырок с оптическими фононами, там же было предложено использовать термин "резонансы Фано" для обозначения таких особенностей. Однако количественная теория этого явления в p-Si до сих пор не создана. Обычно для качественного описания этих особенностей используют выражения из работы Фано [7], в которой было рассмотрено конфигурационное взаимодействие дискретного уровня с континуумом состояний. В наших работах [8,9] была построена количественная теория, описывающая резонансы Фано в объемном n-GaAs.

В настоящей работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование резонансов Фано в гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs/InGaAsP, дельта-легированными мелкими донорами. Обнаружено, что уменьшение ширины квантовых ям приводит к увеличению ширины резонансного пика в спектре фототока, что обусловлено увеличением силы электрон-фононного взаимодействия. Показано, что разброс в положении примеси существенно увеличивает ширину пиков в спектре фототока, соответствующих переходами электрона между локализованными состояниями донора, но слабо влияет на положение и форму резонансного пика. Отметим, что впервые эти резонансы в структурах с квантовыми ямами наблюдались нашей группой в 2005 г. [10].

Исследованные гетероструктуры были выращены на грани [001] полуизолирующей подложки GaAs и содержали 30 квантовых GaAs ям, разделенных 400 Å In_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.8}P_{0.2} барьерами. Ширина квантовых ям составляла 200 Å (струк-

тура 1) и 90 Å (структура 2). Середина каждой квантовой ямы была дельта-легирована кремнием. Поверхностная концентрация доноров в каждой квантовой яме по данным холловских измерений составила $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Спектры фототока были записаны на Фурье спектрометре BOMEM 3.36. Для записи спектра в диапазоне $25 \text{ см}^{-1} - 250 \text{ см}^{-1}$ использовался майларовый делитель пучка толщиной 12 мкм, в качестве широкополосного источника излучения – ртутная лампа. Для записи спектра фототока в диапазоне $150 \text{ см}^{-1} - 500 \text{ см}^{-1}$ использовался майларовый делитель пучка толщиной 6 мкм, в качестве источника – Globar. Измерения проводились при температуре 4.2 К.

Спектр примесного фототока гетероструктур с квантовыми ямами состоял из двух полос. Широкая длинноволновая полоса соответствует переходам электрона из основного состояния донора в возбужденные состояния и в непрерывный спектр (см. рис. 1). Коротковолновая полоса представляет собой узкий пик в области 300 см^{-1} и соответствует резонансу Фано. Её ширина и амплитуда примерно на порядок меньше таковых для длинноволновой полосы.

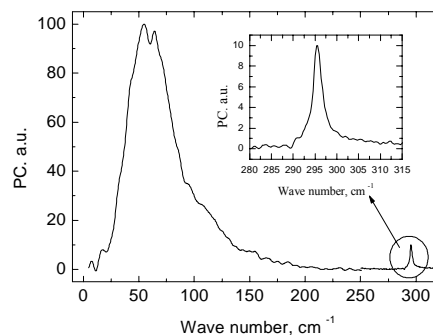


Рис. 1. Спектр фототока структуры 1.

На рис. 2 приведены для сравнения области длинноволновой полосы фототока для структуры 1 с квантовыми ямами и эпитаксиального слоя GaAs толщиной 70 мкм, легированного кремнием до концентрации $8.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, выращенного на полуизолирующей подложке. Пик в районе 36 см^{-1} для объемного GaAs обусловлен переходами между 1S и 2P состояниями донора. Энергия ионизации обозначена стрелкой (48 см^{-1}).

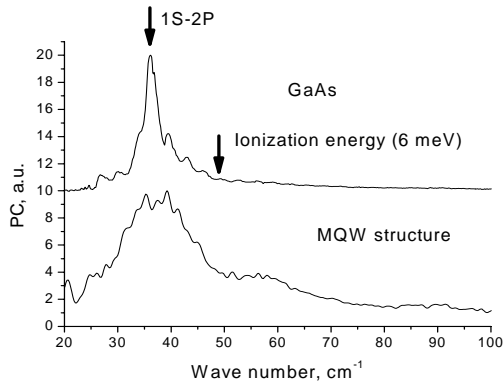


Рис. 2. Длинноволновые полосы фототока в объемном n-GaAs и структуре с квантовыми ямами

Из рис. 2 хорошо видно, что в квантовой яме длинноволновая полоса фототока значительно более широкая, нежели в объемном материале. Причина этого состоит в том, что примесь располагается в яме в довольно широком интервале по ее толщине. Энергия ионизации примеси зависит от положения примесного атома в квантовой яме. Для примеси, расположенной в центре квантовой ямы энергия ионизации больше чем в объемном GaAs, а для примеси вблизи гетероперехода – меньше. Из рис. 2 видно, что длинноволновая граница фототока для гетероструктуры расположена при меньших энергиях, чем для объемного n-GaAs, что указывает на присутствие примеси вблизи гетерограницы. На коротковолновом крае этой полосы фототока от гетероструктуры хорошо видна особенность в районе $55-60 \text{ cm}^{-1}$ (6.82-7.55 эВ), которая отсутствует в спектре фототока объемного GaAs. Вероятно, эта особенность обусловлена ионизацией примеси, которая располагается в центре квантовой ямы. Отметим, что осцилляции в спектре фототока объемного GaAs обусловлены эффектами интерференции.

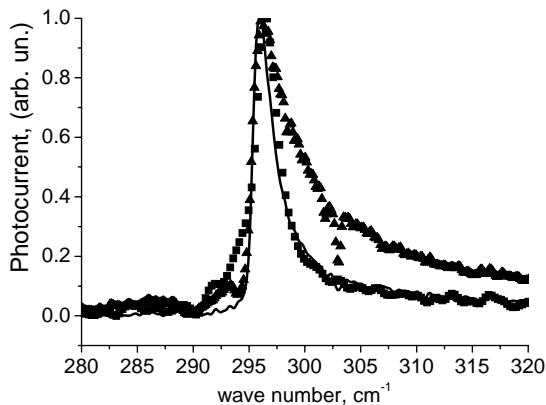


Рис. 3. Спектры фототока в области резонанса Фано в эпитаксиальном n-GaAs (сплошная линия), структуре 1 (квадраты) и структуре 2 (треугольники).

На рис. 3 приведены спектры фототока в области резонанса Фано для эпитаксиального n-GaAs и гетероструктур с квантовыми ямами. Из рисунка хорошо видно, что полуширина пиков, соответствующих резонансу Фано для GaAs и гетероструктуры с 200 Å квантовыми ямами отличаются не сильно (2 и 2.5 cm^{-1}), в то время как ширина спектров, соответствующих ионизации и переходам между основным и возбужденными состояниями донора, отличаются значительно (более чем в два раза). Это подчеркивает то обстоятельство, что ширина резонанса Фано слабо зависит от положения примеси в квантовой яме. Из рисунка видно, что при уменьшении ширины квантовой ямы до 90 Å ширина пика увеличивается примерно вдвое.

Для того чтобы объяснить наблюдаемую зависимость формы пика от ширины квантовой ямы рассмотрим простую модель, в которой можно получить аналитические выражения для описания резонанса Фано. Для этого введем следующие упрощающие предположения. Будем считать, что волновую функцию электронов на доноре в квантовой яме $-d/2 < z < d/2$ можно представить в виде произведения:

$$\Psi(\rho, z) = \sqrt{2/d} f(\rho) \sin(\pi z/d) \quad (1)$$

где d – ширина квантовой ямы, ρ – радиус вектор в её плоскости. Приближение (1) справедливо в том случае, когда ширина ямы много меньше боровского радиуса, а стенки квантовой ямы (КЯ) достаточно высоки, так что волновая функция сосредоточена в основном в квантовой яме. Спектр фототока определяется выражением:

$$J(\omega) = BI(\omega) \frac{W(\omega)}{|E(\omega)|^2} [1 - R(\omega)] \quad (2)$$

где B – некоторая постоянная не зависящая от частоты, $W(\omega)$ – вероятность поглощения кванта света, $I(\omega)$, $E(\omega)$ – интенсивность и амплитуда электрического поля падающей световой волны, $R(\omega)$ – коэффициент отражения, который в этой области спектра определяется в основном оптическими колебаниями решетки. Вероятность поглощения кванта света можно представить в виде:

$$W(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \int dE |\langle \Psi(E) | V^{ph} | i \rangle|^2 \delta(\hbar\omega + E_i - E) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Psi(\hbar\omega + E_i) | V^{ph} | i \rangle|^2$$

где $|\Psi(E)\rangle$ – волновая функция в непрерывном спектре, содержащая и резонансное состояние, V^{ph} – оператор взаимодействия электрона с фотоном, $|i\rangle$ и E_i – волновая функция и энергия основного состояния донора. Вблизи резонанса зависимость квадрата матричного элемента от частоты можно представить в виде [10]:

$$|\langle \Psi(\hbar\omega + E_i) | V^{ph} | i \rangle|^2 = |G(E_\phi)|^2 \frac{(\alpha + x)^2 + 1}{x^2 + 1},$$

$$E_\phi = \hbar\omega_0 + E_i, \quad x = (\hbar\omega - \hbar\omega_0)/2\Gamma$$

где $G(E) = \langle \psi(E) | V^{ph} | i \rangle$, $\psi(E)$ – волновая

функция электрона непрерывного спектра с энергией E , без учета резонансного состояния, $\hbar\omega_0$ - энергия продольного оптического фонона. Выражения для не зависящих от ω величин Γ , α можно представить в виде [11]:

$$\Gamma = 2\pi \sum_q V_q(E_\phi),$$

$$\alpha = \frac{4}{\Gamma G(E_\phi)} \sum_q P \int_{E_i}^{\infty} dE \frac{V_q(E_\phi) V_q^*(E) G(E)}{E_\phi - E} +$$

$$+ \frac{4}{\Gamma G(E_\phi)} \sum_q \int_{E_i}^{\infty} dE \frac{V_q(E_\phi) V_q^*(E) G^*(E)}{E_i - E - \hbar\omega_0}$$

где $V_q^*(E) = \langle i | V_{LO} | \psi(E) \rangle$, V_{LO} - часть гамильтониана взаимодействия электрона с оптическими фононами, описывающая испускание фонона, символ P означает вычисление интеграла в смысле главного значения. Отметим, что величина Γ , характеризующая ширину резонансного уровня, определяется силой электрон-фононного взаимодействия.

Используя явный вид волновых функций $f(\rho)$ в двумерном случае [11], можно получить аналитические выражения для α и Γ [10]. Из-за их громоздкости мы их не приводим.

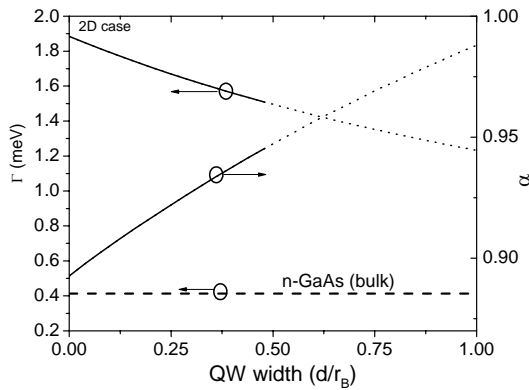


Рис.4. Зависимости α , Γ от ширины квантовой ямы.

На рис. 4 приведены рассчитанные зависимости α и Γ от отношения ширины квантовой ямы к боровскому радиусу донора. Пунктиром показана величина Γ в объемном n-GaAs. Точками обозначена область, где используемые в модели приближения некорректны. Из рисунка видно, что с уменьшением толщины квантовой ямы величина Γ увеличивается и при $d/r_B \ll 1$ примерно в четыре раза больше. Величина боровского радиуса донора в GaAs примерно равна 100 Å.

На рис. 5. показаны рассчитанные спектры фототока для объемного GaAs и узкой квантовой ямы из GaAs. Амплитуды пиков были нормированы так, чтобы максимальная величина составляла 1. Из рисунка видно, что ширина пика в спектре фототока квантовой ямы примерно четверо превосходит таковую в объемном арсениде галлия. Причина этого состоит в том, что в кван-

товой яме взаимодействие электрона с оптическим фононом оказывается более сильным.

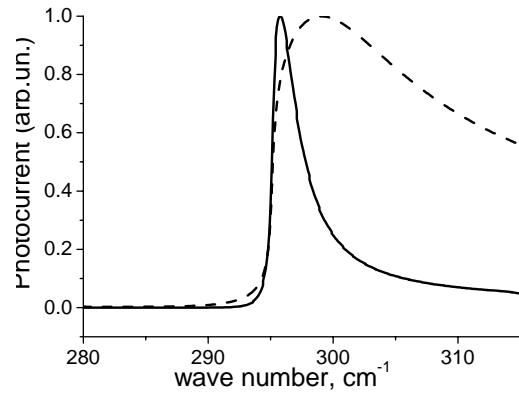


Рис. 5. Рассчитанные спектры фототока для объемного n-GaAs (сплошная линия) и квантовой ямы, шириной 10Å (штриховая линия).

Отметим, что в рамках рассмотренной модели нельзя получить количественного описания экспериментальных результатов для квантовых ям толщиной 90 и 200 Å, поскольку для них формула (1) некорректна. Однако, модель качественно воспроизводит наблюдаемое увеличение ширины резонансного пика в квантовых ямах. В заключение приведем основные результаты.

1. Разброс в положении примесей в квантовой яме слабо влияет на ширину резонанса Фано в спектре фототока.
2. Ширина резонанса Фано растет с уменьшением ширины квантовой ямы, что обусловлено увеличением силы электрон-фононного взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 07-02-00549, 05-02-17341), фонда «Династия» (грант Л.В.Гавриленко).

- [1] K. Jin, J. Zhang, Z. Chen, et al., Phys. Rev. B **64**, 205203 (2001).
- [2] H. J. Hrostowski, R. H. Kaiser, J.Phys.Chem. Solids **4**, 148 (1958).
- [3] A. Onton, P. Fisher, A. K. Ramdas, Phys. Rev. **163**, 686 (1967).
- [4] H. R. Chandrasekhar, A. K. Ramdas, S. Rodriguez, Phys. Rev. B **14**, 2417 (1976).
- [5] G. D. Watkins, W. B. Fowler, Phys. Rev. B **16**, 4524 (1977).
- [6] E. Janzen, G. Grossmann, R. Stedman et al., Phys.Rev. B **31**, 8000 (1985).
- [7] U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
- [8] В.Я.Алешкин, А.В.Антонов, Л.В.Гавриленко, В.И.Гавриленко, ЖЭТФ **128**, 822 (2005).
- [9] V. Ya. Aleshkin, A.V. Antonov, L.V. Gavrilenko and V.I. Gavrilenko, Phys, Rev B, accepted (2007).
- [10] В.Я.Алешкин, А.В.Антонов, Л.В. Гавриленко, В.И.Гавриленко, Б.Н. Звонков, Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород 25-29 марта 2005 г., т.2, с. 431.
- [11] X.L. Yang, S.H.Guo and F.T. Chan, Phys.Rev. A, v.43, 1186 (1991)

Самостартующий сверхизлучающий лазер на фотонном кристалле: от импульса суперфлюоресценции к оптимальному режиму генерации

Н.С. Гинзбург, Е.Р. Кочаровская, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, г. Нижний Новгород, Россия
e-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

Благодаря успехам нанофизики и нанотехнологии в настоящее время существует целый ряд активных структур, в которых за один проход обеспечивается многократное усиление спектрально узкого оптического или инфракрасного излучения в условиях его (квази)одномерного распространения. Они создавались, прежде всего, для различных инжекционных гетеролазеров на квантовых ямах и для волоконных лазеров с примесными центрами окраски. В этих лазерах обычно используются балансные режимы работы – квазистационарные или импульсные, в том числе с синхронизацией мод.

Однако в последнее время стало ясно, что при определенных условиях подобные структуры могут позволить реализовать и когерентный режим лазерной генерации, типичный для сверхизлучения Дике и приводящий к излучению сверхкоротких импульсов в диапазоне длительностей от наносекунд до субпикосекунд. При этом для получения столь коротких импульсов не требуется помещения в лазер каких-либо насыщающихся поглотителей или внешней модуляции параметров лазера, как в режиме синхронизации мод. Более того, в подобных сверхизлучающих лазерах с постоянной накачкой значительно ослабляются требования на скорости релаксации поляризации и инверсии активной среды, большая величина которых препятствует получению суперфлюоресценции Дике, т.е. коллективного спонтанного излучения в отсутствие постоянно действующей накачки.

Особый интерес с точки зрения достижения наиболее эффективного модового режима сверхизлучательной генерации, возникающего в низкодобротном резонаторе, представляют активные структуры на фотонных кристаллах, подобные лазерам с распределенной обратной связью. В них реализуется брэгговское перераспределение встречных волн за счет периодической модуляции диэлектрических свойств активной структуры вдоль трассы распространения излучения (с периодом, равным половине центральной длины волны генерируемого излучения $\lambda/2$). В лазерных гетероструктурах и активированных волокнах аналогичную роль может играть периодическая модуляция внешних волноведущих слоёв. Хотя дисперсионные оптические свойства и сверхизлучательные эффекты изучались для ряда подобных структур (см., например, [1, 2]),

возможность реализации на них сверхизлучающего лазера при постоянной накачке оставалась не исследованной, даже в рамках простейшей двухуровневой модели активной среды. Особый интерес здесь представляет случай беззеркального сверхизлучающего лазера, в котором отсутствуют заметные отражения от выходных торцов структуры и необходимая для генерации обратная связь обусловлена пространственно однородным брэгговским перераспределением встречных волн в фотонном кристалле.

Численный анализ именно такой пространственно одномерной задачи предпринят в настоящей работе. Учитывая ограниченный объем данной публикации, мы не будем приводить хорошо известные исходные уравнения Максвелла-Блоха для поляризации P и инверсии n двухуровневой среды и амплитуд связанных встречных волн A_+ , A_- в интересующих нас условиях совпадения частоты однородно уширенного двухуровневого перехода и центральной частоты запрещенной зоны брэгговского резонанса (см., например, [3-6]). Отметим только, что в расчетах последовательно учтено и нелинейное брэгговское перераспределение волн на резонансной модуляции диэлектрической проницаемости активной среды. Эта модуляция обязана интерференции встречных усиливаемых волн.

Кратко перечислим и проиллюстрируем на рисунках основные результаты проведенного анализа взаимного влияния когерентного усиления встречных волн в активной среде, их перераспределения в фотонном кристалле, а также их дисперсии, вызванной как резонансной активной средой, так и резонансной периодичностью структуры. Главным является утверждение о том, что если отношение $\beta/2$ полуширины запрещенной зоны брэгговского резонанса в фотонном кристалле к ширине линии усиления инвертированной двухуровневой среды (при достаточно больших времени некогерентной релаксации поляризации T_1 и инверсии T_2 в ней) порядка единицы, то имеет место эффективная сверхизлучательная лазерная генерация квазихаотической последовательности предельно коротких и мощных импульсов, подобных импульсам суперфлюоресценции Дике.

Указанный режим возникает при достаточно высоком уровне накачки n_p (в расчете на один двухуровневый центр) и не слишком малой безразмерной длине лазера L (в

единицах так называемой кооперативной длины Арекки-Куртенса). Типичная осциллограмма интенсивности излучения (в условных единицах), а также осциллограмма инверсии, усредненной по фотонно-кристаллическому лазеру, показаны на рис.1. Здесь и всюду ниже время τ нормировано на инкремент процесса суперфлюоресценции Дике в среде без некогерентной релаксации; он даёт импульс (показан пунктиром), возникающий спустя время задержки t_d (последнее логарифмически зависит от начальной поляризации, для определенности взятой в сто тысяч раз меньше максимально возможной в двухуровневой среде). При расчете

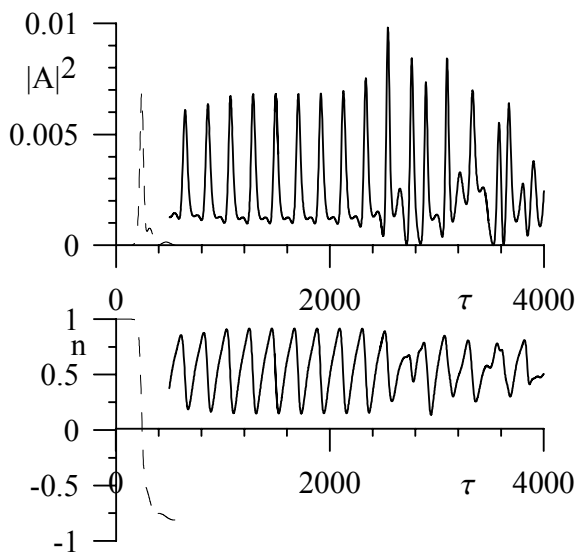


Рис.1 Типичные осциллограммы интенсивности сверхизлучательной генерации и инверсии, усредненной по фотонному кристаллу, при $T_1=t_d/2$, $n_p=2$, $L=2$, $\beta=2$.

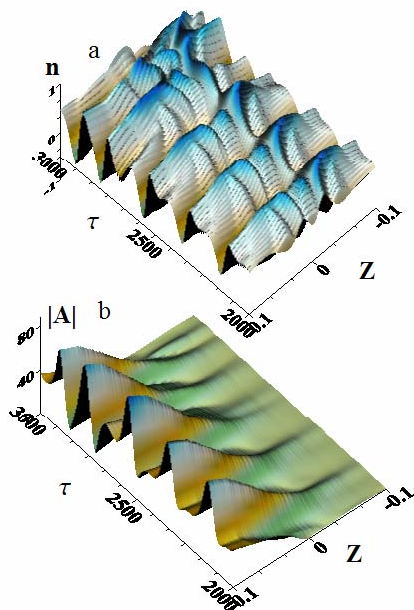


Рис.2 Динамика инверсии n и амплитуды A одной из встречных волн в сверхизлучающем лазеру при тех же параметрах, что и на рис.1.

сверхизлучательной генерации некогерентная релаксация учитывается, причем для определенности полагается $T_1=2T_2$.

Типичные пространственно-временные профили инверсии населенностей и амплитуды одной из встречных волн в сверхизлучающем лазеру показаны на рис.2. Характерным является резкая смена знака инверсии населенностей в значительной части лазера при достижении полей максимального значения в краевых областях. Подобная динамика отсутствует при балансом, квазистационарном режиме генерации, однако свойственна суперфлюоресценции Дике, показанной на рис.3 для того же образца фотонного кристалла в отсутствие постоянно действующей накачки, но с первоначально инвертированной населенностью уровней активной среды (без учета некогерентной релаксации).

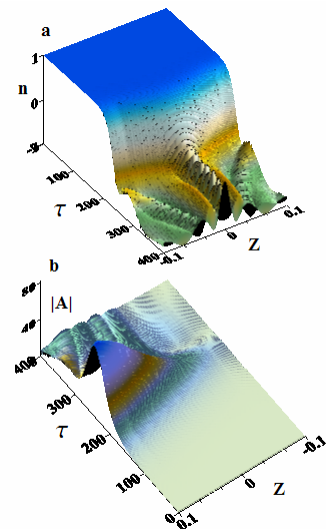


Рис.3 Пространственно-временная эволюция инверсии (a) и амплитуды поля (b) импульса суперфлюоресценции для образца с теми же параметрами, что и на рис.1.

По существу, сверхизлучающий лазер можно назвать «самостартующим» благодаря следующим обстоятельствам. Во-первых, после высвечивания очередного импульса сверхизлучения и значительного уменьшения запасенной в двухуровневой среде инверсии населенностей процесс стимулированного излучения каждый раз фактически начинается заново и требует существенного нарастания числа когерентных фотонов и уровня инверсии населенностей. Во-вторых, немаловажную роль в процессе генерации играет нелинейная модуляция инверсии населенностей активной среды, возникающая под действием поля интерферирующих встречных волн. В-третьих, сверхизлучательная генерация наиболее выражена при значении параметра β не меньше 2, когда в безграничном фотонном кристалле с инверсией населенностей активной среды

усиление подавлено брэгговскими отражениями и неустойчивые волны вообще отсутствуют.

Благодаря последнему обстоятельству, не имеет смысла использовать для сверхизлучательной генерации слишком длинные лазеры с $L \gg 1$, поскольку в них кооперативное высвечивание краевых областей, возникающее в отсутствие торцевых зеркал, не затрагивает большой центральной части лазера, где излучение практически является запертым, а эффект индуцированного снятия инверсии подавлен. Более того, установка на торцах лазера дополнительных, даже не очень хороших зеркал может значительно ухудшить параметры генерации сверхизлучающего лазера на фотонном кристалле.

С уменьшением времени некогерентной релаксации или мощности накачки сверхизлучательный режим сменяется осцилляторным (оптическая нутация) или стационарным, как это показано на рис.4. При этом для лазера со слабой связью встречных волн стимулированное излучение так или иначе превращается в хорошо известную суперлюминесценцию, т.е. усиленное спонтанное излучение.

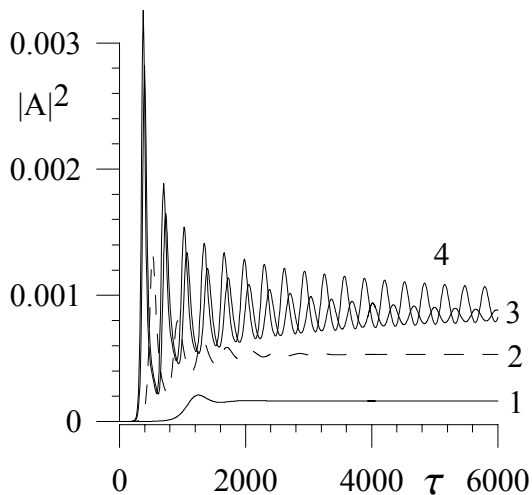


Рис.4 Переход от стационарной к осцилляторной генерации в лазере с $L=2, \beta=2, T_1=2T_2=t_d/2$ при увеличении мощности накачки: 1 - $n_p = .5$, 2 - $n_p = .75$, 3 - $n_p = .95$, 4 - $n_p = 1$.

Нами также проведено детальное численное исследование импульсов суперфлюоресценции, возникающих в первоначально инвертированном фотонном кристалле (при $1/T_1, 1/T_2 = 0$), и их сравнение с импульсами сверхизлучения лазера с постоянной накачкой на том же фотонном кристалле. Так, на рис.5 приведен пример суперфлюоресценции из достаточно длинного образца, высвечивающего в одном направлении два сравнимых по интенсивности импульса коллективного спонтанного излучения.

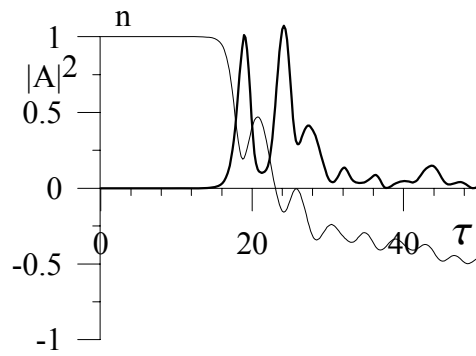


Рис.5 Осциллограммы средней по образцу инверсии и поля, высвечиваемого из фотонного кристалла с параметрами $L=5, \beta=1$.

Как и ожидалось, даже небольшая обратная брэгговская связь, для которой интегральный коэффициент отражения встречных волн существенно меньше единицы, может значительно увеличить мощность и сократить длительность генерируемых сверхизлучательных импульсов по сравнению с мощностью и длительностью однонаправленных импульсов суперфлюоресценции в том же образце активной среды без брэгговской модуляции. Вместе с тем, это увеличение сменяется уменьшением (рис.6)

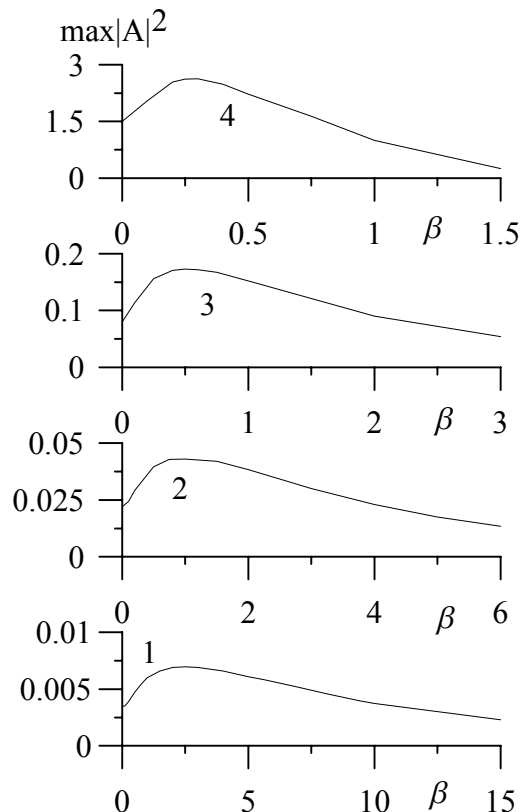


Рис.6 Зависимость максимума квадрата амплитуды A высвечиваемого импульса суперфлюоресценции от относительной величины брэгговской модуляции в фотонном кристалле β для следующих длин образца: $L=2, L=0.5, L=1, L=5$.

как только интегральный коэффициент отражения встречных волн, определяемый величиной $\text{th}(\beta L)$, становится порядка единицы.

Благодаря известному эффекту модового коллективного спонтанного излучения [3, 4], интенсивность высвечиваемого из не слишком длинного фотонного кристалла импульса суперфлюоресценции (и сверхизлучения) при $\beta \leq 2$ может быть как увеличена, так и уменьшена путем установки подходящих зеркал на торцы образца. Более того, как проиллюстрировано на рис.7, эффект зависит от фазы их коэффициента отражения, если последний порядка интегрального коэффициента брэгговского отражения встречных волн в фотонном кристалле.

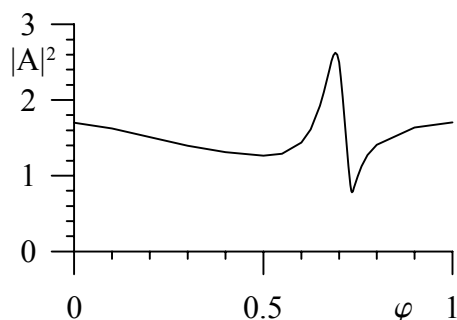


Рис.7 Зависимость амплитуды высвечиваемого импульса суперфлюоресценции от фазы φ коэффициента отражения $R = R_0 e^{i2\pi\varphi}$ зеркал на торцах фотонного кристалла с параметрами: $L=3$, $\beta = 0.4$, $R_0 = .2$.

Таким образом, на основе приведенных выше и других исследований физических особенностей формирования импульсов суперфлюоресценции (в отсутствие накачки) и сверхизлучения (при постоянной накачке) в рассматриваемой модели лазера на фотонном

кристалле установлены зависимости режимов его генерации от параметров лазерного образца, в том числе, от плотности активных центров усиливающей среды, времени некогерентной релаксации в ней, мощности накачки, величины распределенной обратной связи в фотонном кристалле, длины лазера и коэффициента отражения зеркал на его торцах. Мы показали, что при постоянной накачке двухуровневой активной среды в фотонном кристалле даже в отсутствие зеркал на его торцах может происходить эффективная генерация квазипериодической последовательности предельно коротких мощных импульсов, аналогичных импульсам суперфлюоресценции Дике. Полученные результаты позволяют указать оптимальные пути создания сверхизлучающих лазеров на фотонных кристаллах для различных активных сред и структур.

- [1] Ammerlahn, D., Kuhl, J., Grote, B., Koch, S.W., Khitrova, G., and Gibbs, H., Phys. Rev. B, **62**, 7350 (2000).
- [2] Pilozzi, L., D'Andrea, A., and Cho, K., Phys. Rev. B, **69**, 205311 (2004).
- [3] Golubyatnikova, E.R., Kocharovsky, V.V., and Kocharovsky, V.I., Laser Physics, **5**, 801 (1995).
- [4] Golubyatnikova, E.R., Kocharovsky, V.V., and Kocharovsky, V.I., Int. J. Computers and Mathematics with Applications, **34**, 773 (1997).
- [5] Bratman, V.L., Denisov, G.G., Ginzburg, N.S., and Petelin, M.I., IEEE J. of Quantum Electronics, **19**, 282 (1983).
- [6] Ginzburg, N.S., Peskov, N.Yu., Sergeev, A.S., Robb, G.R.M., and Phelps, A.D.R., IEEE Trans. on Plasma Science (special issue), **24**, 770 (1996).

Полное поглощение света в наноструктурах с плазмонным резонансом

Т.В. Теперик^{1,2}, В.В. Попов¹, F. J. García de Abajo²,
Т.Ю. Багаева¹, О.В. Полищук¹

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

²Donostia International Physics Center, Aptdo. 1072, 20080 San Sebastian, Spain
Instituto de Optica, Serrano 121, 20006 Madrid, Spain

В ряде недавних работ было показано, что различные металлические наноструктуры демонстрируют эффект полного поглощения света на частоте плазмонного резонанса [1-3]. При этом плазмонный резонанс может быть связан как с плазменными колебаниями, локализованными в элементарной ячейке наноструктуры (например, плазменными колебаниями, локализованными в порах внутри металла [2]), так и с делокализованными плазменными колебаниями (например, поверхностными плазмонами [1]). Следует отметить, что полное поглощение электромагнитных волн плазменными колебаниями может иметь место не только в металлических наноструктурах. Указанный эффект имеет более общую физическую природу. Известно, например, что электромагнитная энергия может полностью поглощаться при возбуждении поверхностных плазмонов в слое плотной плазмы в микроволновом диапазоне [4]. Несмотря на то, что наноструктуры, обладающие способностью полностью поглощать электромагнитные волны, могут сильно отличаться по их электрофизическим параметрам и внутренней структуре, они обладают рядом общих свойств: (а) прохождение электромагнитной волны через структуру полностью отсутствует (подавлено) на всех частотах (а не только на частоте плазмонного резонанса); (б) полное поглощение электромагнитной энергии при плазмонном резонансе возникает при определенном условии, отвечающем за эффективность связи внешней волны с плазменными колебаниями в системе. В данной работе показано, что независимо от конкретного типа наноструктуры последнее условие сводится к условию согласования высокочастотного (оптического) импеданса на поверхности наноструктуры на частоте плазмонного резонанса.

Гладкие металлические поверхности слабо поглощают свет, поскольку из-за высокой концентрации свободных электронов в металле возбуждаются сильные осциллирующие токи, которые эффективно переизлучают свет назад окружающее пространство, в то время как интенсивность светового поля внутри металла остается малой. Указанному явлению можно также дать и другое эквивалентное физическое объяснение. Объемная удельная проводимость металла в локальной модели Друде дается формулой

$$\sigma_e(\omega) = \frac{e^2 N_e}{m(v_e - i\omega)},$$

где N_e – объемная концентрация свободных электронов в металле, ω – круговая частота светового электрического поля $E \exp(-i\omega t)$, e и m – соответственно элементарный заряд и масса свободного электрона в металле, v_e – скорость рассеяния свободных электронов в металле. Поверхностный оптический импеданс плоской поверхности однородного металла вычисляется как

$$Z_e = \frac{1}{\sigma_e \delta} = R_e - i\omega L_e,$$

где δ – глубина скин-слоя, характерная для данного типа металла. Эффективное поверхностное электронное сопротивление $R_e = mv_e/(e^2 \delta N_e)$ определяет количество энергии падающего света, поглощаемой на единице площади поверхности металла в единицу времени. Эффективный поверхностный реактанс $-i\omega L_e$, описывающий кинетическую инерцию электронов в металле эффективной индукцией $L_e = m/(e^2 \delta N_e)$, отвечает за сдвиг фазы между колебаниями светового электрического поля и тока, индуцируемого этим полем в скин-слое металла. В принципе, если бы удалось реализовать ситуацию, при которой поверхностный импеданс Z_e имел бы чисто действительное значение равное характеристическому волновому сопротивлению свободного пространства $Z_0 \approx 377$ Ом (в этом случае обеспечивается согласование импеданса), то вся энергия падающего света полностью поглотилась бы на такой поверхности, трансформируясь в тепло. Однако для плоской однородной металлической поверхности имеют место сильные неравенства $R_e \ll Z_0$ и $\omega L_e \gg R_e$. Сильное рассогласование поверхностного импеданса металла с волновым сопротивлением свободного пространства приводит к сильному отражению света.

Проблема согласования оптического импеданса на поверхности металла может быть решена при возбуждении плазмонного резонанса на наноструктурированной металлической поверхности. Основная идея при этом состоит в том, что эффективное электронное сопротивление R_e должно значительно возрасти за счет того, что только небольшая доля общего количества электронов в металле участвует в колебаниях резонансной плазмонной моды. При этом эффективный индуктивный реактанс будет компенсироваться емкостным реактансом, связанным с разделением осциллирующих зарядов в резонансной плазмонной моде. В результате оптический импеданс наноструктурированной металличе-

ской поверхности на частоте плазмонного резонанса примет чисто действительное значение и тогда при условии равенства этого значения волновому сопротивлению свободного пространства будет иметь место полное поглощение энергии падающей на эту поверхность внешней электромагнитной волны. Поскольку плазмонный резонанс в металлических наноструктурах наблюдается в видимом диапазоне, то на основе этого эффекта можно реализовать полное поглощение света на наноструктурированной металлической поверхности.

Практически любая резонансная физическая система может быть описана в терминах эквивалентного электрического колебательного контура. Рассмотрим две различные резонансные наноструктуры: (1) двумерную (2D) решетку металлических наночастиц и (2) топологически инвертированную структуру, представляющую собой 2D решетку сферических нанополостей внутри металла. Эти две различные структуры описываются двумя различными эквивалентными электрическими схемами, представляющими собой цепочки соответственно параллельных и последовательных эквивалентных электрических колебательных контуров (см. рис.1). Эффективное электронное сопротивление R_l определяет количество световой энергии поглощаемой на поверхности наноструктуры из-за омических потерь, связанных с током электронов, осциллирующих в l -ой плазмонной моде. Кинетическая электронная индуктивность L_l отвечает за сдвиг фазы между осциллирующими световым электрическим полем и возбуждаемым этим полем электронным током. Емкость C_l описывает накопление осциллирующих зарядов, вызванное натеканием осциллирующего тока на границы нановключений. Эквивалентный адмитанс элементарной ячейки решетки металлических наночастиц (рис.1а), описывающий l -ую плазмонную моду имеет вид

$$Y_l^{(s)} = \frac{1}{R_l^{(s)} - i\omega L_l^{(s)} + i/\omega C_l^{(s)}}. \quad (1)$$

Эквивалентные электронное сопротивление и кинетическая индуктивность электронов, колеблющихся в l -ой плазмонной моде, определяются соответственно как $R_l^{(s)} = 2m\nu_l^{(s)}/[e^2\Delta_l^{(s)}\delta N_e]$ и $L_l^{(s)} = m/[e^2\Delta_l^{(s)}\delta N_e]$, где ν_l – собственное затухание l -ой плазмонной моды за счет всех диссипативных процессов, исключая излучательный распад плазмонной моды за счет ее высвечивания в окружающее пространство, а $\Delta_l^{(s)}$ – доля общего количества свободных электронов, принимающих участие в колебаниях l -ой плазмонной моды. Эквивалентную емкость можно оценить как $C_l^{(s)} = |f_l^{(s)}|^2 (a-d)\epsilon_0$, где d – диаметр наночастицы, a – расстояние между центрами соседних наночастиц, ϵ_0 – электрическая постоянная, $|f_l^{(s)}|^2$ – безразмерный феноменологический форм-фактор, описывающий геометрию

разделения осциллирующих зарядов в l -ой плазмонной моде. Форм-фактор $|f_l^{(s)}|^2$ и доля осциллирующих электронов $\Delta_l^{(s)}$ являются свободными (подгоночными) параметрами в данной эквивалентной модели. Подставляя вышеприведенные выражения для $R_l^{(s)}$, $L_l^{(s)}$ и $C_l^{(s)}$ в формулу (1) получим

$$Y_l^{(s)} = \frac{1}{Z_l^{(s)}} = -i \frac{e^2\Delta_l^{(s)}\delta N_e}{m} \frac{1}{[\omega_l^{(s)2} - \omega^2 - i2\omega\nu_l^{(s)}]}, \quad (2)$$

где

$$\omega_l^{(s)} = \frac{1}{\sqrt{L_l^{(s)}C_l^{(s)}}} = \sqrt{\frac{e^2\Delta_l^{(s)}\delta N_e}{|f_l^{(s)}|^2 \epsilon_0 m(a-d)}} \quad (3)$$

– собственная частота l -ой плазмонной моды. В практически интересном случае $\nu_l^{(s)} \ll \omega_l^{(s)}$ в окрестности резонанса ($\omega = \omega_l^{(s)}$) выражение (2) принимает более простой вид

$$Y_l^{(s)} \approx -i \frac{e^2\Delta_l^{(s)}\delta N_e}{2m} \frac{1}{[\omega_l^{(s)} - \omega - i\nu_l^{(s)}]}. \quad (4)$$

Полный эквивалентный адмитанс элементарной ячейки решетки наночастиц получается суммированием характеристических адмитансов (4) для всех плазмонных мод системы

$$Y_{eff}^{(s)} \approx -i \sum_{l=1}^{\infty} |\beta_l^{(s)}|^2 \frac{e^2\Delta_l^{(s)}\delta N_e}{2m} \frac{1}{[\omega_l^{(s)} - \omega - i\nu_l^{(s)}]}, \quad (5)$$

где феноменологический весовой коэффициент $|\beta_l^{(s)}|^2 < 1$ описывает величину связи l -ой плазмонной моды с внешним световым полем. В окрестности резонанса l -ой плазмонной моды

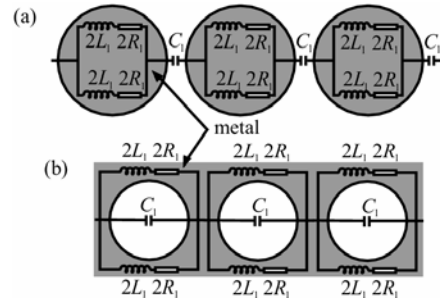


Рис.1. Схемы эквивалентных электрических колебательных цепей для (а) решетки из металлических наночастиц и (б) решетки нанопор в металле.

($\omega = \omega_l^{(s)}$) l -ый член в разложении (5) доминирует и эквивалентный импеданс элементарной ячейки решетки наночастиц можно описать формулой

$$Z_{eff}^{(s)} \approx \frac{1}{Y_l^{(s)}} = \frac{i}{|\beta_l^{(s)}|^2} \frac{2m}{e^2\Delta_l^{(s)}\delta N_e} [\omega_l^{(s)} - \omega - i\nu_l^{(s)}]. \quad (6)$$

Заметим, что удельный поверхностный импеданс 2D решетки наночастиц, схематически показанной на рис.1. равен импедансу элементарной ячейки, поскольку последовательно соединенные элементарные ячейки шунтируются параллельными цепочками идентичных элементарных ячеек.

Подобным образом можно записать эквивалентный поверхностный импеданс для 2D решетки нанополостей в металле, показанной на рис.2 (см. детальный вывод в [2]):

$$Z_{eff}^{(v)} \approx -i \frac{m |\beta_l^{(v)}|^2}{2e^2 \Delta_l^{(v)} \delta N_e} \frac{[\omega_l^{(v)}]^2}{[\omega_l^{(v)} - \omega - i\nu_l^{(v)}]}, \quad (7)$$

где

$$\omega_l^{(v)} = \sqrt{\frac{e^2 \Delta_l^{(v)} \delta N_e}{|f_l^{(v)}|^2 d \varepsilon_0 m}}, \quad (8)$$

– собственная частота l -ой плазмонной моды в решетке нанополостей. Сравнивая выражения (6) и (7) можно заметить, что плазмонные резонансы ($\omega = \omega_l$) в решетке металлических наночастиц и решетке нанополостей внутри металла описываются соответственно резонансом напряжений ($Z_{eff}^{(s)} = 0$ при $\nu^{(s)} = 0$) и резонансом токов ($Z_{eff}^{(v)} \rightarrow \infty$ при $\nu^{(v)} = 0$) [5] в соответствующей эквивалентной электрической колебательной цепи, показанной на рис.2.

В рамках построенной эквивалентной модели рассмотрим две ключевые задачи о нормальном падении внешней электромагнитной волны на 2D решетку металлических наночастиц, расположенную непосредственно над плоской поверхностью металлической подложки, (см. врезку на рис.2а) или на плоскую поверхность металлической подложки с мелкозалегающей 2D решеткой сферических нанополостей (врезка на рис.2б). Поверхностный импеданс каждой из рассматриваемых наноструктурированных поверхностей вблизи частоты l -го плазмонного резонанса дается соответственно формулами (6) или (7). Поскольку в обеих структурах прохождение волны через (достаточно толстую) подложку отсутствует, то можно описать отражение от любой из этих наноструктурированных поверхностей в модели длинной линии передачи с волновым сопротивлением Z_0 , нагруженной на оконечную нагрузку с импедансом $Z_{eff}^{(s,v)}$. Тогда комплексный коэффициент отражения дается формулой [6]

$$r = \frac{Z_{eff} - Z_0}{Z_{eff} + Z_0}. \quad (9)$$

Заметим, что в отсутствие диссипации ($\nu_l^{(s,v)} = 0$) полное отражение ($|r| = 1$) имеет место как при резонансе напряжений ($Z_{eff}^{(s)} = 0$, $r = -1$), так и при резонансе токов ($Z_{eff}^{(v)} \rightarrow \infty$, $r = 1$) в нагрузке. Таким образом, плазмонный резонанс в решетке металлических наночастиц и в решетке нанополостей внутри металла реализует соответственно режим короткого замыкания или режим холостого хода в нагрузке.

Явный вид эквивалентного поверхностного импеданса (6) и (7) приводит к следующим выражениям для соответственно отражательной и поглотительной способности рассматриваемых наноструктурированных металлических поверхно-

стей вблизи частоты плазмонного резонанса $\omega = \omega_l$:

$$R^{(s,v)} = |r^{(s,v)}|^2 = \frac{[\omega_l^{(s,v)} - \omega]^2 + [\nu_l^{(s,v)} - \gamma_l^{(s,v)}]^2}{[\omega_l^{(s,v)} - \omega]^2 + [\nu_l^{(s,v)} + \gamma_l^{(s,v)}]^2}, \quad (10)$$

$$A^{(s,v)} = 1 - R^{(s,v)} \approx \frac{4\nu_l^{(s,v)} \gamma_l^{(s,v)}}{[\omega_l^{(s,v)} - \omega]^2 + [\nu_l^{(s,v)} + \gamma_l^{(s,v)}]^2}, \quad (11)$$

где

$$\gamma_l^{(s)} = \frac{Z_0 |\beta_l^{(s)}|^2 e^2 \Delta_l^{(s)} \delta N_e}{2m}, \quad (12)$$

и

$$\gamma_l^{(v)} = \frac{|\beta_l^{(v)}|^2 m \omega_l^2}{2Z_0 e^2 \Delta_l^{(v)} \delta N_e}. \quad (13)$$

Из выражения (11) следует, что контур линии резонанса плазмонного поглощения описывается лоренцевой кривой с шириной линии резонанса (на уровне половинной высоты резонанса) равной $2(\nu_l + \gamma_l)$. Если пренебречь электронным рассеянием в металле ($\nu_l = 0$), то вся ширина линии плазмонного резонанса будет определяться величиной γ_l , которую, следовательно, можно идентифицировать как радиационное затухание l -ой плазмонной моды.

Точно в резонансе ($\omega = \omega_l$) имеем

$$R_{res} \approx \frac{[\gamma_l^{(s,v)} - \nu_l^{(s,v)}]^2}{[\gamma_l^{(s,v)} + \nu_l^{(s,v)}]^2}, \quad A_{res} \approx \frac{4\nu_l^{(s,v)} \gamma_l^{(s,v)}}{[\gamma_l^{(s,v)} + \nu_l^{(s,v)}]^2},$$

откуда следует, что при условии $\gamma_l = \nu_l$ имеет место полное поглощение света ($A_{res} \approx 1$) на частоте l -го плазмонного резонанса, в то время как отражение от наноструктурированной металлической поверхности уменьшается до нуля.

Формулы (12) и (13) показывают, что радиационное затухание плазмонной моды пропорционально коэффициенту связи этой моды с внешним световым полем $|\beta_l|^2$. При малом радиационном затухании $\gamma_l \ll \nu_l$ связь l -ой плазмонной моды со светом мала и поэтому поглощение в резонансе мало. В противоположном предельном случае $\gamma_l \gg \nu_l$ сильные (реактивные) плазмонные токи интенсивно переизлучают падающий свет назад в окружающее пространство, в результате чего поглощение также мало. Условие $\gamma_l = \nu_l$ можно реализовать, подбирая необходимую величину коэффициента связи $|\beta_l|^2$, определяющего в соответствии с формулами (12) и (13) величину радиационного затухания плазмонной моды, путем изменения геометрии наноструктуры. С использованием соотношений (6), (7), (12) и (13) условие полного поглощения света на поверхности металлической наноструктуры $\gamma_l = \nu_l$ легко переписывается в виде условия согласования импеданса $Z_{eff} = Z_0$ при $\omega = \omega_l$.

Для того, чтобы продемонстрировать справедливость выбранной модели эквивалентной электрической цепи, были вычислены спектры поглощения обеих рассматриваемых наноструктурированных металлических поверхностей в рамках строгого самосогласованного электродинамического подхода, основанного на комбинации метода матрицы рассеяния и метода Коррин-

ги-Кона-Ростокера (ККР) разложения полного светового поля по мультиполям [2, 7]. На рис.2 показаны расчетные спектры поглощения света, падающего на квадратную решетку золотых наночастиц, расположенную на плоской поверхности сплошной золотой подложки, (рис.2a) и на плоскую поверхность серебра с мелкозалегающей гексагональной решеткой сферических нанополостей (рис.2b). Диэлектрический отклик

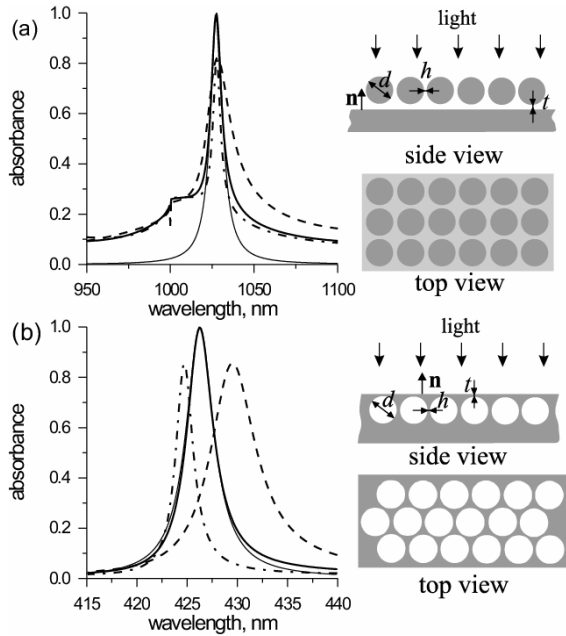


Рис.2. Спектры поглотительной способности: (a) квадратной 2D решетки золотых наночастиц, расположенных на сплошной золотой подложке, при $d=800$ нм, $h=200$ нм, $t=210$ нм (штрих-пунктирная кривая), $t=170$ нм (сплошная кривая), $t=70$ нм (пунктирная кривая); (b) плоской поверхности серебра с мелкозалегающей гексагональной 2D решеткой сферических нанополостей при $d=300$ нм, $h=15$ нм $t=25$ нм (штрих-пунктирная кривая), $t=15$ нм (сплошная кривая), $t=8$ нм (пунктирная кривая). Контурсы линии резонанса плазмонного поглощения, вычисленные в модели эквивалентной электрической колебательной цепи, показаны тонкими сплошными кривыми.

соответствующего металла описывался с помощью экспериментальных оптических данных [8]. С помощью подбора значений диаметра наночастиц (нанополостей) и расстояния между плоской поверхностью металла и решеткой наночастиц (нанополостей), отвечающих условию оптимальной связи между плазмонами и падающим светом, удастся реализовать полное поглощение света на частоте плазмонного резонанса в обеих наноструктурах. Заметим, что контурсы линии резонанса плазмонного поглощения в решетке нанополостей хорошо описывается лоренцевой кривой (рис.2b), в то время как на коротковолновом склоне резонансной кривой для решетки наночастиц (рис.2a) видна особенность, связанная с открытием первого порядка дифракции (так называемая релеевская аномалия).

В режиме полного поглощения ширина линии плазмонного резонанса равна $4\gamma_l$, поскольку в этом случае выполняется равенство $\gamma_l = \nu_l$ [см. формулу (11)]. В этом случае подгонка значений резонансной частоты и ширины линии резонанса, даваемых формулами (3), (8) и (12), (13), к соответствующим параметрам расчетных резонансных кривых, приведенных на рис.2, позволяет определить значения свободных феноменологических параметров модели эквивалентной электрической цепи $|f_l^{(s)}|^2 / \Delta_l^{(s)}$, $|\beta_l^{(s)}|^2 / \Delta_l^{(s)}$, $|f_l^{(v)}|^2 / \Delta_l^{(v)}$ и $|\beta_l^{(v)}|^2 / \Delta_l^{(v)}$. Контурсы линии резонанса плазмонного поглощения, вычисленные по формулам (10) и (11) с использованием подгоночных значений свободных параметров, показаны тонкими сплошными кривыми на рис.2.

Отметим, что выражение (11) данной работы совпадает с выражением (5) работы [2], где было использовано двухканальное приближение Брейта-Вигнера для описания полного поглощения света при плазмонном резонансе в двухпериодической металлической решетке. Соотношение (12) работы [4], описывающее условие полного поглощения электромагнитной энергии при плазмонном резонансе в плоском слое плотной плазмы, совпадает с соотношением (14) данной работы после введения безразмерного отношения $u = \nu_l / \gamma_l$ и соответствующего преобразования соотношения (14). Таким образом, можно сделать вывод, что условия полного поглощения электромагнитной энергии при плазмонном резонансе, сформулированные в [2,4], представляют собой ни что другое как *условие согласования высокочастотного импеданса* на поверхности резонансной наноструктуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-02-17513, 06-02-81007 и 07-02-91011).

- [1] Tan, W.-C., Sambles, J. R. and Preist, T. W., Phys. Rev. B, **61**, 13177 (1999).
- [2] Teperik, T. V., Popov, V. V. and García de Abajo, F. J., Phys. Rev. B, **71**, 085408 (2005).
- [3] Veronis, G., Dutton, R. W. and Fana, S., J. Appl. Phys., **97**, 093104 (2005).
- [4] Bliokh, Y. P., Felsteiner, J. and Slutsker, Y. Z., Phys. Rev. Lett., **95**, 165003 (2005).
- [5] Калашников, С.Г., Электричество, (Физматлит, 2003).
- [6] Хиппель, А.Р., Диэлектрики и волны, (Изд. иностр. лит., 1985).
- [7] Stefanou, N., Yannopoulos, V., and Modinos, A., Comput. Phys. Commun., **113** 49 (1998); **132** 189 (2000).
- [8] Johnson, P.B., Christy, R.W., Phys. Rev. B, **6**, 4370 (1972).

Получение и исследование гетероструктур разбавленных магнитный полупроводник/ферромагнитные наночастицы.

М.В. Сапожников¹, Б.А. Грибков¹, А.А. Фраерман¹, Ю.А. Климов¹, В.В. Рогов¹,
С.Н. Вдовичев¹, С.А. Гусев¹, Joonyeon Chang²

¹ Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603600, Россия.

² Korea Institute of Science & Technology, Hawolgok-dong, Seongbuk-gu, Seoul 136-791, Korea

e-mail: msap@ipm.sci-nnov.ru

Известно, что разбавленные магнитные полупроводники (DMS) группы $A^{II}B^{VI}$ обладают гигантским g - фактором [1]. Наличие большого g - фактора предполагается и у DMS группы $A^{III}B^V$ допированных марганцем [2]. Там же предсказывается, что в этих условиях неоднородные магнитные поля могут существенно влиять на свойства DMS пленок. Подходящим управляемым источником неоднородного магнитного поля могут служить системы и отдельные магнитные наночастицы [3]. В данной работе сообщается о проведенных экспериментальных исследованиях о влиянии полей рассеяния ферромагнитных наночастиц Co на транспортные свойства микромостиков GaMnAs.

Пленка DMS состава GaMnAs с 5% содержанием марганца была изготовлена методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Толщина пленки составляет около 100nm. Концентрация

марганца подобрана с целью получения возможно большей температуры фазового перехода в магнитное состояние, которая в данном случае составила около 110К. Транспортные свойства пленка характеризуются немонотонной зависимостью сопротивления от температуры с максимумом около 95К который во внешнем магнитном поле смещается в область более высоких температур. Данное поведение является следствием нарастания флуктуаций магнитного момента вблизи температуры Кюри и их подавления во внешнем поле. Магнитосопротивление имеет анизотропный характер (Рис.1) и составляет величину порядка нескольких процентов во внешнем поле $7KЭ$ при температуре 4.2К. Наличие гистерезиса при небольших значениях внешнего магнитного поля может быть обусловлено коэрцитивностью DMS материала.

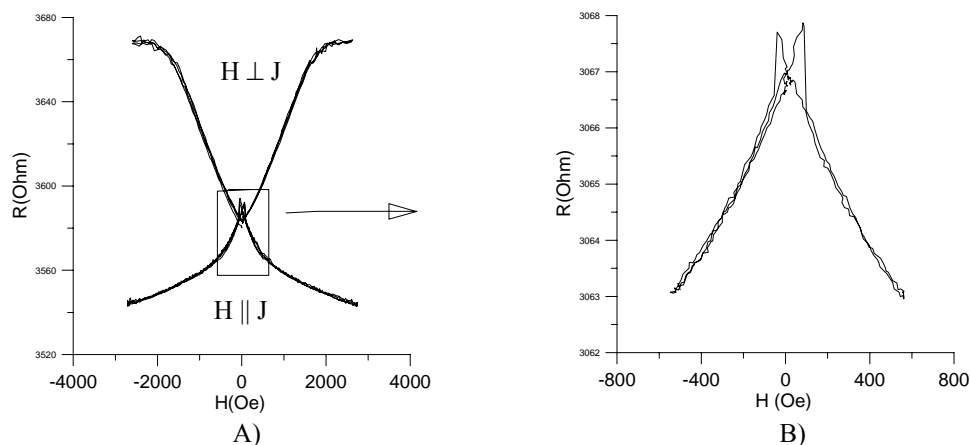


Рис. 1. А) Зависимость сопротивления исходной GaMnAs от внешнего поля при разных взаимных ориентациях поля и тока, В) вид продольного магнитосопротивления в слабом поле.

Рассмотренные GaMnAs пленки были использована для создания гетероструктуры DMS/ наночастицы Co. Для этого из пленки были вытравлены микромостики (методом ультрафиолетовой фотолитографии) на поверхности которого при помощи электронно-лучевой литографии из пленки кобальта был сформирован массив наночастиц. Наночастицы расположены в цепочку вдоль мостика и имеют эллиптическую форму. Было создано несколько образцов различающихся размерами частиц (800-

300 нм) и их ориентацией относительно мостика. Форма и размер частиц подобраны таким образом, чтоб они могли находиться как в однодоменном так и в вихревом состоянии. Контроль магнитного состояния частиц осуществлялся при помощи магнитосилового микроскопа. Он же использовался для манипуляции состоянием частиц [3]. Что бы исключить эффекты обменного взаимодействия между частицами и DMS между ними находилась диэлектрическая прослойка SiO₂ (50 нм).

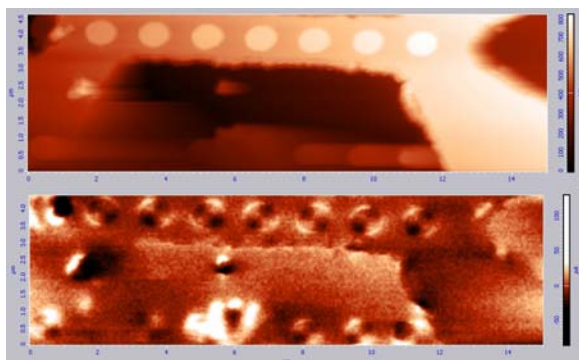


Рис. 2. AFM (вверху) и MFM изображение DMS мостика с наночастицами. Частицы находятся в вихревом состоянии.

Зависимость сопротивления гетероструктуры от внешнего магнитного поля проводилось при температуре 4.2К в полях до 3КЭ (рис.3). В случае поля параллельно направленного протекающему в мостике току было обнаружено качественное изменение зависимости сопротивления от магнитного поля. по сравнению с исходной пленкой (рис.1). При сохранении анизотропного характера магнитосопротивления, в зависимости от наблюдаемых изменений исследованные образцы можно разбить на две группы. В первом случае несмотря на качественное изменение формы магнеторезистивной кривой число ступенек на кривой по равнению с рис 1В не поменялось (рис 3 а-б). Во втором случае на кривой появились

дополнительные ступеньки (рис 3 с-d). Кривые магнетосопротивления в перпендикулярном поле в обоих случаях качественно не изменились.

Магнитосиловая микроскопия образцов показала, что характер изменения кривых магнетосопротивления определяется в первую очередь магнитным состоянием частиц Co. К первой группе относятся образцы с частицами находящимися в вихревом состоянии. Они намагничиваются постепенным выходом вихря из частицы. При этом поля рассеяния меняют форму зависимости сопротивления от внешнего магнитного поля, но новых резких ступенек на кривой не возникает, так как сами поля рассеяния также меняются постепенно. Ко второй группе относятся образцы с частицами находящимися в основном однодоменном состоянии. В момент перемагничивания частицы поля рассеяния, которые она создает в DMS мостике, меняются скачком, что приводит к появлению дополнительных ступенек на зависимости сопротивления от внешнего магнитного поля. Таким образом показано, что транспортные свойства гетероструктур DMS/магнитные наночастицы качественно зависят от магнитного состояния частиц. Точный расчет местоположения и формы возникающих ступенек может быть выполнен путем численного моделирования полей рассеяния частиц.

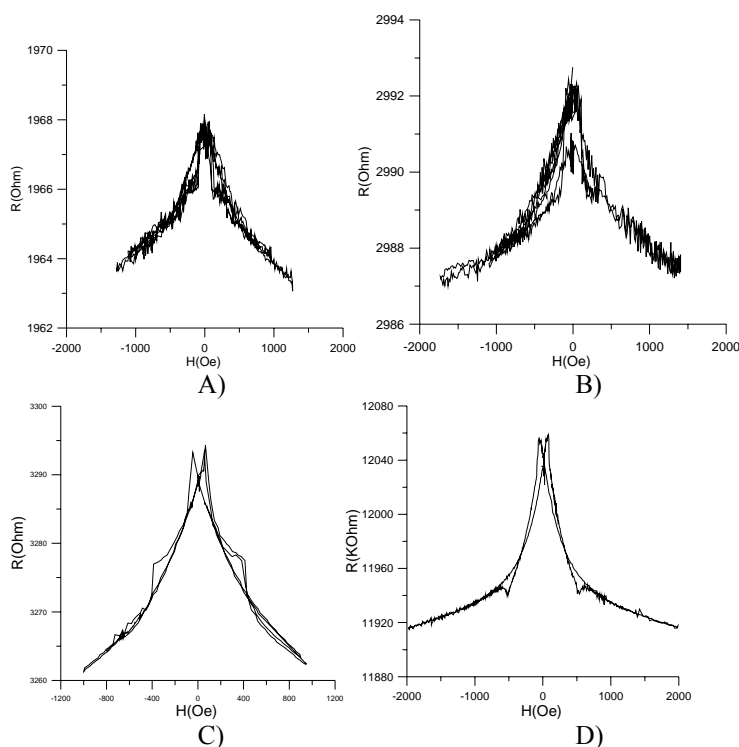


Рис.3 Зависимость сопротивления гетероструктур DMS/наночастицы Co от внешнего магнитного поля. А), В) – гетероструктуры с частицами в вихревом состоянии. С), D) – гетероструктуры с частицами в однодоменном состоянии. Гистерезисное перемагничивание самих частиц приводит к возникновению дополнительных ступенек.

Работа выполнена при поддержке Korea-Russia International Cooperation Program in KIST (2Z02660), Программы РАН "Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника" и гранта РФФИ № 05-02-17362.

[1] J.K. Furdyna, J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988)

[2] Mona Berciu, Tatiana G. Rappoport, Boldizsár Jankó, Nature **435**, 71(2005), Mona Berciu and Boldizsár Jankó, Rev. Lett. **90**, 246804 (2003)

[3] Joonyeon Chang, V. L. Mironov, B. A. Gribkov, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, and S. N. Vdovichev, J. Appl. Phys. **100**, 1 (2006)

Коллективизированные электроны в металлических наносистемах и формирование упорядоченных магнитных структур

П.Ф. Бессараб, В.М. Уздин

Санкт-Петербургский государственный университет,
e-mails: van_der_paul@yahoo.co.uk; v_uzdin@mail.ru

В металлических магнитных наносистемах в последние годы открыт целый ряд новых явлений, имеющих большое значение для фундаментальной науки и приложений. Среди них осцилляции межслойного взаимодействия и гигантское магнетосопротивление в металлических магнитных сверхрешетках, неколлинеарный магнетизм в малых кластерах на поверхности металла и «спиновых пружинах», формирование сложных структур с периодически меняющимися в пространстве величинами магнитных моментов.

В ряде случаев упорядоченные магнитные структуры возникают благодаря тому, что энергия почти свободных электронов проводимости в потенциале, создаваемом локализованными магнитными моментами, принимает минимальное значение. Таким образом, электроны проводимости, хотя сами и не вносят в систему намагниченности, ответственны за выбор того или иного магнитного упорядочения локализованных моментов.

Рассмотрим электроны проводимости в слоистой периодической системе с тонкими магнитными слоями, перпендикулярными оси z , расположенными на расстоянии d друг от друга. Влияние локализованных спинов в магнитных слоях на коллективизированные электроны будем учитывать путем введения зависящих от спина σ δ -образных потенциалов:

$$V^\sigma(z) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} c_j^\sigma \delta(z - jd) \quad (1)$$

В плоскости, параллельной слоям, движение будем считать свободным. Уравнение Шредингера для поперечного движения в безразмерных переменных имеет вид

$$\left[\frac{d^2}{d\xi^2} - \sum_{j=-\infty}^{\infty} \alpha_j^\sigma \delta(\xi - aj) + \chi^2 \right] \eta(\xi) = 0 \quad (2)$$

Здесь переменная $\zeta = \frac{z}{\lambda_F}$, где $\lambda_F = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m\varepsilon_F}}$ - де-Бройлевская длина волны электрона на поверхности Ферми, $a = \frac{d}{\lambda_F}$, $\alpha_j^\sigma = \frac{2m\lambda_F c_j^\sigma}{\hbar^2}$. Величина $\chi = \lambda_F \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E - k_{\parallel}^2}$ выражается через полную энергию электронов E и их квазиимпульс k_{\parallel} , отвечающий свободному движению в плоскости пленки.

Воспользуемся матричным методом, применяемым при анализе нейтронных спектров многослойных систем [1].

Между $(j-1)$ -м и j -м магнитными слоями уравнение (2) имеет общее решение

$$\eta_j = r_j e^{i\chi(\xi - aj)} + l_j e^{-i\chi(\xi - aj)}$$

Для амплитуд r_j , r_{j+1} , l_j , l_{j+1} получаем следующее рекуррентное соотношение:

$$\begin{pmatrix} r_j \\ l_j \end{pmatrix} = m_j(\chi) \begin{pmatrix} r_{j+1} \\ l_{j+1} \end{pmatrix}$$

где

$$m_j(\chi) = \begin{pmatrix} (1 + \frac{i\alpha_j}{2\chi})e^{-i\chi a} & \frac{i\alpha_j}{2\chi}e^{i\chi a} \\ -\frac{i\alpha_j}{2\chi}e^{-i\chi a} & (1 - \frac{i\alpha_j}{2\chi})e^{i\chi a} \end{pmatrix}$$

В случае, когда потенциал имеет период Na , для спектра электронов получаем уравнение

$$\cos(Na\mathcal{G}) = \frac{1}{2} \text{Tr}(M(\chi)), \quad (3)$$

где \mathcal{G} - квазиимпульс электрона, соответствующий периодичности в z -направлении, а

$$M(\chi) = \prod_{j=1}^N m_j(\chi)$$

В частном случае $N=1$ уравнение (3) сводится к уравнениям модели Кронига-Пенни [2]

$$\cos(a\mathcal{G}) = \cos(a\chi) + \frac{\alpha}{2\chi} \sin(a\chi)$$

Плотность состояний электронов проводимости при учете непрерывно распределенного импульса в плоскости, параллельной слоям, можно записать в виде

$$\rho(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\sqrt{\omega}} \frac{\frac{d}{d\chi} \text{Tr}(M(\chi)) d\chi}{2Na \sqrt{1 - \frac{1}{4} \text{Tr}^2(M(\chi))}} \quad (4)$$

Области, где $\left| \frac{1}{2} \text{Tr}(M(\chi)) \right| > 1$ отвечают запрещенным зонам. Анализ выражения (4) показывает, что $\rho(\omega)$ можно записать в виде

$$\rho(\omega) = \frac{n}{Na} + \frac{1}{\pi} (\mathcal{G}^* - \mathcal{G}_1), \quad (5)$$

где n – число *полных* разрешенных зон, попавших в интервал $[0, \omega]$, \mathcal{G}_1 соответствует началу последней разрешенной зоны, а \mathcal{G}^* – корень трансцендентного уравнения

$$\cos(Na\mathcal{G}^*) = \frac{1}{2} \text{Tr}(M(\chi)) \Big|_{\sqrt{\omega}}$$

Если ω лежит в запрещенной зоне, то второе слагаемое в правой части (5) отсутствует.

Знание плотности состояний позволяет вычислить число частиц \tilde{N} , полную энергию \tilde{E} и большой термодинамический потенциал $\Omega = \tilde{E} - \varepsilon_F \tilde{N}$ системы коллективизированных электронов.

Остановимся на некоторых приложениях развитой теории. Рассмотрим металлическую магнитную сверхрешетку, состоящую из немагнитных слоев, толщиной d , разделенных тонкими магнитными слоями. Эффективный потенциал, в котором находятся электроны проводимости с каждой из проекций спина, определяется ориентацией локализованных моментов в соседних магнитных слоях. При одинаковой ориентации потенциал представляет собой последовательность узких барьеров или ям, в зависимости от того, какова проекция спина электрона проводимости. При противоположной ориентации барьеры и ямы будут чередоваться. Таким образом, коэффициенты α_j^σ в случае ферромагнитного упорядочения в сверхрешетке одинаковы по величине, но отличаются знаком для коллективизированных электронов с разным направлением проекции спина. При антиферромагнитном упорядочении $\alpha_j^\sigma = \sigma(-1)^j \alpha$, где σ принимает значения ± 1 .

То, какое состояние реализуется в сверхрешетке, определяется величиной большого термодинамического потенциала. Если $\Delta\Omega = \Omega_{\uparrow\uparrow} + \Omega_{\downarrow\downarrow} - 2\Omega_{\uparrow\downarrow} < 0$, то межслойное обменное взаимодействие будет ферромагнитным. В противном случае в сверхрешетке должно наблюдаться антиферромагнитное упорядочение.

На рис. 1 представлена зависимость $\Delta\Omega(a)$ от толщины немагнитных слоев при различных значениях энергии Ферми. Период осцилляций обменного взаимодействия обратно пропорционален $\sqrt{\varepsilon_F}$, а амплитуда зависит как от ε_F , так и от c – амплитуды δ -образных потенциалов.

Отметим, что полученные результаты соответствуют теории межслойного обменного взаимодействия П. Бруно [3]. Введенные им коэффициенты отражения и прохождения электронных волн на границе магнитных слоев определяются

в рассматриваемом подходе амплитудами δ -образных потенциалов в формуле (1).

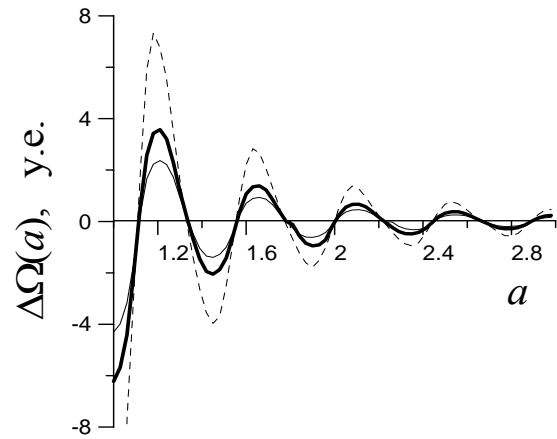


Рис. 1 Зависимости $\Delta\Omega(a)$ при $\alpha=4$ (тонкая сплошная линия), $\alpha=5$ (сплошная линия), $\alpha=8$ (штриховая линия).

Электроны проводимости в магнитных наносистемах могут быть ответственны и за формирование более сложных пространственно-неоднородных структур. Такое поведение можно ожидать в системах, где различные магнитные состояния имеют одинаковую или очень близкую энергию. Рассмотрим, например, магнитную структуру хрома. В нем реализуется состояние волн спиновой плотности (ВСП) с периодом, составляющим десятки постоянных решетки.

Расчеты, выполненные из первых принципов [4] и в методе модельных гамильтонианов [5], показывают, что обычное антиферромагнитное упорядочение обладает более низкой, чем у ВСП, энергией, хотя и очень близкой к ней. Возможно, что различное упорядочение магнитных моментов, создающих для электронов проводимости разный потенциальный рельеф и ответственно за стабилизацию пространственно-неоднородной структуры. В этом случае естественно считать, что амплитуды α_j^σ в нашей модели определяются величиной и направлением магнитных моментов. Результаты расчетов таких структур приведены в работе.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (07-02-01065) и РФФИ-ННИО (06-02-04005)

[1] S.J. Blundell, J.A.C. Bland, Phys. Rev B, **46**, 3391 (1992)
 [2] Альбеверио С., Гестези Ф., Хёгг-Крон Р., Хольден Х.Р, Решаемые модели в квантовой механике. Пер. С англ. (1991)
 [3] Bruno, Phys. Rev B, **52**, 411 (1995)
 [4] R. Hafner, D. Spišák, R. Lorenz, J. Hafner, Phys. Rev B, **65**, 184432 (2002)
 [5] V.M. Uzdin, C. Demangeat, J. Phys. : Condens. Matter., **18**, 2717 (2006).

Использование ионного травления для получения магниторезистивных наноконтактов

Р.Г.Гатиятов^{1,2}, П.А.Бородин¹, А.А.Бухараев^{1,2}, Г.Г.Гумаров^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия

² Казанский государственный университет, ул. Кремлевская 18, Казань, Россия
e-mail: pborodin@mail.ru

Ионно-лучевое травление все шире используется для получения магниторезистивных наноконтактов в планарной технологии на основе ферромагнитных нанопленок. Выполненные нами ранее исследования с помощью атомно-силового микроскопа, совмещенного с электромагнитом, показали что возможное изменение ширины зазора в таких наноконтактах за счет магнитострикции не превышает 1 нм, поэтому такие планарные структуры больше всего подходят для получения в них эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) на основе баллистического механизма транспорта электронов [1].

Путем локального испарения сфокусированным лазерным излучением ферромагнитных пленок Ni и Co нанометровой толщины (от 20 до 80 нм) нами были получены планарные структуры с микроперемычками (средний размер порядка 5 мкм), пригодные для получения в них наноконтактов. Дальнейшее уменьшение размеров контакта проводилось на установке для ионного травления на базе вакуумной системы ВУП-5, специально оснащенной электромагнитом, позволяющим получать поле на образце до 3500 Э. Кроме этого травление таких же образцов проводилось в высоковакуумном микроскопе Solver-HV (фирмы NT-MDT), оснащенном электромагнитом (поле до 800 Э), ионной пушкой и криостатом (температура на образце от 120 до 300К). Оба этих прибора были

оборудованы нами автоматизированной системой измерения сопротивления 2-х и 4-х контактными методами, позволяющей измерять сопротивление микроперемычки in-situ в процессе ее ионного перетравливания.

Измерения сопротивления показали, что при ионном травлении микроперемычек в пленке Co, непосредственно перед моментом обращения сопротивления в бесконечность наблюдаются скачки сопротивления, величиной от 100 Ом до 13 кОм. На основании полученных с помощью атомно-силовой микроскопии данных об изменении морфологии пленки в процессе ее распыления в качестве возможного механизма скачкообразного изменения сопротивления можно предположить образование перколяционной проводящей структуры в пленке Co из-за ее неравномерного ионного травления.

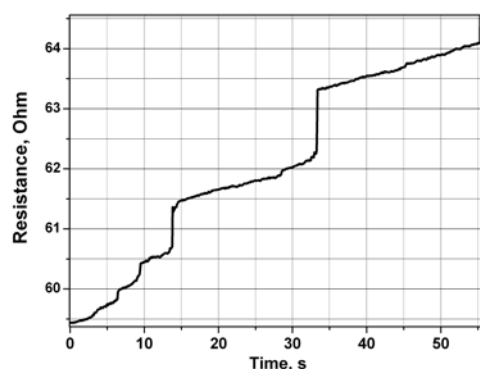
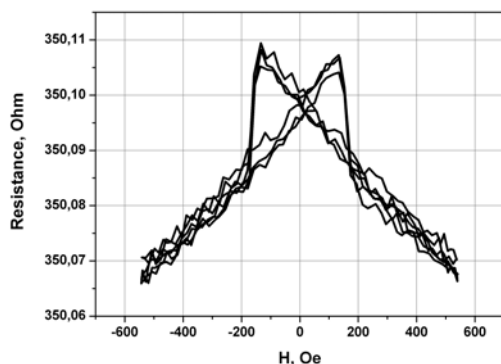
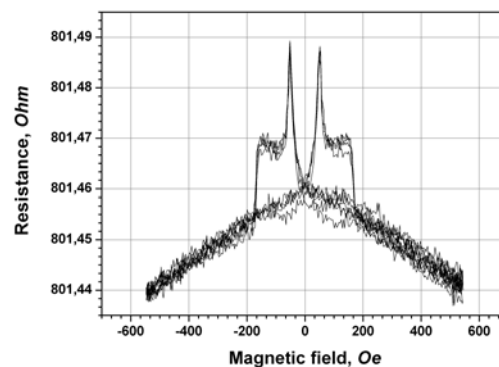


Рис.1. Изменение сопротивления образца в процессе ионного травления за минуту до разрушения контакта.



(а)



(б)

Рис.2. (а) – кривая магнитосопротивления исходной Co структуры, (б) – кривая магнитосопротивления того же образца после 2 часов ионного воздействия.

Вероятно на последнем этапе ионного распыления такой структуры в ней могут образоваться наноконтакты с конечным числом каналов проводимости.

Периодически процесс распыления приостанавливался для измерения магнитосопротивления исследуемого образца. Было установлено, что в процессе ионного травления величина магнитосопротивления изменяется незначительно и не превышает 0.1%. Однако в ходе ионного травления происходит трансформация формы кривой магнитосопротивления (рис.2).

Таким образом, были усовершенствованы две экспериментальные вакуумные установки, позволяющие *in-situ* модифицировать исходные микро- и наноструктуры ионным воздействием и проводить измерения их магнитосопротивления. Данные установки могут быть использованы для формирования

наноконтактов путем ионного распыления исходных микроструктур. В работе было обнаружено, что на последнем этапе распыления перед тем, как сопротивление обращается в бесконечность, наблюдается его ступенчатое изменение. Мы предполагаем, что это связано с образованием перколяционной структуры, в которой могут образовываться наноконтакты с конечным числом каналов проводимости. На данном этапе магнитосопротивление получаемых структур не превышало 0.1%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16550), гранта НШ-6213.2006.2 и Программ Российской академии наук.

[1] Гатиятов, Р.Г., Бородин, П.А., Бухараев, А.А., Бизяев, Д.А., ПЖТФ, **32**, 72 (2006).

Получение наноструктур e/i , с различной концентрацией магнитного элемента и исследование их физических свойств.

С.Н. Варнаков^{1,2}, J. Bartolome³, J. Sese⁴, С.Г. Овчинников¹, С.В. Комогорцев¹,
А.С. Паршин², Н.Н. Косырев¹, Г.В. Бондаренко¹, А.В. Ефремов⁵

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск,

²Сибирский государственный аэрокосмический университет
имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск,

³Instituto de Ciencia de Materiales de Aragón. CSIC-Universidad de Zaragoza, Zaragoza. 50009, Spain,

⁴Instituto de Nanociencia de Aragón. Universidad de Zaragoza. Zaragoza. 50009 Spain.

⁵Политехнический институт СФУ, Красноярск.

e-mail: vsn@iph.krasn.ru.

Все возрастающий интерес в последние годы проявляется к многослойным магнитным структурам в связи с уникальностью их физических свойств и перспективами практического использования [1-3]. В пленочных наноструктурах e/i наблюдаются такие свойства, как температурно-зависимое изменение параметра обменного взаимодействия [4], фотоиндуцированное изменение межслоевого обменного взаимодействия [5].

В большинстве теоретических моделей для описания этих физических свойств предполагается, что границы раздела слоев в многослойных наноструктурах сплошные и резкие [4]. В то же время известно, что в материалах подобного типа при нанометровой толщине индивидуальных слоев важными типами структурного несовершенства, способными существенным образом повлиять на физические свойства, являются шероховатость поверхности раздела соседних слоев и их взаимная диффузия [6]. В этом случае физические параметры многослойных наноструктур должны зависеть от толщины индивидуального слоя. Разделение вкладов от шероховатости соседних слоев и химического интерфейса в физические свойства в связи с этим является актуальной задачей.

Образцы, исследуемые в данной работе, получены методом термического испарения в сверхвысоком вакууме на подложки монокристаллического кремния i при комнатной температуре на модернизированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии Ангара. Базовый вакуум в технологической камере составлял 10^{-7} Па. Скорость роста слоев соответствующих материалов и толщина контролировалась *in situ* быстродействующим лазерным эллипсометром ЛЭФ-751М (рис. 1).

Контроль температуры испарителей, управление заслонками в процессе формирования многослойной структуры осуществлялись автоматизированным программно-аппаратным комплексом [7]. Контроль химического состава получаемых слоев проводился *in situ* методами электронной

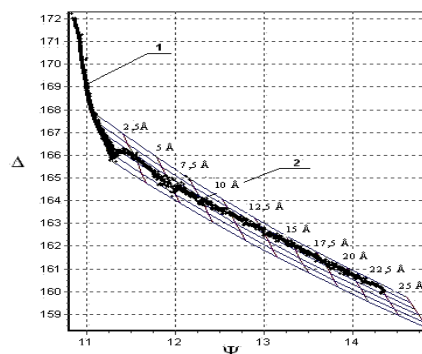


Рис.1 Зависимость эллипсометрических параметров Ψ и Δ в процессе роста пленки i/e . Участок 1 соответствует росту слоя кремния, 2 – железа. Моделирование проводилось с помощью приближения многослойной системы [8].

микро-спектроскопии (ЭОС) и спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ). Для количественной интерпретации экспериментальных спектров ХПЭЭ предложен метод, основанный на определении произведения средней длины свободного неупругого пробега электронов на дифференциальное поперечное сечение неупругого рассеяния и последующего компьютерного моделирования этого произведения на основе диэлектрической теории.

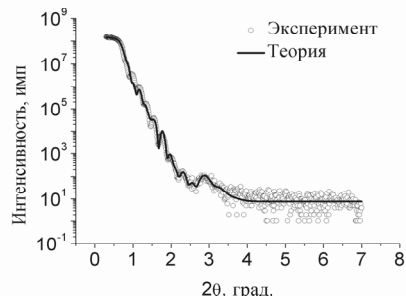


Рис.2. Результаты малоуглового рентгеновского рассеяния для двадцатислойной структуры e/i .

С этой целью был разработан пакет программ моделирования сечения электронов в гомогенных и композиционных средах. Этим

методом оценены объемные доли компонентов исследуемой бинарной системы в рамках модели диэлектрической эффективной среды. Кривые малоуглового рентгеновского рассеяния (МРР) многослойных пленок (e/i)_n (рис. 2) указывают на хорошо определенную сверхрешетку, характерные периоды модуляции которой хорошо согласуются с технологически заданным регламентом [9].

Определение магнитных характеристик (e/i)_n проводилось на СКВИД магнитометре в полях до 50 кЭ, и в диапазоне температур от 4,2 К до 400 К. Магнитный момент в отсутствие поля лежит в плоскости пленок, что проявляется в характерных прямоугольных петлях гистерезиса полученных в геометрии внешнее поле H параллельно плоскости пленки. Величина коэрцитивной силы исследуемых образцов составляла от 60 до 200 Э. Температурный ход намагниченности измерялся во внешнем поле $H = 700$ Э в состоянии магнитного насыщения.

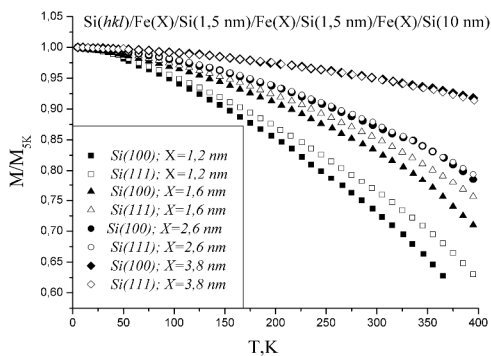


Рис.3 Температурный ход нормированной намагниченности насыщения M/M_{SK} в многослойных пленках (e/i)_n с различной толщиной индивидуального слоя $e(X)$

Исследования показали, что величина температурного градиента намагниченности увеличивается с уменьшением толщины слоя e (рис. 3). Общий характер зависимости $M(T)$ говорит об отсутствии парамагнитного и суперпарамагнитного откликов.

Экспериментальные зависимости (M) хорошо описываются теоретическим выражением, учитывающим уменьшение намагниченности с ростом температуры за счет возбуждения тепловых спиновых волн, известным как закон Блоха:

$$M_s(T) = M_s(0) \left(1 - B T^{-3/2}\right). \quad (1)$$

Рассчитанные из выражений (1) величины констант $M_s(0)$ и B исследованных пленок приведены на рис. 4. Увеличение константы $M_s(0)$, а также уменьшение B при уменьшении толщины слоя железа t_{Fe} обусловлены формированием магнитной гетерофазной системы и, соответственно, являются следствием увеличения объемной доли межслойного интерфейса с меньшим значением обменной константы и намагниченности.

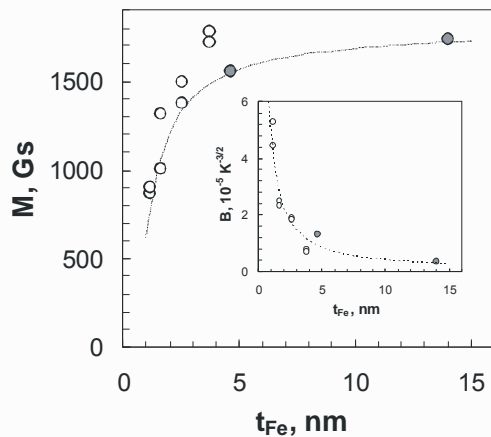


Рис.4 Зависимость намагниченности M_0 (и константы Блоха B вставка) в многослойных пленках (e/i)_n от толщины индивидуального слоя e . Белые символы данные данной работы, серые символы - данные из работы [9].

Экспериментальные данные по намагниченности позволяют оценить толщину интерфейса образующегося интерфейса между слоями e и i , который составил 0,3 нм. Высокотемпературные исследования намагниченности дали предварительную информацию о кинетике формирования силицидов на границе раздела слоев e и i .

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН Спинтроника, комплексного интеграционного проекта СО РАН №3.5 и при поддержке гранта Президента МК-4931.2006.2.

[1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. Phys. Rev. Lett. **1**, 2472 (1988).
 [2] R.E. Cambley and R.L. Stamps. J. Phys. Condens. Matter. , 3727 (1993).
 [3] I.K. Schuller, S. Kim, C. Leighton. JMMM **2** , 571 (1999).
 [4] G.J. Strikers, J.T. Kohlhepp, H.J.M. Swagten, and J.M. de Jonge. Phys. Rev. Lett. , 1812 (2000).
 [5] Г.С. Патрин, Н.В. Волков, В.П. Кононов. Письма в ЖЭТФ , 287 (1998).
 [6] Magnetism, II Materials and applications / E. du Tremolet de Lacheisserie, D. Gignou , M. Schlenker // Kluwer Academic Publishers, Norwell (2002).
 [7] С.Н. Варнаков, А.А. Лепешев, С.Г. Овчинников, А.С. Паршин, М.М. Коршунов, Р. Nevoral. ПТЭ , 252 (2004).
 [8] Р. Азам, Н. Башара. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981. 583 с.
 [9] С.Н. Варнаков, А.С. Паршин, С.Г. Овчинников, D. Raza, L. Kalvoda, А.Д. Балаев, С.В. Комогорцев. Письма в ЖТФ **31**, 1 (2005).

Исследование перемагничивания тонких магнито жестких пленок Co/Cu-Co и многослойных магнитных структур Co/Si/Co/Cu-Co

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, А.Ю. Климов, В.В. Рогов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород, Россия.

e-mail: vdovichev@ipm.sci-nnov.ru

Активное исследование магнитотранспортных свойств многослойных магнитных структур обусловлено широкими потенциальными возможностями их практического применения в спинтронике при комнатной температуре [1]. Базисной архитектурой простейшего спинтронного устройства является магнитомягкий (свободный) слой, отделенный от магнито жесткого или “запиннигованного”, с помощью металлической немагнитной прослойки или тонкого изолирующего туннельного барьера [1,2]. Для пиннинга намагниченности ферромагнитного слоя обычно используют антиферромагнетик [1,2]. В паре антиферромагнетик-ферромагнетик (А-Ф), используемой в качестве ферромагнитного электрода, антиферромагнетик отвечает за коэрцитивность структуры («пиннингуя»), намагниченность ферромагнетика), а ферромагнитный материал отвечает за спиновую поляризацию протекающего тока, определяющую транспортные свойства.

В этой работе для увеличения поля коэрцитивности ферромагнетика предложено использовать гранулированный ферромагнетик в качестве подслоя, пиннингового намагниченность. Это позволит изготавливать слой с фиксированной намагниченностью, состоящий из пары гранулированный ферромагнетик-ферромагнетик (ГФ-Ф), в менее жестких технологических условиях, чем в случае пары А-Ф [3]. Для формирования пары ГФ-Ф в качестве гранулированного ферромагнетика и ферромагнетика были использованы хорошо известный распадающийся раствор металлов кобальт-медь [4] и кобальт, соответственно. При создании трехслойных магнитных структур кобальт использовался также и для формирования магнитомягкого слоя, а немагнитная прослойка была изготовлена из кремния. Измерения кривых намагничивания, изготовленных пленочных ферромагнитных структур, проведены магнитооптическим методом в

геометрии меридионального эффекта Керра.

Металлические структуры формировались на стандартных кремниевых пластинах методом магнетронного распыления в атмосфере аргона при остаточном давлении в камере порядка 10^{-6} Торр.

Сначала была изготовлена серия тонких пленок Co различной толщины. Петля гистерезиса изготовленных пленок Co по форме близка к прямоугольной форме. С ростом толщины изготовленных пленок кобальта от 10 нм до 20 нм коэрцитивность монотонно возрастает с 10 до 30 Э, соответственно.

Далее была изготовлена серия пленок ГФ кобальт-медь с содержанием Co от 30 до 50 процентов и постоянной толщиной около 15 нм. Пленки ГФ изготавливались одновременно напылением с двух мишеней Co и Cu с последующим вакуумным отжигом структуры при температуре около 450 К в течение 1 часа. О фазовой перестройке пленок кобальт-медь в течение температурного отжига можно судить по косвенным данным. Во-первых, после отжига необратимо уменьшилось сопротивление пленок. Во-вторых, увеличивалась коэрцитивность пленок с десятков до сотен эрстед. В наших экспериментах с уменьшением концентрации Co от 50% до 30% поле коэрцитивности пленок увеличилась со 180 до 400 Э. Найденные условия формирования пленок ГФ кобальт-медь и их магнитные свойства хорошо совпадают с ранее известными результатами [5].

Следующей изготовленной серией образцов являлись пленки ГФ-Ф – Co-Cu\Co. Структура изготавливалась в едином технологическом цикле и отжигалась как одно целое. Толщины пленок $Co_{0.5}Cu_{0.5}$ и Co были одинаковы и составляли около 15 нм. Петля гистерезиса структуры ГФ-Ф $Co_{0.5}Cu_{0.5}\backslash Co$ по форме близка к прямоугольной форме. Величина поля коэрцитивности уменьшилась до 100-120 Э, по сравнению со значением коэрцитивности исходной пленки ГФ $Co_{0.5}Cu_{0.5}$ равном 180-200 Э. Подобное

явление характерно для двухслойных магнитных структур, состоящих из магнитомягкого и магнито жесткого ферромагнетика с обменным взаимодействием между слоями [6]. Среднеквадратичная шероховатость поверхности пленок $\text{Co}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Co}$ составляла порядка 1 нм, что позволяет использовать эту пленку, например, в качестве магнито жесткого слоя в спин-туннельных структурах.

Завершающим этапом наших исследований являлось изготовление трехслойной магнитной структуры $[\text{Co}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Co}](30\text{нм})\text{Si}(8\text{нм})\text{Co}(15\text{нм})$, в которой два магнитных слоя, разделены тонкой прослойкой кремния. Петля гистерезиса представлена на Рис.1. Во-первых, видно, что две ферромагнитные пленки перемагничиваются независимо – видна ярко выраженная “ступенька”, соответствующая устойчивому антиферромагнитному упорядочиванию магнитных слоев. Максимальная ширина петли гистерезиса совпадает, с предварительно измеренной величиной поля коэрцитивности магнито жесткого слоя $\text{Co}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Co}$ и составляет приблизительно 120 Э.

Полученные трехслойные структуры могут быть использованы при создании зондов высокого разрешения для магнитосилового микроскопа [7]. При оптимизации толщины прослойки кремния или использовании туннельного барьера между слоями возможно наблюдение гигантского магнитосопротивления. При наноструктурировании подобных пленок возможно создания управляемых источников магнитного поля субмикронных размеров без использования анизотропии формы [8,9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ 07-02-01321-а, МНТЦ (2976), INTAS (03-51-6426, 03-51-4778); С.Н.В. благодарен программе «Фундаментальные исследования и высшее образование – BRHE» Y4-P-01-09 (РНП.2.2.2.3.10005).

[1] E.Hirota, H.Sakakima, K.Inomata, Giant Magneto-Resistance Devices, Springer Series in surface science 40, 2001.

[2] S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche and M. Samant, Proceedings of the IEEE, V. 91, N. 5, P. 661 (2003).

[3] J. M. Daughton, J. Magn. Mater. 301, 131 (2006).

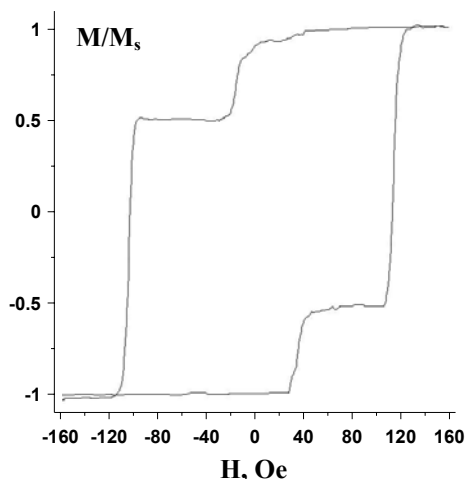


Рис.1. Петля гистерезиса трехслойной магнитной структуры $[\text{Co}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Co}](30\text{нм})\text{Si}(8\text{нм})\text{Co}(15\text{нм})$.

[4] Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. М., 1962, с. 498.

[5] J. R. Childress, C.L.Chien, J. Appl. Phys. 70, 5885(1991); Phys. Rev. B, 43, 8089 (1991).

[6] Shi-shen Yan, J. A. Barnard, Feng-ting Xu, J. L. Weston, G. Zangari, Phys. Rev. B, 64, 184403 (2001).

[7] Yihong W, Yatao Shen, Zhiyong Liu, Kebin Li, Jinjun Qiu Nano, Appl. Phys. Lett., V.82, P. 1748 (2003).

[8] R. P. Cowburn, J. Appl. Phys., V. 93, 9311 (2003).

[9] A. A. Fraerman, S. A. Gusev, Yu. N. Nozdrin, A. V. Samokhvalov, S. N. Vdovichev, Phys. Rev. B 73, 100503(R), 2006.

Оптическая и магнитооптическая спектроскопия тонких композитных слоёв GaAs-MnAs

Е.А. Ганьшина¹, М.В. Вашук¹, Л.Л. Голик², В.И. Ковалев², З.Э. Кунькова²,
О.В. Вихрова³, Ю.Н. Сафьянов⁴, А.И. Сучков⁵

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

² Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А. Котельникова, Фрязинский филиал, Фрязино, Московская обл, Россия.

³ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород, Россия.

⁴ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия.

⁵ Институт химии высокочистых веществ РАН, Н. Новгород, Россия.

e-mail: eagan@mail.ru

В связи с интенсивным развитием спинтроники значительный интерес вызывают разработка методов формирования и исследование свойств слоёв на основе системы GaAs-MnAs. В [1] представлены результаты исследований магнитных и электрических свойств тонких слоёв GaAs-MnAs с различным содержанием Mn, полученных в реакторе МОС-гидридной эпитаксии с лазерным распылением мишеней в потоке арсина при различных температурах подложки (T_g). В данной работе исследовались спектральные зависимости магнитооптического экваториального эффекта Керра (δ), а также показателей преломления (n) и поглощения (k) слоёв MnAs, нанесённых на InP (образец 1) и GaAs (образец 2) подложки, а также слоёв GaAs-MnAs (образцы 3, 4) на подложках GaAs. Использовались подложки с ориентацией (100). Образцы 3 и 4 различаются соотношением времён лазерного испарения мишеней из GaAs и Mn ($X_{Mn} = t_{Mn}/t_{GaAs}$). Некоторые параметры слоёв GaAs-MnAs приведены в Таблице. Температурная зависимость сопротивления этих образцов имеет полупроводниковый характер.

№ обр.	Толщина слоя, нм	Сопротивление (300К), Ом/□	Условия получения
3	100	5.2×10^3	$T_g = 400$ С, $X_{Mn} = 0.67$
4	70	1.1×10^4	$T_g = 400$ С, $X_{Mn} = 0.2$

Оценка состава образцов 1 и 3 методом рентгено-спектрального микроанализа дала следующие результаты: марганец - 45,9%, мышьяк - 54,1% (образец 1) и марганец - 20,6%, галлий - 26,1%, мышьяк - 53,3% (образец 3). Рентгеновское исследование образца 1 показало, что слой MnAs является мозаичным монокристаллическим.

Измерения $\delta(h\nu)$ выполнены в диапазоне $T=40-350$ К в магнитных полях до 2 кЭ. Зависимости $n(h\nu)$ и $k(h\nu)$ вычислялись из спектров эллип-

сометрических параметров $tg\Psi$ и $\cos\Delta$, измеренных на автоматизированной установке при $T=293$ К. Изучение морфологии поверхности образцов с помощью сканирующего силового микроскопа «Смена» показало присутствие на поверхности неровностей высотой до 20 нм для GaAs-MnAs и до 80 нм для MnAs. В связи с этим при вычислениях n и k использовалась модель: подложка и двухслойная среда, состоящая из исследуемого слоя и нарушенного поверхностного слоя. Нарушенный слой представлялся в виде смеси воздуха и MnAs (для MnAs) или воздуха и окислов Ga (для GaAs-MnAs). Вычисленные зависимости $n(h\nu)$ и $k(h\nu)$ для образцов 1-4 представлены на рис.1. Здесь же приведены зависимости n и k слоя MnAs, выращенного методом МВЕ на подложке GaAs(110), образец 5, а также слоя GaAs, образец 6.

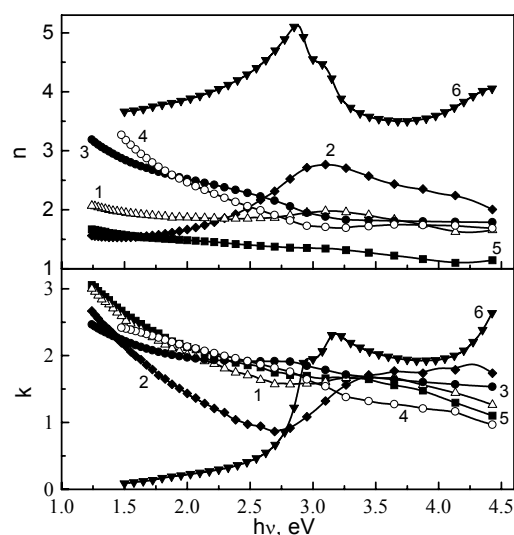


Рис.1 Спектральные зависимости оптических констант исследованных образцов MnAs и GaAs-MnAs. Нумерация на рисунке соответствует нумерации образцов в тексте.

Отметим, что рост величин n и k при понижении энергии фотонов в спектрах образцов 3 и 4 указывает на присутствие в этих слоях фазы MnAs. Из зависимостей $n(h\nu)$ и $k(h\nu)$ были вычислены спектральные зависимости действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') частей диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости.

На рис.2 приведены спектры экваториального эффекта Керра (ЭЭК), измеренные при $T=50$ К и 293 К. При понижении температуры растёт величина эффекта и в спектрах $\delta(h\nu)$ наблюдается ряд хорошо выраженных особенностей.

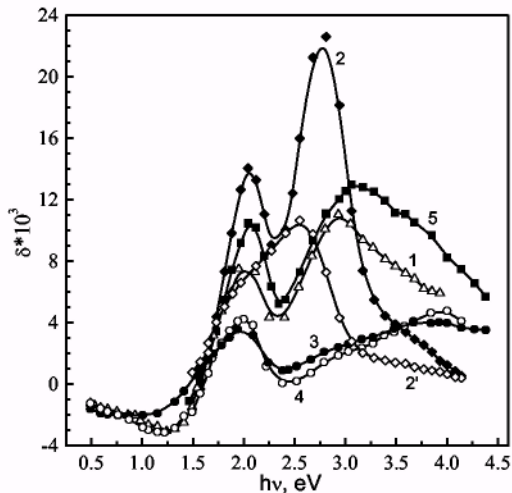


Рис.2 Спектральные зависимости ЭЭК слоев MnAs и GaAs-MnAs. Нумерация соответствует номерам образцов в тексте. Т, К: (1 - 5) -50; 2' -293.

В спектрах всех образцов имеется пик с максимумом около 2 эВ и высокоэнергетическая область ($h\nu > 2,7$ эВ), где наблюдаются особенности вблизи 2,8÷3 эВ и 3,8÷4 эВ, интенсивность которых различается для разных образцов. Обращает на себя внимание различие ЭЭК-спектров слоев MnAs. Это отличие может быть связано с различной кристаллографической ориентацией плёнок MnAs, получаемых на подложках с разной ориентацией и, соответственно, с зависимостью ЭЭК от ориентации слоев. Спектральное положение особенностей ЭЭК совпадает с энергиями полос в спектрах магнитного циркулярного дихроизма MnAs [2], где также наблюдалось перераспределение интенсивностей полос в спектрах слоев с разной кристаллографической ориентацией.

Основное отличие спектров ЭЭК GaAs-MnAs (кривые 3, 4) от спектров MnAs состоит в перераспределении интенсивностей особенностей в области $h\nu > 2,7$ эВ, в результате чего более интенсивной становится полоса с максимумом вблизи 4 эВ. Из подобия спектров ЭЭК слоев MnAs и GaAs-MnAs следует, что ЭЭК в последних определяется фазой MnAs.

Этот результат, а также поведение n и k в области низких энергий, рис. 1, позволяют заключить, что исследуемые слои GaAs-MnAs являются композитными. Перераспределение интенсивностей в спектрах $\delta(h\nu)$ этих слоев может быть связано как с различной ориентацией MnAs-кристаллитов в слоях, так и с возникновением напряжений в кристаллитах. Близкие значения величин ЭЭК для образцов 3 и 4, полученных при различных значениях $X_{Mn} = t_{Mn}/t_{GaAs}$, по-видимому, связаны с несовпадением действительного содержания Mn в слоях с определяемым из технологических условий

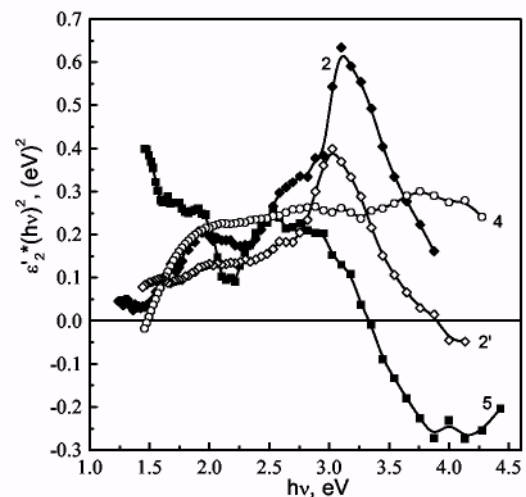


Рис.3 Спектральные зависимости величины $\epsilon_2'*(h\nu)^2$ для образцов MnAs и GaAs-MnAs. Нумерация соответствует номерам образцов в тексте. Т, К: (2-5)-50; 2'-293.

По результатам спектральных измерений ЭЭК для трёх углов падения с использованием $\epsilon'(h\nu)$ и $\epsilon''(h\nu)$ определены спектральные зависимости действительной и мнимой частей недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{xy} = i(\epsilon_1 - i\epsilon_2')$ исследуемых слоев. На рис.3 приведены спектральные зависимости величины $\epsilon_2'*(h\nu)^2$ пропорциональной межзонной плотности состояний. Особенности на кривых $\epsilon_2'*(h\nu)^2$ вблизи 1,9 эВ, 3 эВ и 4 эВ соответствуют особенностям в межзонной плотности состояний, полученным на основе расчётов зонной структуры MnAs [3].

Работа поддержана грантом РФФИ 06-02-16604а

- [1] О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, и др., Нанопизика и наноэлектроника, Материалы X Симпозиума, 2006, Н.Новгород, т.2, с.265.
- [2] A.S. Nazmul, H. Shimizu, M. Tanaka, J. Appl. Phys. 87, 6791, (2000).
- [3] H.-M. Hong, Y.-J. Kang, J. Kang, E.-C. Lee, Y.-H. Kim, and K. J. Chang, Phys. Rev. B, 72,144408 (2005).

Исследование эффектов спиновой инжекции носителей заряда из ферромагнитного контакта Шоттки Ni(Co)/GaAs в гетероструктурах с квантовой ямой

М.В. Дорохин¹, С.В. Зайцев², Н.В. Байдусь¹, Ю.А. Данилов¹, П.Б. Демина¹,
Б.Н. Звонков¹, В.Д. Кулаковский², Е.А. Ускова¹

¹НИФТИ ННГУ, пр.Гагарина 23, корп.3, Нижний Новгород, Россия

²ИФТТ РАН, ул. Институтская 2, г. Черноголовка Московской обл., Россия

e-mail: dorohinmv@yandex.ru

Исследование путей управления спином носителей заряда в полупроводниковых структурах является одной из наиболее актуальных задач спинтроники. Перспективным методом является инжекция в полупроводник спин-поляризованных носителей из намагниченного определённым образом ферромагнитного (ФМ) металлического контакта Шоттки [1]. Важным преимуществом ФМ диода Шоттки является высокая температура Кюри переходного металла и, следовательно, потенциальная возможность работы прибора со спиновой инжекцией при комнатной температуре [1]. В настоящей работе проводится исследование эффектов инжекции спин-поляризованных носителей из Ni или Co контакта Шоттки в структуры с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs.

Структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках n^+ -GaAs (100). Квантовая яма $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.16$) покрыта слоем GaAs толщиной 20 - 300 нм. Контакт Шоттки (Au, Ni, Co) изготовлен методом термического испарения металла в вакууме. Образцы с немагнитным (Au) контактом были изготовлены в качестве эталонных. Эффективность спиновой инжекции оценивалась по степени циркулярной поляризации электролюминесценции (ЭЛ) диодов Шоттки [2]. Спектры ЭЛ при прямом смещении снимались при температуре 2 К для образцов, помещённых в магнитное поле (до 10 Т), перпендикулярное поверхности структур. Степень циркулярной поляризации ЭЛ определялась из соотношения:

$$P_{\text{ЭЛ}} = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-),$$

где $I_+(I_-)$ – интенсивности компонент с правой (левой) поляризацией, полученные путём интегрирования соответствующей части спектра межзонного излучения.

На Рис.1 показана эволюция спектров ЭЛ структуры с КЯ при увеличении магнитного поля. В полях $B \geq 3$ Т линия, соответствующая излучению КЯ расщепляется на несколько компонент, отвечающих переходам между различными уровнями Ландау. По мере роста магнитного поля ($B \geq 5$ Т) плотность состояний на уровне Ландау увеличивается и высокоэнергетические пики исчезают один за другим вследствие опустошения верхних

уровней Ландау в зоне проводимости. В магнитном поле $B = 10$ Т в спектре ЭЛ остаётся лишь один узкий пик.

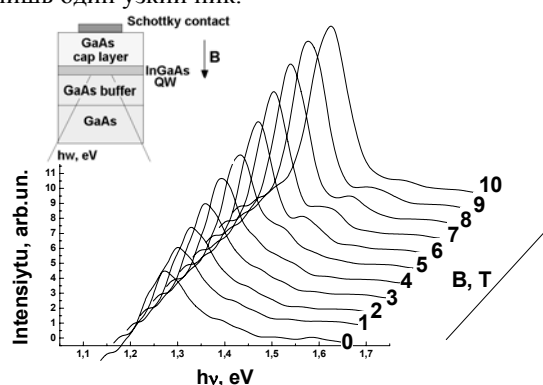


Рис.1. Спектры ЭЛ в магнитном поле $B = 0 - 10$ Т для структуры с контактом Шоттки Au-Ni-Au/GaAs, записанные в σ^+ поляризации. На вставке приведена схема образца для исследований

Во всём диапазоне магнитных полей ЭЛ излучение имеет круговую поляризацию. Степень поляризации является немонотонной функцией магнитного поля (Рис.2), в полях 4.5 и 9 Т на зависимости $P_{\text{ЭЛ}}(B)$ наблюдаются минимумы, которые обусловлены увеличением спинового рассеяния в КЯ при опустошении очередного уровня Ландау. Отсутствие насыщения на зависимости, обычно наблюдаемое в полях 2 - 4 Т, при которых ФМ плёнка намагничивается до насыщения, свидетельствует об определяющем влиянии спиновой релаксации на значение $P_{\text{ЭЛ}}$. Указанные особенности более детально описаны в работах [2, 3].

Степень поляризации ЭЛ структур с ФМ контактом (в зависимости от вида ФМ металла 20 - 40 % при $B = 8$ Т) превышает таковую в структурах с немагнитным Au контактом (10 %), что является однозначным свидетельством инжекции спин-поляризованных носителей из Ni (Co) в GaAs. Циркулярная поляризация ЭЛ образца с контактом Au/GaAs обусловлена зеемановским расщеплением уровней в КЯ [3].

В структурах с ФМ контактами величина $P_{\text{ЭЛ}}$ существенно зависит от вида границы металл/GaAs. Так, спиновое рассеяние на дефектах, которые образуются в результате взаимодействия ФМ металла с полупроводником

[4], обуславливает сравнительно невысокое значение $P_{ЭЛ}$ для Ni (30 %) и Co (20 %) контактов.

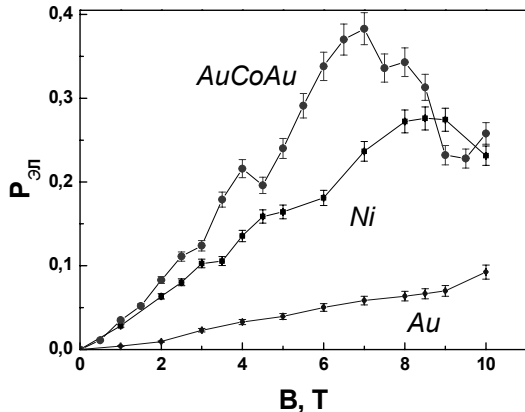


Рис.2. Зависимость степени циркулярной поляризации от величины магнитного поля для структур с контактами Шоттки Ni, Au/Co/Au, и Au. Толщина покровного слоя составляла 20 nm, ток = 10 mA.

Наибольшая степень поляризации (до 40 % при 8 T) наблюдается для многослойных структур, в которых ФМ плёнка находится между слоями Au (Au-Ni-Au, Au-Co-Au). Промежуточный слой Au между ФМ металлом и GaAs частично предотвращает взаимодействие Ni (Co) и GaAs [4], а защитный слой Au на ФМ пленке предотвращает её окисление. Все дальнейшие результаты будут представлены для структуры с контактом Au-Ni-Au.

Особенностью исследуемых диодов Шоттки является инжекция поляризованных по спину дырок из ФМ металла при прямом смещении. Возможные механизмы инжекции дырок в *n*-GaAs были описаны в работе [5]. В приборах со спиновой инжекцией использование дырок обычно ограничено из-за невысокого значения времени спиновой релаксации последних, что обуславливает низкую эффективность работы. В наших структурах указанная проблема решается за счёт использования в качестве активной области приповерхностных КЯ, для которых расстояние до границы раздела ФМ металл/GaAs составляет 20 – 30 нм. Потеря спина дырки на таких расстояниях может быть незначительна и поэтому для указанных структур получение высокой степени циркулярной поляризации вполне возможно.

На Рис.3 приведена зависимость максимальной степени поляризации от глубины залегания КЯ. Для учета зеемановского расщепления в первом приближении в качестве значения P_{MAX} была выбрана разность двух значений циркулярной поляризации: структуры с ФМ контактом и аналогичной структуры с Au контактом ($P_{MAX} = P_{ЭЛ}(ФМ) - P_{ЭЛ}(Au)$). Уменьшение степени поляризации с увеличением глубины залегания КЯ свидетельствует о том, что $P_{ЭЛ}$ существенно

зависит от рассеяния носителей при транспорте к КЯ. Для КЯ, находящейся на расстоянии 300 нм от поверхности значения $P_{ЭЛ}$ для структуры с Au-Ni-Au и Au контактом совпадают, что свидетельствует о полном спиновом рассеянии при переносе дырок на расстояния ~ 300 нм.

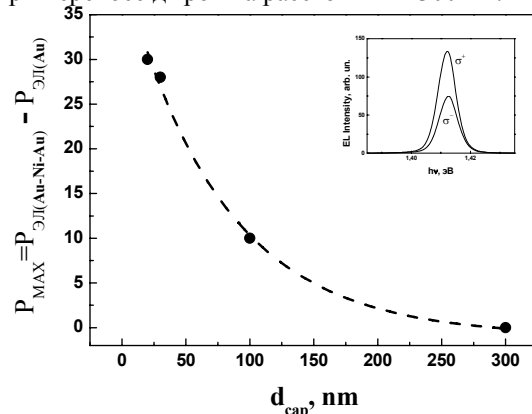


Рис.3. Зависимость максимальной степени поляризации от глубины залегания КЯ. На вставке – спектры ЭЛ структуры с КЯ для двух значений циркулярной поляризации.

Полученная экспериментальная зависимость хорошо аппроксимируется спадающей экспоненциальной кривой. Из полученных данных была произведена оценка длины спиновой диффузии дырок, которая составила 80 нм.

Таким образом, нами была продемонстрирована спиновая инжекция дырок в полупроводник *n*-типа. Эффективность спиновой инжекции существенно зависит от вида границы металл-GaAs, а также от спинового рассеяния при транспорте к активной области.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16624), совместной программы CRDF US и Министерства образования РФ (RUX0-001-NN-06/BP1M01), Минобрнауки РФ (грант РНП.2.1.1.2741 и РНП_2_2_2_2_4737) и программы ОФН РАН "Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника".

- [1] Schmidt, G. // J. Phys. D: Appl. Phys., **38**, R107, (2005).
- [2] Baidus, N.V., Vasilevskiy, M.I., Gomes, M.J.M., et.al. // Appl. Phys. Lett., **89**, 181118, (2006).
- [3] Дорохин, М.В., Зайцев, С.В., Кулаковский, В.Д., и др. // Письма в ЖТФ, **32**, 46, (2006).
- [4] Ускова, Е.А., Дорохин, М.В., Звонков, Б.Н. и др. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед., **2**, 89, (2006).
- [5] Байдусь, Н.В., Звонков, Б.Н., Мокеева, П.Б., и др. // Изв. АН, Сер. Физическая, **68**, 45, (2004).

Ферромагнетизм при комнатной температуре в слоях InMnAs

О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов^{1,2}, А.В. Кудрин¹, Б.Н. Звонков¹,
В.В. Подольский¹, Ю.Н. Дроздов², М.В. Сапожников²,
С. Moura³, М.І. Vasilevskiy³, М.П. Темиряева⁴

¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина 23/3,
Нижний Новгород, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

³Centro de Fisica, Universidade do Minho, Campus de Gualtar, Braga, Portugal

⁴Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН, пл. Введенского 1,
Фрязино Московской области, Россия
e-mail: danilov@nifti.unn.ru

Ранее сообщалось [1] о формировании ферромагнитных слоев InMnAs методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре 475°C. Для концентраций марганца вплоть до 14 ат.% слои не содержали включений фазы гексагонального MnAs. Механизм ферромагнетизма при 300 К в таких структурах авторы связывали с образованием димеров Mn-Mn в кристаллической решетке InAs.

Данная работа посвящена исследованию возможности получения методом лазерного нанесения слоев InMnAs, обладающих ферромагнитными свойствами при комнатной температуре. Выращивание производилось в реакторе МОС-гидридной эпитаксии в потоке водорода и арсина. Испарение мишеней из легированного цинком InAs ($p \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и металлического Mn осуществлялось импульсным АИГ:Nd лазером ($\lambda = 1.06 \text{ мкм}$). Варьировались соотношение времен поочередного распыления InAs и Mn ($X_{Mn} = t_{Mn}/t_{InAs}$) и температура процесса ($T_g = 200\text{-}500^\circ\text{C}$). Слои InMnAs толщиной 50 - 500 нм наносились на подложки полупроводящего GaAs (100). Кристаллическое совершенство и фазовый состав слоев исследовалось методом рентгеновской дифракции. Для изучения электрических свойств использовались эффект Холла и температурные зависимости сопротивления в интервале 77 - 370 К. Магнитооптические свойства изучались посредством меридионального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Морфология поверхности и магнитный рельеф слоев InMnAs были исследованы с помощью зондового микроскопа «Смена» (производства фирмы NT-MDT, Зеленоград). Кроме того, нанесенные слои изучались методом комбинационного рассеяния света.

Влияние температуры осаждения пленок InMnAs на их слоиное сопротивление представлено на рис. 1. Видно, что только в достаточно узком диапазоне температур 280-330°C сопротивление структур достигает минимальных значений $\sim 10^4 \text{ Ом/кв}$. при $X_{Mn} = 0.5$. Уменьшение температуры выращивания до 200°C или увеличение ее до 500°C делает слои

InMnAs высокоомными. Подобное поведение электрических характеристик слоев может быть связано с сильным влиянием температуры на

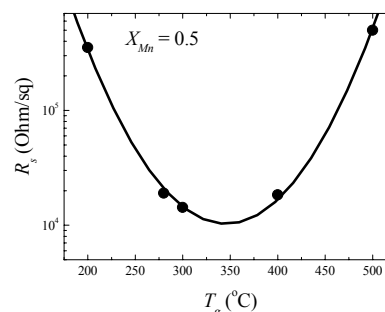


Рис.1. Поверхностное сопротивление слоев InMnAs, выращенных при различных температурах осаждения и $X_{Mn} = 0.5$.

процесс вхождения марганца в решетку InAs. По-видимому, при 280-330°C были достигнуты наилучшие условия для легирования InAs марганцем, в процессе которого происходит замещение In в узлах атомами марганца. Образцы InMnAs в этой области температур демонстрировали дырочный тип проводимости. Концентрация носителей достигала $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при этом эффективная подвижность носителей была $\sim 30 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Значительное возрастание сопротивления слоев InMnAs, выращенных при 200 и 500°C может быть связано с тем, что большая часть магнитной примеси не участвует в легировании, а образует нановключения металлической (Mn) и/или полуметаллической (MnAs) фаз.

Структуры, выращенные при $X_{Mn} = 0.3\text{-}0.5$ и $T_g = 280\text{-}330^\circ\text{C}$ обладали ферромагнитными свойствами как при комнатной температуре, так и при 77 К: для них наблюдалась нелинейная зависимость холловского сопротивления от магнитного поля с петлей гистерезиса (рис.2(a)). Величина коэрцитивной силы (H_c) составляла при комнатной температуре $\sim 330 \text{ Гс}$.

Дополнительным доказательством ферромагнетизма служили исследования МОЭК (300 К), которые показали наличие петли

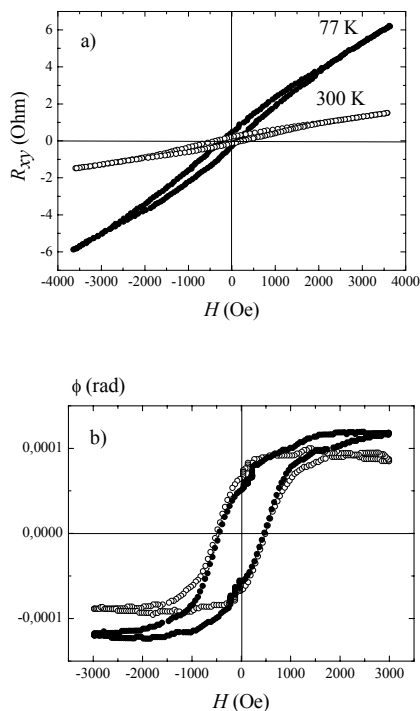


Рис.2. (а) Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для образца InMnAs при двух температурах измерений. Толщина слоя InMnAs составляла 460 нм, $T_g = 320^\circ\text{C}$, $X_{Mn} = 0.33$. (б) Зависимости угла Керра от магнитного поля для структуры InMnAs ($T_g = 320^\circ\text{C}$, $X_{Mn} = 0.33$) при двух взаимно перпендикулярных ориентациях поля в плоскости образца.

гистерезиса на зависимости угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля для образцов InMnAs. На рис.2 (б) приведены зависимости угла Керра для двух взаимно перпендикулярных направлений магнитного поля в плоскости образца, демонстрирующие отсутствие сильной анизотропии в плоскости образца при переходе от направления магнитного поля вдоль оси $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ к $\langle 110 \rangle$.

Результаты сравнительных рентгенодифракционных исследований слоев InAs и InMnAs показали, что кроме пиков от подложки GaAs(002) и слоя InAs(002) вблизи 31.6° и 29.5° , соответственно, в спектре $\Theta/2\Theta$ сканирования для образца InMnAs присутствуют дополнительные пики, которые близки по своему положению пикам гексагональной фазы MnAs(102) - 42.3° и MnAs(110) - 48.9° . Вместе с тем, идентификация этой дополнительной фазы неоднозначна, так как близкий пик (при $2\Theta = 42.2^\circ$) должен быть для орторомбической фазы MnAs(220). Следовательно, пленки InMnAs, полученные при $T_g = 280\text{-}330^\circ\text{C}$ и $X_{Mn} = 0.3\text{-}0.5$, имеют достаточно высокое кристаллическое качество, но не являются однофазными.

Морфология слоев InMnAs, полученных методом лазерного осаждения в целом характеризуется присутствием на поверхности

неровностей высотой до 20 - 40 нм. Этот факт следует, по-видимому, отнести к особенностям данного метода выращивания, поскольку в случае получения пленок InMnAs на подложках GaAs (001) методом МОС-гидридной эпитаксии слой был гладким [2].

МСМ-изучения слоев при комнатной температуре выявили наличие магнитного контраста для всех пленок InMnAs, полученных при температурах от 280 до 500°C . Для $X_{Mn} = 0.5$ магнитный контраст выглядел наиболее ярко в случае $T_g = 280^\circ\text{C}$ (рис.3).

Спектры комбинационного рассеяния света для слоев InMnAs содержали характерный для монокристаллического InAs LO-фононный пик в области 234 см^{-1} . При этом наблюдалось уменьшение интенсивности LO-пика, увеличение его полуширины и смещение в сторону TO-фонона по мере достижения наилучших по T_g условий для легирования Mn ($280\text{-}330^\circ\text{C}$). Подобное поведение LO-моды характерно для сильнолегированных полупроводников со свободными носителями низкой подвижности, и обычно его связывают с проявлением фонон-плазмонного взаимодействия, приводящего к образованию фонон-плазмонных мод. Факт сильного легирования вплоть до образования примесной зоны марганца

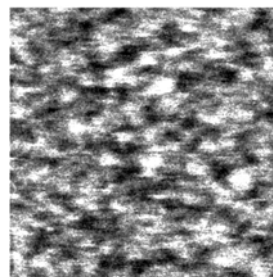


Рис.3 МСМ-изображение слоя InMnAs толщиной 50 нм, полученного при $T_g = 280^\circ\text{C}$ и $X_{Mn} = 0.5$.

подтверждается рассчитанными из температурных зависимостей сопротивления значениями энергии активации проводимости $\sim 6\text{-}12\text{ мэВ}$, меньшими по сравнению с энергией акцепторного уровня марганца в InAs (23 мэВ [3]).

Таким образом, лазерная методика нанесения позволяет формировать слои InMnAs, обладающие ферромагнитными свойствами с температурой Кюри выше комнатной при сохранении их достаточно высокого кристаллического качества.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 05-02-16624 и гранта CRDF-RUX0-001-NN-06/BP1M01.

- [1] A.J. Blattner, B.W. Wessels // Appl. Surf. Science, 2004, V.221, P.155-159.
- [2] S.J. May, A.J. Blattner, D.P. Eam, B.W. Wessels //Appl. Surf. Science, 2006, V.252, P.3509-3513.
- [3] S.J. May, A.J. Blattner, B.W. Wessels // Physica B, 2003, V.340-342, P.870-873.

Универсальный скейлинг магнитосопротивления углеродных наноматериалов.

С.В.Демишев¹, В.В.Глушков¹, А.Г.Ляпин², Е.Д.Образцова¹, А.А.Пронин¹,
Н.Е.Случанко¹, Н.А.Самарин¹

¹ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991 Москва, Россия

² Институт физики высоких давлений РАН, 142190 г. Троицк Моск. обл., Россия
e-mail: demis@lt.gpi.ru

В современной литературе широко обсуждаются различные спин-зависимые механизмы транспорта в наноструктурах. Применительно к углеродным наноматериалам (УНМ), обладающих прыжковой проводимостью моттовского типа, важность учета спиновых эффектов была продемонстрирована в недавней работе [1]. Согласно теоретическим представлениям [1,2], в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, когда удельное сопротивление дается выражением

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(\xi_0), \quad (1)$$

где $\xi_0 = (T_0/T)^\alpha$, для спин-зависимого вклада в магнитосопротивление следует ожидать универсального скейлингового соотношения вида

$$\ln[\rho(H)/\rho(0)] = \xi_0 \cdot F(x). \quad (2)$$

Здесь и далее α - показатель степени прыжковой проводимости, зависящий в отсутствие дальнедействующих корреляций только от размерности пространства $\alpha = (1+d)^{-1}$, и T_0 - характерная моттовская температура (различные модельные выражения для T_0 с учетом спиновых эффектов получены в [1-4]). Хотя во всех случаях спиновые эффекты определяются двукратно занятыми D^- центрами, вид скейлинговой функции $F(x)$ и параметра скейлинга $x(H)$ существенно зависит от модели. Например, в [2,3] учитывается зеемановское расщепление (ЗР) энергетической полосы $\Delta\varepsilon = k_B T \cdot \xi_0$, в которой происходят прыжки, и предполагается эффективное уменьшение параметра $\Delta\varepsilon$ в магнитном поле для прыжков с переворотом спина. При этом в модели ЗР параметр скейлинга зависит как от эффективного магнитного момента электрона μ^* , так и ξ_0 : $x = \mu^* H / \xi_0 k_B T$, а в области $x \ll 1$ для скейлинговой функции справедлива асимптотика $F(x) \sim x$ [2].

Альтернативный подход был предложен в работе [1], где рассматривался новый спин-поляризационный (СП) механизм магнитосопротивления. В СП модели предполагается, что (i) реализуется случай сильной дисперсии энергий и перекрытия

функций плотности состояний для однократно (D^0) и двукратно (D^-) занятых центров, в результате чего и D^0 и D^- состояния «равномерно» распределены в полосе $\Delta\varepsilon$; (ii) число прыжков с участием D^- центров, определяется только термодинамической вероятностью противоположной ориентации спинов в парамагнетике со спином $S=1/2$ и эффективным моментом μ^* [1]. В этом случае параметром скейлинга будет $x = \mu^* H / k_B T$, а для скейлинговой функции имеет место формула

$$F(x) = [1 - A \cdot \tanh^2(x)]^\alpha - 1, \quad (3)$$

где коэффициент A зависит от плотностей состояний и радиусов локализации для однократно и двукратно занятых центров [1]. Из формулы (3) следует, что $F(x) \approx \alpha \cdot A \cdot x^2$ при $x \ll 1$.

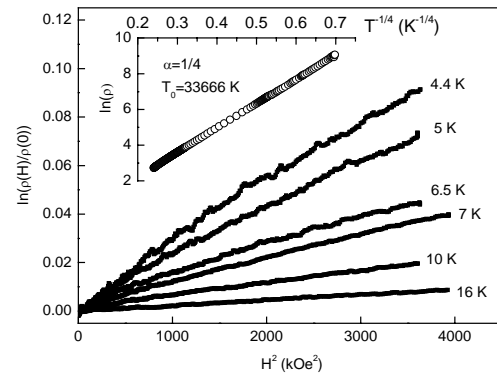


Рис.1 Прыжковая проводимость и магнитосопротивление для образца на основе C_{2N} .

Для экспериментальной проверки скейлинговых соотношений нами были получены УНМ на основе одностеночных углеродных нанотрубок, содержащих магнитную примесь никеля и на основе смеси фуллеренов C_{2N} ($48 < 2N < 180$). Для синтеза образцов, обладающих прыжковой проводимостью с $\alpha = 1/4$ использовалась методика термобарической обработки в условиях высокого (до 10 ГПа) давления [5].

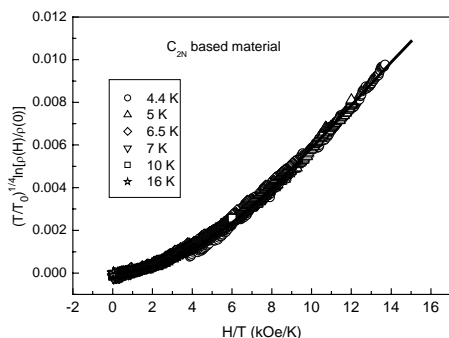


Рис.2 Скейлинг в СП модели для УНМ на основе C_{2N} . Сплошная линия- расчет по формуле (3) для $\mu^*=0.82\mu_B$.

Из анализа литературных данных [1] известно, что в общем случае магнитосопротивление неупорядоченных УНМ в прыжковой области определяется тремя вкладками: 1) спин-зависимым вкладом [1-3]; 2) эффектом сжатия волновой функции локализованного состояния [6]; и 3) квантовым интерференционным вкладом [6]. При этом первые два вклада соответствуют положительному (ПМС), а третий- отрицательному магнитосопротивлению (ОМС).

Найдено, что для УНМ на основе C_{2N} в прыжковой области характерно ПМС (рис. 1). Анализ экспериментальных данных показывает, что ПМС в данном случае 1) квадратично в слабом магнитном поле; 2) механизм сжатия волновой функции не позволяет описать экспериментальные данные; 3) при обработке данных в СП модели хорошо выполняется универсальный скейлинг (рис. 2). Отметим, что невыполнение условия $F(x) \sim x$ при малых x

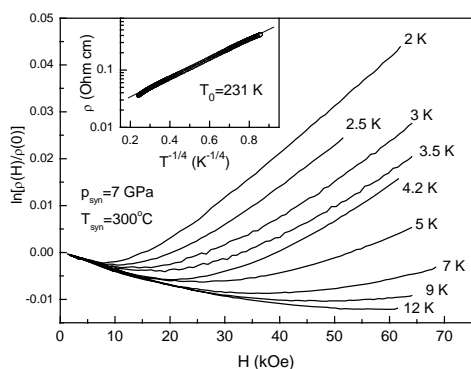


Рис.3 Прыжковая проводимость и магнитосопротивление для образца на основе одностеночных углеродных нанотрубок.

исключает из рассмотрения механизм ЗР. Более того, можно показать, что и величина $x = \mu^* H / \xi_0 k_B T$, предложенная в [2], не является хорошим параметром скейлинга. Отметим, что, насколько нам известно, УНМ на основе C_{2N} является первым известным примером

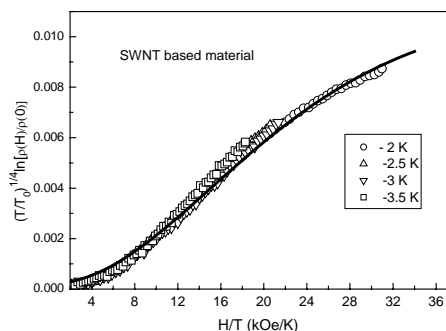


Рис.4 Скейлинг в СП модели для УНМ на основе одностеночных нанотрубок. Сплошная линия- расчет по формуле (3) для $\mu^*=0.66\mu_B$.

неупорядоченной системы, в которой СП механизм доминирует, а эффекты сжатия и квантовой интерференции пренебрежимо малы.

В случае УНМ на основе одностеночных нанотрубок в магнитосопротивлении наблюдаются два вклада: положительный и отрицательный (рис. 3). С целью проверки СП модели было выполнено разделение ПМС и ОМС, после чего в области квадратичного по полю ПМС по методике, описанной в [1] вычислялась поправка на сжатие волновой функции и, в результате, определялся спин-зависимый вклад в ПМС. Найдено, что для определенного таким образом вклада также, как и в случае C_{2N} , хорошо выполняется универсальный скейлинг ожидаемый для СП механизма (рис. 4).

Интересно, что количественное согласие теории (формула (3)) и эксперимента достигается при условии перенормировки эффективного магнитного момента ($\mu^* < \mu_B$), причем этот эффект наблюдается даже у УНМ, не содержащего магнитных примесей (рис. 2.4). Выяснение причины такого необычного поведения требует проведения дополнительных исследований.

Работа выполнена при поддержке программы РАН «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред».

- [1] С.В.Демишев, А.А.Пронин. ФТТ, 48 (7), 128 (2006).
- [2] К.А. Matveev, L.I. Glazman et al. Phys. Rev. B, 52 (7), 5289 (1995)
- [3] А. Kurobe, Н. Kamimura, J. Phys. Soc. Jpn., 51(6), 1904 (1982)
- [4] И.П. Звягин. *Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках*, М.: Изд-во МГУ, 1984.
- [5] А. Пронин, В.В. Глушков и др. ФТТ 2007, (вып. 7, в печати).
- [6] В.И. Sklovskii, В.З. Spivak, in *Hopping transport in solids*, Elsevier, 1991, p. 271

Статические и резонансные магнитные свойства многослойных структур Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа

А. Б. Дровосеков¹, Н. М. Крейнес¹, А. В. Королев², М. А. Миляев²,
Л. Н. Ромашев², В. В. Устинов²

¹Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, ул. Косыгина 2, Москва, Россия

²Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской 18, Екатеринбург, Россия

e-mail: drovosek@kapitza.ras.ru

В данной работе продолжены начатые ранее [1–4] исследования многослойных структур Fe/Cr с очень тонкими (субнанометровыми) слоями железа. Представляет интерес проследить, как меняются хорошо изученные магнитные свойства слоистых структур Fe/Cr (см., например, [5,6]) с уменьшением количества напыляемого железа, когда формируемый слой еще не является магнитно однородным, а разбит на отдельные ферромагнитные домены (кластеры).

Исследуемые образцы приготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на монокристаллических подложках MgO(100). Структура состоит из нескольких десятков пар слоев Fe/Cr. Изучаются образцы двух сортов: «ферромагнитного типа» с толщиной прослоек хрома $t_{Cr}=20\text{\AA}$ и «антиферромагнитного типа», для которых $t_{Cr}=10\text{\AA}$. Выбранные значения t_{Cr} соответствуют экстремальным значениям межслойного обменного взаимодействия РККИ в слоистых структурах Fe/Cr [5]. Получены образцы с различными номинальными толщинами железа в диапазоне 2–15Å.

Магнитные свойства выращенных структур исследовались с помощью SQUID-магнитометра и метода ферромагнитного резонанса (ФМР) в температурном интервале 2–300К.

Измерения при комнатной температуре [3] показали сильное различие в магнитных характеристиках для образцов с разными толщинами слоев железа. Образцы с $t_{Fe}>3\text{\AA}$ демонстрируют кривые намагничивания $M(H)$ и спектры ФМР типичные для регулярных сверхрешеток [6], ферро- либо антиферромагнитно связанных в зависимости от толщины прослойки хрома. Для структур с $t_{Fe}<3\text{\AA}$, независимо от величины t_{Cr} , наблюдаемые кривые $M(H)$ имеют характерную ланжевеновскую форму, типичную для магнитных гранулированных структур. Полевые зависимости частоты ФМР в этих образцах линейны, подобно парамагнетикам.

Таким образом, в изучаемых структурах переход от сплошных ферромагнитных железных слоев к кластерным наблюдается при номинальной толщине железа $\sim 3\text{\AA}$.

Образцы вблизи критической толщины $t_{Fe}\sim 3\text{\AA}$, суперпарамагнитные при комнатной температуре, при охлаждении начинают проявлять черты, типичные для регулярных сверхрешеток. Спектры ФМР характеризуются наличием анизотропии 4-го порядка в плоскости пленки. При этом полевые зависимости частот ФМР описываются формулами для сверхрешетки с межслой-

ным взаимодействием, антиферромагнитным при $t_{Cr}=10\text{\AA}$ и ферромагнитным при $t_{Cr}=20\text{\AA}$. Такое поведение кластерно-слоистых структур при низких температурах свидетельствует о наличии в системе среднего межслойного взаимодействия, знак которого определяется величиной t_{Cr} .

Тем не менее, даже при самых низких температурах вид кривых намагничивания не соответствует чистому случаю обычной обменно-связанной сверхрешетки [4]. Полученное несоответствие можно объяснить дополнительным вкладом случайного характера к межчастичному взаимодействию, который приводит к магнитному состоянию типа спинового стекла при низких температурах. Существование такого состояния подтверждают наблюдаемые характерные петли гистерезиса, а также данные по температурным зависимостям намагниченности при охлаждении образца в поле (FC) и без поля (ZFC).

В качестве примера, на рисунке 1 показаны температурные зависимости намагниченности FC и ZFC для многослойной структуры ферромагнитного типа $[\text{Fe}(2,5\text{\AA})/\text{Cr}(20\text{\AA})]_{30}$ при нескольких значениях магнитного поля. Как показано на рисунке, при высоких температурах кривая $M(T)$ не зависит от предыстории образца и подчиняется закону Кюри-Вейсса $M^{-1}\sim T-\theta$, где $\theta=100\text{K}$ (см. вставку на рис. 1). Это подтверждает предположение о наличии среднего ферромагнитного взаимодействия в системе.

При низких температурах, наоборот, величина намагниченности зависит от предыстории образца. Образец, охлажденный без магнитного поля, при отогреве в магнитном поле проходит через максимум намагниченности. При дальнейшем охлаждении образца в том же поле намагниченность монотонно увеличивается. Величина температуры, при которой наблюдается расхождение кривых FC и ZFC, а также температура максимума кривой ZFC уменьшаются с ростом магнитного поля, но эффект сохраняется по крайней мере до 5кЭ. При малых значениях поля (500Э) расхождение кривых FC и ZFC начинается при температуре $\sim 100\text{K}$.

Таким образом, при низкой температуре наблюдается «заморозка» магнитных моментов частиц железа, причем эффективное поле, удерживающее магнитные моменты в «замороженном» состоянии превышает 5кЭ. Заметим, что эта величина на порядок больше поля анизотропии для слоев железа в обычных сверхрешетках.

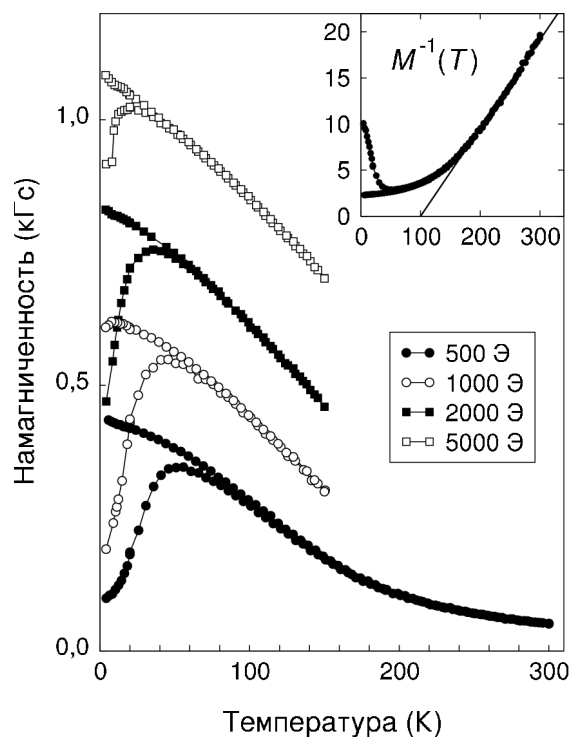


Рис.1 Зависимость намагниченности от температуры после охлаждения образца $[\text{Fe}(2,5\text{\AA})/\text{Cr}(20\text{\AA})]_{30}$ в поле и без поля при разных значениях поля. На вставке приведена зависимость обратной намагниченности от температуры при $H=500$ Э: точки — эксперимент, прямая — закон Кюри-Вейсса.

На рисунке 2 представлены петли гистерезиса для рассматриваемого образца, полученные при температурах 2К, 15К и 30К. Для каждого значения температуры приведены также кривые начального намагничивания, полученные после охлаждения образца в нулевом поле. Характерной особенностью образцов со сверхтонкими слоями железа является выход кривой намагничивания за пределы петли гистерезиса при низких температурах. Как видно из рисунка, при $T=2\text{K}$ (рис. 2а) кривая намагничивания, стартуя из нуля, пересекает петлю гистерезиса и возвращается на нее лишь в полях больше 5кЭ. При увеличении температуры кривая намагничивания имеет тенденцию приближаться к петле. Так при $T=15\text{K}$ (рис. 2б) выход на петлю гистерезиса происходит уже при 3кЭ. Наконец, при $T=30\text{K}$ петля гистерезиса имеет практически обычный для ферромагнитного материала вид.

Вид петель гистерезиса непосредственно связан с наблюдаемыми кривыми FC–ZFC. Величина намагниченности на кривой ZFC соответствует ее величине на кривой начального намагничивания при тех же значениях температуры и поля. На кривой FC намагниченность почти достигает своего значения на петле гистерезиса.

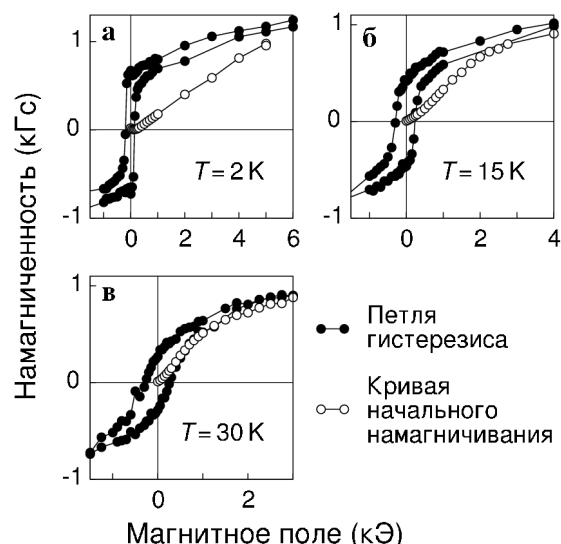


Рис.2 Петли гистерезиса и кривые начального намагничивания, полученные после охлаждения в нулевом поле, для многослойного образца $[\text{Fe}(2,5\text{\AA})/\text{Cr}(20\text{\AA})]_{30}$ при температурах 2 К (а), 15 К (б) и 30 К (в).

Наблюдаемое поведение, возможно, свидетельствует о реализации в системе при низких температурах состояния типа спинового стекла, характеризуемого множественностью локальных минимумов энергии по полной намагниченности. При охлаждении в нулевом поле из суперпарамагнитного состояния система «замораживается» в состоянии с низким значением полной намагниченности. Приложение достаточно большого магнитного поля $\sim 5\text{кЭ}$ переводит систему в состояние с высоким значением намагниченности, после чего система ведет себя подобно обычному ферромагнетику.

- [1] V.V.Ustinov, M.M.Kirillova, I.D.Lobov, L.N.Romashev, V.M.Maevskii, M.A.Milyaev, O.N.Kiseleva, J. Magn. Magn. Mater. **198–199**, 24 (1999)
- [2] В.В.Устинов, Л.Н.Ромашев и др., Сб. трудов НМММ-XVII, Москва, 2000, с. 588.
- [3] A.B.Drovosekov, N.M.Kreines, M.A.Milyaev, L.N.Romashev, V.V.Ustinov, J. Magn. Magn. Mater. **290–291**, 157 (2005)
- [4] A.B.Drovosekov, N.M.Kreines, M.A.Milyaev, L.N.Romashev, V.V.Ustinov, Phys.stat.sol.(c) **3**, No.1, 109 (2006)
- [5] D.T.Pierce, J.Unguris, R.J.Celotta, M.D.Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 290 (1999)
- [6] А.Б.Дровосеков, О.В.Жотикова, Н.М.Крейнес В.Ф.Мещеряков, М.А.Миляев, Л.Н.Ромашев, В.В.Устинов, Д.И.Холин, ЖЭТФ **116**, 1817 (1999)

Вклад различных механизмов в спиновую релаксацию электронов проводимости в кремнии с различным изотопным составом

А.А. Ежевский¹, Д.В. Гусейнов¹, А.В. Сухоруков¹,
Д.В. Хомицкий¹, О.А. Кузнецов¹, А.В. Гусев²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н. Новгород

²Институт химии высокочистых веществ РАН, ул. Тропинина 49, Н. Новгород, Россия

e-mail: ezhevski@phys.unn.ru

Известно, что движение спина в кристалле отличается от движения заряда из-за спин-орбитального и сверхтонкого взаимодействий, приводящих к релаксации спина на фоне релаксации импульса. Знание процессов спиновой релаксации необходимо при проектировании приборов, работающих на спиновых эффектах.

В настоящей работе рассматривается вклад различных механизмов в скорость спиновой релаксации электронов проводимости в кремнии. Особое внимание уделяется механизму, связанному со сверхтонким взаимодействием электронов проводимости с ядрами Si-29, наибольшее значение в который дает Ферми-контактное взаимодействие, определяемое ненулевой плотностью электрона проводимости на ядре. Этот вклад удалось экспериментально определить в настоящей работе из измерений ширины линии спинового резонанса электронов проводимости в кремнии с существенно различным содержанием ядер изотопа Si-29, имеющим отличный от нуля магнитный момент. Исследования проводились на слоях эпитаксиально выращенного монокристаллического моноизотопного кремния на кремниевой подложке природного изотопного состава. Толщина слоя составляла ~12 мкм. Ионной имплантацией слой легировался примесью фосфора (E=100кэВ, D=2·10¹⁴ см⁻²). Для электрической активации примеси и отжига дефектов, слой выдерживался при 1000°С в течение 1 часа. Концентрация фосфора в максимуме распределения после отжига по данным расчета оказалась равной 1·10¹⁹ см⁻³. Были измерены температурные зависимости ширины линии ЭПР электронов проводимости в слое моноизотопного кремния. Для сравнения этих результатов были сделаны измерения на образце с такими же характеристиками, но только с природным содержанием изотопов кремния (Рис.1). Спектр ЭПР электронов проводимости в тонком (~1мкм) слое кремния состоял из одиночной симметричной линии (g=1.9988±0.0005) формы Лоренца, не искаженной эффектом Дайсона. Как видно из рисунка ширина линии в моноизотопном кремнии

меньше чем в природном приблизительно на одну и ту же величину во всем температурном интервале. Разность этих значений определяется вкладом сверхтонкого взаимодействия электрона проводимости с ядрами изотопа ²⁹Si.

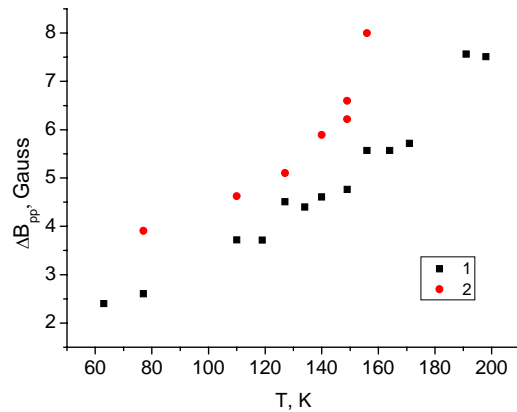


Рис. 1. Температурные зависимости ширины линии ЭПР электронов проводимости в слое моноизотопного кремния – кривая 1 и природного изотопного состава – 2.

Время спиновой релаксации, обусловленной данным механизмом, найденное как $\tau = (\gamma \cdot \Delta H_{hf})^{-1}$, где γ – гиромагнитное отношение для электрона проводимости, оказалось равным ~40 нс. Согласно модели, рассмотренной в работе [1] время релаксации можно представить как

$$T = \frac{\Delta t}{2 \ln(\cos(2a))}, \quad (1)$$

где Δt – время движения электрона от одного магнитного ядра ²⁹Si до другого, $a = \frac{A \delta t}{\hbar}$ – параметр взаимодействия, характеризуемый средним временем взаимодействия δt и сверхтонкой константой A , определяемой Ферми-контактным взаимодействием:

$$A = \frac{8\pi}{3} g_0 \mu_B \mu_N |\Psi(r, t)|^2. \quad (2)$$

Здесь $|\psi(r,t)|^2$ – электронная плотность на ядре, которая выражается через нормализованную блоховскую функцию u_0 , объем элементарной ячейки Ω и объем, занимаемый электронным волновым пакетом, с продольным и поперечным размерами λ и b , соответственно:

$$|\Psi(r,t)|^2 = |u_0|^2 \Omega / (\lambda b^2) \quad (3)$$

Значение электронной плотности $|u_0|^2 = (186 \pm 18)$ в кремнии известно из ДЭЯР измерений [2]. Зная время спиновой релаксации T и время между двумя взаимодействиями Δt можно оценить параметр взаимодействия a , а также сверхтонкую константу A и электронную плотность на ядре. Для электрона, движущегося со средней скоростью 10^7 см/с время Δt в кремнии с природным изотопным составом составляет $5 \cdot 10^{15}$ с. В пленке моноизотопного кремния содержание ядер ^{29}Si было в 50 раз меньше. Поэтому время Δt в моноизотопном кремнии больше, чем в природном кремнии в число раз, равное корню кубическому из отношения концентраций магнитных ядер. Согласно нашим оценкам из эксперимента, параметр a оказался равным $1.8 \cdot 10^{-4}$. Однако другая оценка на основе подстановки в выражение для a выражений (2) и (3) с учетом значения $|u_0|^2$, и исключения параметра $\lambda = v \cdot \Delta t$, дает значение $1.8 \cdot 10^{-5}$. В качестве b бралось значение параметра решетки кремния. Несогласие этих оценок может быть связано либо с заниженным значением электронной плотности на ядре, либо с некорректностью выбранной модели, основанной на классическом движении электрона вдоль траектории. Увеличение плотности на ядре повлечет увеличение константы сверхтонкого взаимодействия. Однако ее значение должно быть ограничено. Она не должна превышать значение константы сверхтонкого взаимодействия в изолированном атоме кремния. Если в качестве размера волнового пакета электрона в кремнии взять значение h/mv , равное $7 \cdot 10^{-7}$ см [3], то электрон в каждый момент времени будет взаимодействовать со многими ядрами. В этом случае модель на наш взгляд нуждается в корректировке.

На Рис. 2 представлены температурные зависимости скорости спиновой релаксации в пленках кремния, имеющих различное содержание изотопа Si-29. Они отражают вклад механизмов в скорость спиновой релаксации, зависящих от температуры. Из общей ширины линии был вычтен вклад, обусловленный сверхтонким взаимодействием, поскольку он не зависит от температуры. Мы интерпретируем полученные результаты в рамках основного

вклада от механизма Эллиота-Яфета. Расчеты показали, что в кремнии из-за преимущественного рассеяния электронов на деформационном

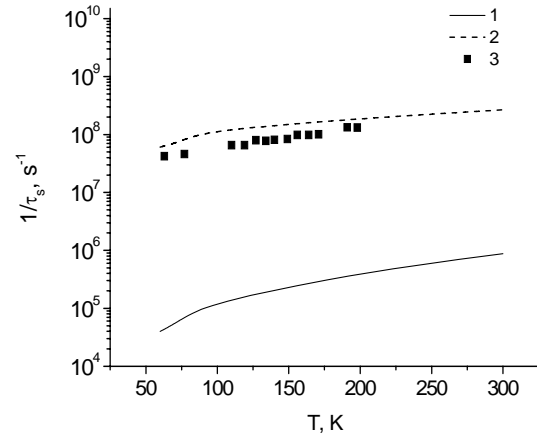


Рис. 1. Температурные зависимости скорости спиновой релаксации электронов проводимости в слое моноизотопного кремния – кривая 1. 2 – расчет по формуле (4), 3 – расчет с помощью выражения из работы [4].

потенциале в данном интервале температур для описания температурных зависимостей следует пользоваться выражением [5]

$$1/\tau_s = 6 \cdot 0.088 \left(\frac{C_2}{C_1} \right)^2 \left(\frac{\lambda}{\Delta E} \right)^2 \left(\frac{k_b T}{\Delta E} \right) \frac{1}{\tau_p}, \quad (4)$$

где C_1 и C_2 – константы деформационных потенциалов для электронов в зоне проводимости и межзонного, соответственно для акустических фононов ($C_1 = 6.5$ эВ и $C_2 = 30$ эВ [3]), λ – параметр спин-орбитальной связи (~ 100 см $^{-1}$), ΔE – расстояние между зонами (4 эВ). При расчетах скоростей релаксации по механизму Эллиота-Яфета на рис. 2 τ_p вычислялись из температурных зависимостей подвижностей приведенных в работе [6], т.к. использование теоретических зависимостей приводило к значительно худшим результатам.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 05-02-16449.

- [1] Y.V.Pershin, Nano letters, **3**, 695-700, (2003).
- [2] W.Kohn, Solid State Physics, **5**, 257-320, (1957)
- [3] J.Bardeen, W. Shockley, Phys.Rev. **80**, 72, (1950)
- [4] I. Zutic, J. Fabia, S. Sarma, Rev. of Modern Phys., **76**, (2004)
- [5] Б.Н.Захарченя, Ф.Майер, Оптическая ориентация, “Наука”, Ленинград, 408 с. (1989)
- [6] J.Yamanouchi, K.Mizuguchi, W.Sasaki, J. Phys. Soc. Jap., **22**, 859-864 (1967)

Анализ тонких слоев магнитных полупроводников на основе Ge:Mn методами рентгеновской фотоэлектронной и Оже-спектроскопии

Ю.А. Данилов^{1,2}, Е.С. Демидов¹, С.Ю. Зубков¹, В.П. Лесников²,
Г.А. Максимов¹, Д.Е. Николичев¹, В.В. Подольский².

¹ Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ

e-mail: zubkov@phys.unn.ru

Тонкие слои германия (кремния) пересыщенные примесями 3d-элементов (Mn, Fe) в процессе импульсного лазерного осаждения проявляют признаки ферромагнитного упорядочения спинов [1], что создает перспективы их применения в спинтронике. Ферромагнетизм в таких слоях при температурах до 400–500 К подтверждается наблюдением ферромагнитного резонанса и магнитооптического эффекта Керра. В гальваномагнитных измерениях характерный для ферромагнетиков аномальный эффект Холла при 77 К ярко выражен для слоев Ge:Mn на подложке GaAs, содержащих 13 ат. % марганца.

Целью данной работы являлось изучение методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и электронной Оже-спектроскопии (ЭОС) химического состава эпитаксиальных слоев германия легированного марганцем.

Образцы для исследования были выращены методом импульсного лазерного осаждения Ge и Mn на подложке из полуизолирующего GaAs в вакууме с давлением остаточных газов 10^{-5} – 10^{-6} при температурах подложки 200–450°C. Для распыления комбинированной вращающейся полупроводниковой (Ge) и металлической (Mn) мишени применялся импульсный лазер на АИГ:Nd с длиной волны излучения 1,06 мкм и энергией импульса 0,2 Дж, длительностью 12 нс [2]. След испарения лазером материалов представляет собой окружность, поэтому соотношение длин дуг распыляемых Ge и Mn определяло уровень легирования выращиваемого слоя. Толщина слоев Ge:Mn составляла 30–60 нм.

Анализ магнитных структур проводился на сверхвысоковакуумной (давление 10^{-11} тор) установке Omicron MultiProbe S, включающей аппаратуру для РФЭС и ЭОС исследований. В методе РФЭС применялся источник характеристического излучения с Mg или Al анодом. Для ЭОС применялся источник электронов с энергий до 5 кэВ. Сепарация фото- и Оже-электронов по энергии осуществлялась полусферическим анализатором. Площадь сбора электронов с поверхности образца составляла 3×3 мм². Регистрация спектра производилась в электроносчетном режиме с помощью вторично-

электронных умножителей. Анализатор энергий работал в режиме постоянной энергии пропускания для получения электронного спектра с постоянным абсолютным разрешением. Постоянная времени регистрации сигнала в каждой точке спектра - 2,5 секунды. При послойном анализе пленку Ge:Mn травили ионами Ar⁺ с энергией 1 кэВ. На поверхности образца ионный пучок имел диаметр 15 мм. Была оценена глубина перемешивания при таких параметрах ионного распыления, - она составила около 2 нм. С учетом геометрии ионного пучка размытие на профилях распределения концентрации по глубине составляло 5–6 нм.

Для определения морфологии поверхности выращенных слоев их топография контролировалась перед спектрометрическими измерениями методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на воздухе с использованием ACM NT-MDT Solver Pro.

В результате исследований были получены данные о химическом состоянии элементов в эпитаксиальных слоях Ge:Mn на различной глубине. Общей закономерностью, как и следовало ожидать, являлся переход от окисленной формы германия и марганца к неокисленному состоянию. При этом, если глубина перехода к неокисленному состоянию для германия составляла около 2,5 нм, когда линия, соответствующая окисленной форме исчезала полностью, то в случае марганца линии, соответствующие окисленному состоянию, и линии элементного марганца начинали сравниться по амплитуде на глубине 5,5 нм, а полное исчезновение линии, относящейся к окисленному состоянию марганца, происходило на глубине 34 нм. Форма линии кислорода являлась подтверждением того, что кислород находился преимущественно в соединении с атомами марганца. Исследование формы линии марганца показало присутствие в образце трех состояний окисления: в глубине пленки Mn₂O₃, и Mn⁰, а в приповерхностном слое MnO₂. По-видимому, кислород является важным фактором в формировании ферромагнитных свойств полученных нами слоев Ge легированных Mn. Это подтверждается различием в ферромагнитных свойствах Ge:Mn структур,

выращенных при разном давлении остаточных газов в вакуумном объеме.

В процессе всего послойного анализа эпитаксиальных слоев проявлялось наличие сигнала от материала подложки, галлия и мышьяка. Вместе с тем, по данным АСМ измерений пленки Ge:Mn были сплошными с шероховатостью около 10-15 нм. Сигнал от элементов подложки может быть связан с перемешивание материалов в вследствие взаимодействия частиц эрозионной лазерной плазмы с подложкой. При этом, из за большей летучести мышьяка РФЭС сигнал от этого элемента был ниже, чем от Ga.

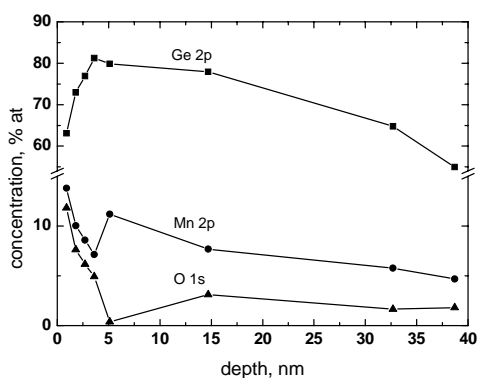


Рис.1 Профиль распределения концентрации германия, марганца и кислорода по глубине пленки Ge:Mn/GaAs

На некоторых образцах в профиле распределения концентрации Mn по глубине выявлены (Рис.1) провалы в приповерхностной

области (4-5 нм), что, по-видимому, связано с процессами сегрегации марганца на поверхности структур.

О взаимодействии атомов основного компонента Ge с примесными атомами марганца можно судить по спектрам РФЭС валентной зоны полупроводника вблизи уровня Ферми. Путем вычитания из полученного спектра вблизи потолка валентной зоны суперпозиции спектров чистых Ge и Mn, измеренных в том же интервале энергий, был получен спектр, показывающий, что плотность состояний в валентной зоне ферромагнитных структур Ge:Mn не является механической смесью двух компонентов германия и марганца.

Исследование химических форм германия, марганца и кислорода может способствовать пониманию механизма возникновения ферромагнетизма в таких структурах и как следствие выявить оптимальные условия роста для создания приборов на основе разбавленных магнитных полупроводников.

Авторы выражают благодарность м.н.с. НОЦ ФТНС ННГУ Савельеву Д.А. за проведение АСМ исследований топографии.

[1] Демидов Е.С., Данилов Ю.А., Подольский В.В., Лесников В.П., Сапожников М.В., Сучков А.И. Письма в ЖЭТФ, Т.83, В.12, С.664-667 (2006).

[2] Данилов Ю.А., Демидов Е.С., Дроздов Ю.Н., Лесников В.П., Подольский В.В. ФТП Т.39, В.1, С.8-12 (2005).

Влияние внешнего магнитного поля на вольтамперные характеристики структуры ферромагнетик-полимер.

Лачинов А.А.^{1,2}, Воробьева Н.В.¹

¹Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН пр. Октября 151, Уфа, Россия, 450075.

²Башкирский Государственный Университет ул. Фрунзе, 32, Уфа, Россия, 450000
e-mail: vnv@anrb.ru

Ранее было обнаружено явление гигантского магнетосопротивления (ГМС) в несимметричной многослойной структуре ферромагнетик – полимер – немагнитный металл [1, 2]. Этот факт сам по себе представляет большой интерес с точки зрения установления физического механизма этого явления, ранее индуцированного с помощью других физических факторов [2-5]. Кроме того, очевидны новые возможности в управлении переносом заряда в органико-неорганических многослойных системах. Однако не понятно, имеет ли это явление отношение к магниторезистивным эффектам типа гигантского магнетосопротивления. В работе [6] было показано, что спин электрона может сохранять свою ориентацию при инжекции электрона из ферромагнитного металла в электропроводящий полимер и при этом имеет достаточно большую длину когерентности. В работе [7] была рассчитана модель спиновой поляризации на гетероструктурах, обладающих инжекционным магнетосопротивлением, а в работе [8] продемонстрирована принципиальная возможность спинового транспорта в органической и полимерной среде и реализации на этой основе спинового вентили.

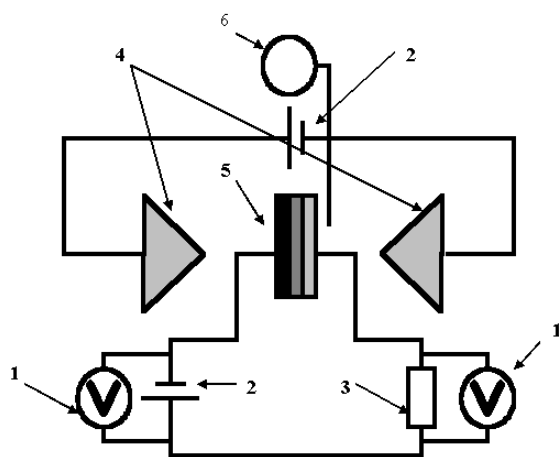


Рис. 1. Блок-схема эксперимента. 1- вольтметры; 2-источники питания; 3-балластное сопротивление; 4- обкладки магнита; 5- измерительная ячейка; 6-измеритель магнитной индукции

Недавно [9] было опубликовано сообщение о наблюдении гигантского инжекционного магнетосопротивления в неорганической системе $\text{SiO}_2(\text{Co})/\text{GaAs}$. Отличительной чертой экспериментальной структуры, исследованной в этой работе, является отсутствие второго ферромагнитного электрода.

В отличие от электропроводящих полимеров с сопряженной системой π -электронов, использованных в работе [8], в работе [1] влияние магнитного поля на транспорт заряда было обнаружено в полимерах с несопряженной системой π -электронов и широкой запрещенной зоной. Особенности данного эффекта были: большое относительное изменение сопротивления $\sim 10^6$ раз, которое носило обратимый характер, небольшие значения магнитного поля, при которых происходил переход, до 180 мТл. При этом измерения проводились при комнатной температуре.

В настоящей работе образец представлял собой многослойную структуру никель – полимер – медь. Полимер из класса полиариленфталидов наносился на никелевую пластину методом центрифугирования. Толщина органического слоя не превышала 1,2 мкм. В качестве магнетика использовалась пластина толщиной $\sim 1,5$ мм, изготовленная из поликристаллического Ni. Ni был выбран в качестве поляризатора спинов инжектированных электронов так, как он является сильным зонным магнетиком, причем по оценке приведенной в [10] в этом магнетике расщепление состояний на поверхности Ферми для электронов с противоположным направлением спинов может достигать очень большой величины $\Delta \sim 1$ эВ. Второй металлический электрод изготавливался методом напыления меди на поверхность полимерной пленки в вакууме. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца.

Явление ГМС в структуре ферромагнетик-электроактивный полимер-немагнитный металл заключается в том, что при достижении магнитного поля определенной величины происходит резкое изменение её сопротивления. Сопротивление изменялось на 6-8 порядков от образца к образцу (рис. 2).

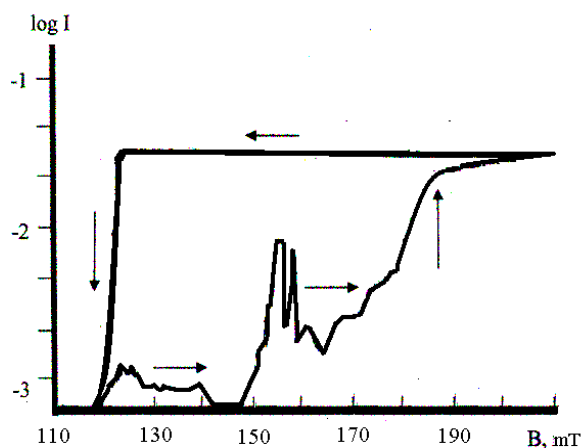


Рис. 2. Зависимость величины тока (в микроамперах), протекающего через образец от приложенного одноосного давления. Стрелками показаны области выбора давления для обеспечения начального сопротивления образца. Знаки «+» и «-» соответствуют знаку получаемого эффекта ГМС

Для выяснения механизма переноса зарядов в многослойной структуре в работе были исследованы вольтамперные характеристики (ВАХ) при различных значениях внешнего магнитного поля. ВАХ измерялись в интервале напряжений от 0 до 10 В и магнитных полей до 350 мТл. Было установлено, что в отсутствие магнитного поля ВАХ нелинейна при малых напряжениях до 0.6 - 0.8 В. При больших напряжениях ВАХ приобретают линейный характер. Область такого перехода можно охарактеризовать неким пороговым значением напряжения ($U_{пор}$). При приложении магнитного поля линейные части вольтамперных характеристик смещаются в сторону больших напряжений, так же наблюдается увеличение значения $U_{пор}$. При противоположном направлении тока зависимость $U_{пор}$ от магнитного поля меняется в меньших пределах. Была установлена асимметричность сигнала относительно направления тока, протекающего через экспериментальную структуру. Это можно объяснить тем, что при различной полярности напряжения инжекция носителей заряда происходит либо из ферромагнетика, либо из немагнитной меди, потому можно говорить о зависимости характера переноса заряда от предварительной поляризации спина носителей заряда. На рисунке 3 представлена такая зависимость, определенная при двух значениях приложенного напряжения $\pm 0,2$ В.

На основе экспериментальных данных предложена модель инжекционного ГМС. Форма, которую приобретает ВАХ в магнитном поле часто наблюдается в системах с участием инжекционного механизма. Полученные в работе результаты можно интерпретировать, как

разновидность инжекционного гигантского магнитосопротивления, потому этот эффект реализуется при наличии одной границы раздела ферромагнетик-электроактивный полимер.

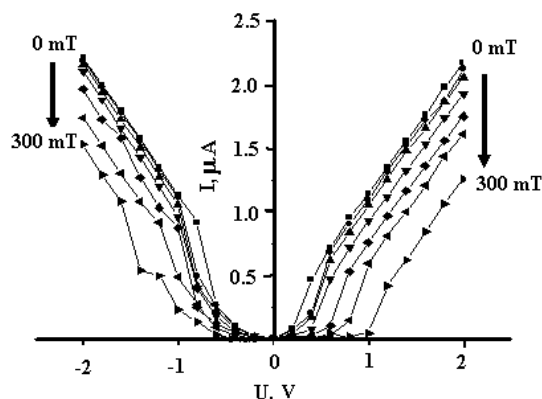


Рис. 3. Вольтамперные характеристики структуры Fe-Ni- полимер-Cu при различных значениях магнитного поля в интервале 0 – 300 мТ. Стрелками указано направление увеличения магнитного поля. Кривые измерены при последовательном изменении магнитного поля с шагом 50 мТ. Знак напряжения соответствует знаку на ферромагнитной подложке.

В связи с выше перечисленными особенностями ГМС можно говорить о возможности дистанционного управления переносом заряда в полимерной среде с помощью магнитного поля при обычных, «комнатных» условиях.

Работа была поддержана грантами РФФИ: № 05-03-34827-МФ, 05-02-17321, Программой Президиума РАН «П-8» и Программой Отделения физических наук РАН «5-ОФ».

- [1]. Воробьева Н.В., Лачинов А.Н., Логинов Б.А. Поверхность, , 5, 22 (2006).
- [2]. Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., Лачинов А.А., Письма в ЖЭТФ, , 84, (11), 720 (2006).
- [3]. Zherebov A.Yu, Lachinov A.N., Synth. Metals 44 99 (1991)
- [4]. Корнилов В.М., Лачинов А.Н., ЖЭТФ 111 (4) 1513 (1997)
- [5]. Лачинов А.Н., Корнилов В.М., Загуренко Т.Г., Жеребов А.Ю., ЖЭТФ 129 (4) 728 (2006)
- [6]. Xie S.J., Ahn K.H, Smith D.L., Bishop A.R., Saxena A., Phys.Rev. B 67 125202 (2003)
- [7]. Lutzev L. V. J. Phys. Cond. Matt. 18 5881 (2006)
- [8]. Xiong Z. H., Di Wu, Vally Vardeny Z., et. al., Nature 427 821 (2004)
- [9]. Луцев Л.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Письма в ЖЭТФ 81 (10) 636 (2005)
- [10]. А.Н. Лачинов, А.Ю. Жеребов, В.М. Корнилов, Письма в ЖЭТФ 52 (2) 742 (1990)

Влияние спиновой поляризации электронов на транспорт зарядов в системе ферромагнетик-электроактивный полимер

Н.В.Воробьева, А.Н.Лачинов

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Пр.Октября 151, Уфа, Россия.

e-mail: lachinov@anrb.ru

В 2002 году в [1] было впервые показано, что спиновая ориентация электронов, инжектированных в органический полупроводник секситиенил (sexithienyl, T_6) может сохраняться при комнатной температуре, по крайней мере, до 200 нм толщины разделяющей прослойки между ферромагнитными электродами. Это гораздо больше 1-2 нм - толщины для туннельного просачивания электронов. Такое увеличение длины свободного пробега по спине в органическом материале связывается, в частности, с подавлением сверхтонкого взаимодействия делокализованными π -орбиталями секситиенила.

Использование в качестве разделяющей прослойки не обычного диэлектрика, а органического транспортного слоя имеет серьезные перспективы. Особенного внимания заслуживают полимеры. Присутствие в слое полимера ловушечных электронных состояний предлагалось использовать для усиления тока, а также для создания элементов памяти [2].

В работе [3] представлены результаты исследования системы ферромагнетик - π -сопряженный полимер – ферромагнетик. Авторы обнаружили разницу между сопротивлением рабочей ячейки с параллельной и антипараллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных электродов, то есть воссоздали классический спиновый вентиль. Однако толщина полимерной разделяющей прослойки в этом вентиле на два порядка превышает толщину реально применяющихся в спинтронике диэлектрических прослоек, прозрачных для туннельного просачивания электронов. Измерения проводились при 11 К, а относительное изменение сопротивления составляло до 40 % при толщине полимерной прослойки 120 нм и 10 % при 160 нм.

Позднее в [4] было показано, что в системе ферромагнетик - несопряженный полимер - немагнитный металл возможно обратимое скачкообразное изменение проводимости системы при воздействии внешнего магнитного поля. При этом величина внешнего магнитного поля может быть относительно невелика – несколько десятков миллитесла, а изменение проводимости достигало нескольких порядков.

Обнаруженное явление было классифицировано, как инжекционное гигантское магнитосопротивление (ИГМС).

В настоящее время одним из принципиальных вопросов является вопрос о роли спиновой поляризации электронов, инжектированных из ферромагнетика в полимерную пленку в ИГМС.

Для выяснения этого вопроса были поставлены два эксперимента:

- было изучено влияние исходной намагниченности ферромагнетика на пороговое значение магнитного поля, при котором происходит резкое изменение электропроводности многослойной структуры

- были изучены условия, при которых происходит исчезновение эффекта ГМС путем введения дополнительных металлических немагнитных слоев из Cu между ферромагнетиком и полимером.

В качестве полимерного транспортного слоя использовалась пленка из полиарилефталата толщиной от 500 до 850 нм. Структурная химическая формула полиарилефталатов представлена на рисунке 1.

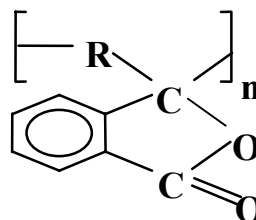


Рис.1 Структурная формула полимеров класса полиарилефталатов. R – различные ариленовые звенья, формирующие скелетную часть макромолекулы.

Полиарилефталаты это полимеры с уникальными электронными свойствами. Прежде всего, их проводимость в тонких слоях обладает высокой чувствительностью к различным малым внешним воздействиям [5]. Например, в них можно индуцировать переход из диэлектрического в высокопроводящее состояние с помощью таких воздействий, как давление, электрическое поле, температура, облучение заряженными частицами и др. Кроме того, полимеры этого класса могут быть эффективными проводниками тока [6].

1. В результате выполнения работы было установлено, что при использовании магнитного поля направленного перпендикулярно поверхности образца величина необходимого для перехода в высокопроводящее состояние сильно зависит от предварительной намагниченности поликристаллического ферромагнетика. Пороговое значение магнитного поля переключения проводимости может уменьшаться от максимального до минимального при увеличении времени предварительной выдержки электродов в магнитном поле до 2 – 2,5 часов. Если же плоскость образца сориентировать вдоль силовых линий, то в этом случае временная зависимость порога переключения не имеет места.

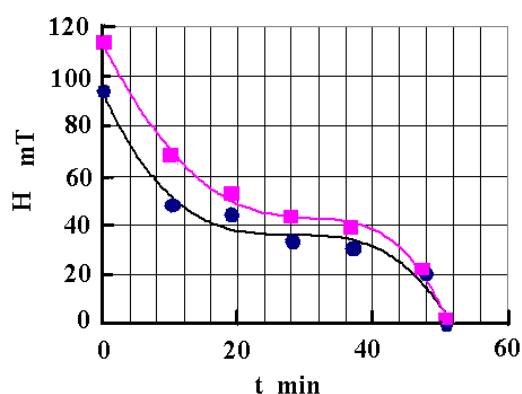


Рис. 2. Зависимость полей включения и выключения рабочей ячейки от суммарного времени выдержки в магнитном поле перпендикулярно плоскости ферромагнитного электрода. Поле выдержки в каждом случае больше поля выключения на 3-5 мТ. кружки - поле выключения ячейки; квадраты – поле включения ячейки. Точки – эксперимент, сплошные линии – расчетная подгоночная кривая (многочлен третьей степени).

Еще Л. Неель [7] отмечал тот факт, что для появления выделенного направления после пребывания в магнитном поле температура должна быть любой выше абсолютного нуля, так как для явления термомагнитного отжига необходимо само наличие тепловых флуктуаций магнитного момента. Математическое описание появления вязкой (зависящей от времени пребывания в магнитном поле) остаточной намагниченности для ансамбля частиц дано в [8]. Для ферромагнитных поликристаллов в [9] и ряде аналогичных работ относительные концентрации зерен с ориентацией магнитного момента параллельно или перпендикулярно внешнему магнитному полю в ненасыщенном состоянии связывают со свободной энергией ферромагнетика многочленом третьей степени. Относительные концентрации зерен, ориентированных вдоль внешнего или внутреннего поля поликристалла используются как параметры порядка в соотношениях из [10].

Эти соотношения представляют собой уравнения баланса частиц в зависимости от времени нахождения системы в состоянии с заданной свободной энергией. Но свободная энергия ферромагнитной подложки определяется величиной приложенного внешнего магнитного поля. Это значит, что внешнее магнитное поле изменяет положение уровня Ферми ферромагнетика [11].

Таким образом, увеличение начальной намагниченности приводит к существенному изменению порогового значения магнитного поля, вызывающего изменение проводимости всей структуры. Минимальное значение порогового значения магнитного поля составило доли миллитесла.

2. Предполагалось, что создание буферных слоев меди между ферромагнетиком и полимерным транспортным слоем должно привести к разрушению спиновой поляризации потока инжектированных электронов. Были изготовлены различные по толщине слои в интервале от 5 нм до 500 нм. Было установлено, что размещение тонких слоев меди между полимерным транспортным слоем и ферромагнетиком приводит к блокировке эффекта ГМС при достижении толщины медной прослойки определенной критической величины.

В докладе подробно обсуждаются результаты этих экспериментов и предлагается объяснение полученных результатов в рамках гипотезы об инжекционной природе ГМС в структуре никель-полимер-медь.

Работа была поддержана грантами РФФИ: № 05-03-34827-МФ, 05-02-17321, Программой Президиума РАН «П-8» и Программой Отделения физических наук РАН «5-ОФ».

1. Dediu V., Murgia M., Maticotta F.C., Taliani C., Barbanera S. *Solid State Comm.*, **22**, 181 (2002).
2. Berashevich Yu. A., Danilyuk A. L., Kholod A. N., Borisenko V. E. *Semiconductors*, **35**, 112 (2001).
3. Xiong Z. H., Di Wu, Vally Vardeny Z., Jing Shi *Nature*, **427**, 821 (2004).
4. Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., Лачинов А.А. Письма в ЖЭТФ, **84**, 720 (2006).
5. Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., УФН, **176**, 1249 (2006).
6. Лачинов А.Н., Корнилов В.М., Загуренко Т.Г., Жеребов А.Ю., ЖЭТФ, 129, 728 (2006).
7. Neel L., *Ann. Geophys.* **4**, 249 (1949).
8. Афремов Л.Л., Панов В.В., *Остаточная намагниченность ультрадисперсных магнетиков*, изд-во Дальневосточного университета, Владивосток (2004) с.25.
9. Марков Г.А., Хон Ю.А., Письма в ЖТФ **27**, 78 (2001).
10. Кернер Б.С., Осипов В.В., УФН **160**, 2 (1990).
11. Nizhankovskii V.I., Zybtev S.G., *Phys. Rev. B* **50**, 1111 (1994).

Некоторые аспекты тестирования магнитных и сегнетоэлектрических структур для энергонезависимой памяти.

В.Ф.Гременок¹, В.С.Меркулов¹, В.Л.Романюк¹, С.А.Сорока², В.С.Цымбал²

¹Объединенный институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ, ул. П.Бровки 19, Минск, Беларусь

²НТЦ «Белмикросистемы», ул. Корженевского, 12, Минск, Беларусь

e-mail: merkul@ifftp.bas-net.by

В настоящее время постоянно растут требования к энергонезависимой оперативной памяти для гражданских нужд и специализированных применений. Это, прежде всего, низкое энергопотребление, высокое быстродействие, надежность, долговечность и радиационная стойкость. Основные сферы использования - системы контроля и безопасности, автоэлектроника, портативные информационные устройства, бытовые приборы.

Энергонезависимая оперативная память может быть реализована, как на ферромагнитных, так и на сегнетоэлектрических материалах. Для хранения бита информации используется соответственно магнитная или электрическая поляризация ячейки памяти. В технике возникли соответствующие аббревиатуры: MRAM - Magnetic random access memory и FRAM - Ferroelectric random access memory. В перспективе MRAM и FRAM смогут заменить традиционную память на полупроводниках (DRAM).

Основу MRAM составляют главным образом магнитные туннельные структуры, в которых разделяющим слоем являются оксиды Al_2O_3 , MgO , $SrTiO_3$ и др. толщиной несколько ангстрем. Решающее влияние на сохранение спиновой поляризации туннельного тока и магнетосопротивление оказывает качество интерфейса, т.е. его шероховатость.

Основой FRAM являются тонкие пленки сегнетоэлектрических материалов с высокими переполяризационными свойствами: $Pb(Zr_{1-x}Ti_x)O_3$ (PZT), висмутсодержащие сегнетоэлектрики $SrBi_2Ta_2O_9$ (SBT), $Bi_4Ti_3O_{12}$ (BIT), $Bi_{4-x/3}Ti_{3-x}Nb_xO_{12}$ (BITN), $Pb(Sc_{1-x}Ta_x)O_3$ и $Ba_{1-x}Sr_xNbO_3$, которые характеризуются высокой скоростью записи, невысокими напряжениями переполяризации и минимальными токами утечки. Пленки SBT отличает высокое количество циклов перезаписи (не менее 10^{14}).

В настоящей работе представлены результаты исследований пленок сложных оксидов SBT и BST ($Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$) на подложках из кремния и плавленого кварца. Из-за сильной реакционной способности кремния к кислороду получение пленок сложных оксидов на кремниевых подложках является сложной задачей. Свойства пленок чувствительны к кристаллическому совершенству и кислородной стехиометрии.

Пленки были получены методом импульсного лазерного напыления из керамических мишеней в разреженной кислородной атмосфере.

Специфичность метода получения пленок с помощью испарения импульсами лазера состоит в возможности эффективного превращения вещества мишени в плазму, атомно-молекулярным составом и степенью ионизации, которой можно в определенной степени управлять. Процесс осаждения пленок происходит в условиях сверхбыстрого поступления на подложку ионов, возбужденных атомов и молекул полностью испаренной небольшой массы вещества мишени.

Структура пленок и их состав исследовались методами рентгенофазового анализа, электронного микроанализа и атомно-силовой микроскопии. Показатель преломления и толщина пленок измерялась методом эллипсометрии. Морфология поверхности полученных пленок исследована с помощью атомно-силового микроскопа NT-206 (Microtestmachines Co.).

На рисунке приведено изображение участка поверхности пленки BST толщиной 200 нм.

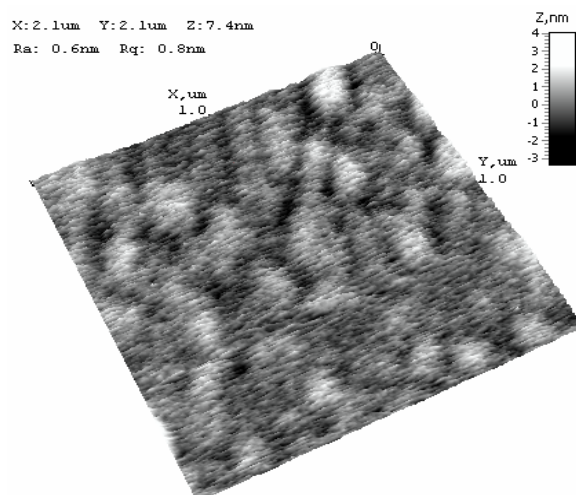


Рис. 1. Объемное изображение поверхности участка пленки BST размером 2x2 мкм.

На основании результатов тестирования пленок был выбран оптимальный режим работы лазера и геометрические параметры установки по напылению.

[1] Chrisey, D.B., Hubler, G.K., Pulsed laser deposition of thin films, John Wiley & Sons, Inc., 648 p., (1994).

Динамические эффекты в ядерно-резонансном брэгговском отражении, влияющие на точность определения коэффициента самодиффузии в периодических $^{56}\text{Fe}/^{57}\text{Fe}$ мультислоях

М.А. Андреева¹, Н.Г. Моница¹, S. Stankov²

¹Московский Государственный Университет им М.В. Ломоносова, Ленинские Горы 1/2, Москва, Россия.

² Европейский источник синхротронного излучения (ESRF), Гренобль, Франция.

Рентгенооптические элементы на основе металлических мультислойных покрытий практически не используются вследствие значительной межслойной диффузии в таких системах. В последние годы ведется работа по исследованию влияния структуры ультратонких металлических пленок на процессы диффузии. В частности, было показано, что диффузия резко уменьшается в эпитаксиальных, а также аморфных металлических мультислоях [1]. В последнем случае это объясняется изменением механизма диффузии – вместо прыжковых заполнений вакансий, в аморфных системах происходит плавное течение некоторых объемов вещества, как в жидкостях. Среди многочисленных методов исследования диффузии особые возможности предоставляет ядерно-резонансное рассеяние, позволяющее исследовать самодиффузию в мультислоях $^{57}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$, используя селективное ядерное рассеяние на изотопе ^{57}Fe [2]. Для периодических мультислоев наиболее простым способом определения коэффициента диффузии является исследование изменения интенсивности брэгговского максимума на кривых отражения рентгеновского излучения или нейтронов под действием дозированного отжига.

В кинематической теории дифракции амплитуда зеркально отраженной волны от плоскостной среды имеет вид

$$R(Q) = \frac{iQ}{4\sin^2\theta} \int \chi(z) \exp(iQz) dz, \quad (1)$$

где $Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\theta$ - вектор рассеяния, θ - угол скольжения, χ - восприимчивость среды, зависящая в нашем случае только от одной координаты z , λ - длина волны излучения.

В случае двухкомпонентной многослойной структуры будем описывать изменение по глубине восприимчивости среды с помощью изменения по глубине концентрации одной из компонент $C(z)$, то есть запишем:

$$\chi(z) = \frac{4\pi}{k^2} N(C(z)f_1 + (1-C(z))f_2), \quad (2)$$

где N - плотность атомов в единице объема, f_1, f_2 - амплитуды рассеяния на атомах первого и второго типа, $k = 2\pi/\lambda$ - волновой вектор.

С учетом периодичности среды константа в (2) при интегрировании пропадает и после выделения интеграла по периоду (1) принимает вид

$$R(Q) = \frac{4\pi i}{Q} N(f_1 - f_2) \int C(z) \exp(iQz) dz = (1 + e^{iQd} + e^{2iQd} + \dots + e^{(K-1)iQd}) * \frac{4\pi i}{Q} N(f_1 - f_2) \int_0^d C(z) \exp(iQz) dz \quad (3)$$

При исследовании процессов диффузии в периодической среде наибольший интерес представляют интенсивности брэгговских максимумов, для которых имеет место условие $2d \sin\theta_m = m\lambda$, векторы рассеяния имеют вид: $Q_m = 2\pi m/d$, а первый множитель в (3) является функцией Лауэ L , одинаковой для брэгговских отражений любого порядка. Амплитуда отражения в этих максимумах имеет вид

$$R(Q_m) = \frac{4\pi i}{Q_m} NL(f_1 - f_2) C_m, \quad (4)$$

где C_m , очевидно, является Фурье компонентой концентрации $C(z)$:

$$C_m = \frac{1}{d} \int_0^d C(z) \exp(iQ_m z) dz. \quad (5)$$

Будем описывать изменение концентрации $C(z)$ в многослойной структуре под действием отжига с помощью одномерного уравнения диффузии:

$$\frac{\partial C(z,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(z,t)}{\partial z^2}, \quad (6)$$

где D - коэффициент диффузии. Это уравнение легко решается, если зависимость $C(z,t)$ является экспоненциальной. Раскладывая начальную концентрацию в периодической среде в ряд Фурье, получаем изменение концентрации от времени отжига

$$C(z,t) = \sum_m C_{m0} \exp\left(-Q_m^2 Dt\right) \exp(-iQ_m z). \quad (7)$$

Эта формула определяет зависимость Фурье компоненты концентрации C_m от Dt и, таким образом, согласно (4), получаем изменение интенсивностей брэгговских максимумов m -го порядка при отражении от среды, в которой

произошла межслойная одномерная диффузия в виде [2]:

$$\ln\left(\frac{I(t)}{I_0}\right) = -\frac{8\pi^2 m^2}{d^2} Dt \quad (8)$$

Очевидно, что этот способ определения коэффициентов диффузии можно использовать, когда применима кинематическая теория дифракции, а именно, когда брэгговские максимумы отражения на рефлектометрической кривой достаточно далеки от критического угла полного внешнего отражения. Вблизи критического угла кинематическая теория не применима. Для анализа влияния динамических эффектов на точность определения коэффициента диффузии мы провели модельный расчет рефлектометрических кривых на длине волны излучения $\lambda = 0,086$ нм для структуры $[\text{Zr}(8 \text{ нм})/\text{Ti}(4 \text{ нм})]_{40}$, с периодом $d=12$ нм на разных этапах отжига (рис.1).

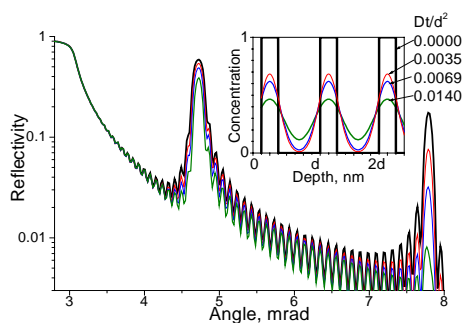


Рис.1 Расчетные кривые рентгеновского отражения для образца, претерпевшего термическую обработку различной длительности. На вставке приведены изменения концентрации Ti по глубине в соответствии с (7), использованные для расчета отражения.

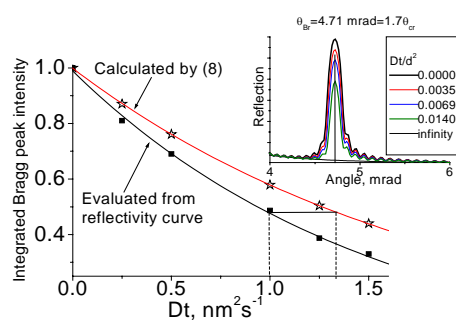


Рис.2 Изменение интегральной интенсивности брэгговского максимума первого порядка под действием диффузии (черные квадратики), и это же изменение, предполагаемое в рамках кинематического приближения (пустые звездочки). Сплошные линии – экспоненциальная аппроксимация точек. Пунктиры отмечают ошибку в определении коэффициента диффузии, возникающую вследствие динамического характера рассеяния. На вставке соответствующий участок кривых отражения из рис.1.

На рис.2 представлен модельный расчет фактического изменения интегральной интенсивности брэгговского максимума первого порядка и предполагаемое по формуле (8). Видно, что ошибка в определении Dt вследствие динамического характера рассеяния может быть значительной для случая, когда брэгговский пик находится достаточно близко к критическому углу.

Кривые ядерно-резонансного отражения имеют свои особенности. Динамический характер рассеяния имеет следствием эффект «ускорения распада» возбужденных ядерных состояний. При этом интенсивность брэгговского максимума на кривой задержанного ядерно-резонансного отражения оказывается зависящей от нескольких дополнительных факторов. Во-первых, ускорение распада уменьшает задержанную интенсивность, регистрируемую в ограниченном временном окне. Во-вторых, диффузия может изменить структуру и фазовый состав резонансных пленок и вызвать существенное изменение мессбауэровского спектра ядерно-резонансного взаимодействия. Изменение резонансного спектра вызывает изменение скорости распада и соответствующее изменение интенсивности брэгговского максимума (рис. 3).

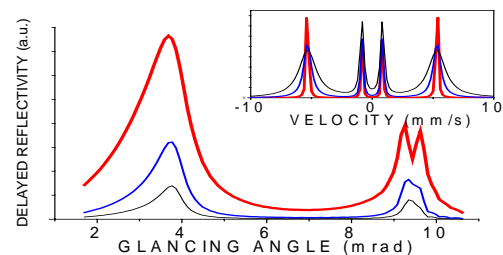


Рис.3 Рассчитанная задержанная ядерно-резонансная кривая отражения для структуры $[\text{}^{57}\text{Fe}(2.5 \text{ нм})/\text{}^{56}\text{Fe}(2.5 \text{ нм})]_{30}$. Изменение интенсивности брэгговского максимума при $\theta=9.5$ мрад вызвано только уширением резонансного спектра, а не изменением концентрации резонансных ядер в слоях.

Рассмотрение динамических эффектов в рентгеновском и ядерно-резонансном рассеянии приводит к заключению, что простейшее выражение (8) имеет ограниченное применение, а корректное определение коэффициентов диффузии предполагает восстановление профиля распределения концентрации компонент по кривым и спектрам отражения.

Работа поддержана РФФИ (№ 05-02-16770).

- [1] Gupta A., Gupta M., Dasannacharya B.A., et al., J. Phys. Soc. Jap., **73**, No 2, 423 (2004).
 [2] Gupta A., Gupta M., Chakravarty S., et al., Phys. Rev. B, **72**, 014207 (2005).

Особенности магнитных свойств многокомпонентных спин-вентилей

А.В. Огнев^{1,2}, Ю.П. Иванов¹, Л.А. Чеботкевич^{1,2}

¹Дальневосточный государственный университет, Владивосток, Россия

²Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

С момента открытия эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) в мультислоях [1] было исследовано достаточно большое количество структур состоящих из чередующихся прослоек магнитных материалов и сплавов (например, Co, Fe, Ru) и немагнитных металлов (например, Cu, Cr, Ru). Основные усилия исследователей были направлены на увеличения величины эффекта ГМС. Наиболее значительные успехи были получены уже в 90-х годов прошлого века, когда величины эффекта ГМС достигли 120 % [2], а количество слоев – 6000 шт. [3]. В дальнейшие работы в этом направлении сводились к вариациям структуры, а также качества получаемых мультислойных пленок. Однако, помимо изменения удельной электропроводности, в структурах с ГМС наблюдается трансформации магнитных свойств, которые вызваны общей причиной – осцилляциями косвенной обменной связи.

В этой работе представлены результаты детального исследования особенностей магнитных свойств (коэрцитивная сила и анизотропия) многослойных пленок (спиновых вентилей Ru/Co₁/Cu/Co₂ и трехслойных Co/Cu/Co) с различным типом косвенного обменного взаимодействия.

Методика эксперимента

Пленки Ru/Co₁/Cu/Co₂ (Ru – Ni₆₃Co₂₅Fe₁₂) и Co/Cu/Co получали магнетронным распылением на постоянном токе в атмосфере рабочего газа Ar. Толщина ферромагнитных слоев Ru и кобальта была равна 4 и 6 нм, соответственно, толщина немагнитной прослойки $d_{Cu} = 0 \div 3$ нм. Тонкий слой Co₁ ($d_{Co1} = 1$ нм) осаждался, чтобы предотвратить перемешивание слоев Cu и Ru. Кристаллическую структуру пленок исследовали методами просвечивающей электронной микроскопии и электронной микродифракции, а шероховатость поверхности – атомной силовой микроскопией. Коэрцитивную силу измеряли индукционным методом на автоматизированном вибрационном магнитометре. Магнитосопротивление измерялось четырехточечным компенсационным методом.

Результаты и обсуждение

Исследуемые в работе многослойные пленки имеют разную структуру, несмотря на это для них характерны некоторые общие закономерности. В частности, при толщинах медной прослойки равных 1,1 и 2,1 нм наблюдается увеличение величины $(\Delta\rho/\rho)$ на кривых зависимости магнитосопротивления от d_{Cu} (рис. 1). Заметим, что если первый

максимум на обеих кривых $(\Delta\rho/\rho)_{\max} = f(d_{Cu})$ при $d_{Cu} = 1$ нм обусловлен косвенной антиферромагнитной (АФМ) связью между слоями, то происхождение второго максимума различное. Так, для Co/Cu/Co пленок он также вызван АФМ связью, в то же время для спин-вентилей второй максимум, который более широкий и находится в диапазоне толщин $2,1 \text{ нм} \leq d_{Cu} \leq 3,0 \text{ нм}$, обусловлен независимым перемагничиванием магнитомягкого (Ru) и магнитожесткого (Co) слоев. В дальнейшем основное внимание будет уделено пленкам именно с большой величиной эффекта магнитосопротивления. В остальных диапазонах толщин свойства многослойных систем аналогичны однослойным пленкам.

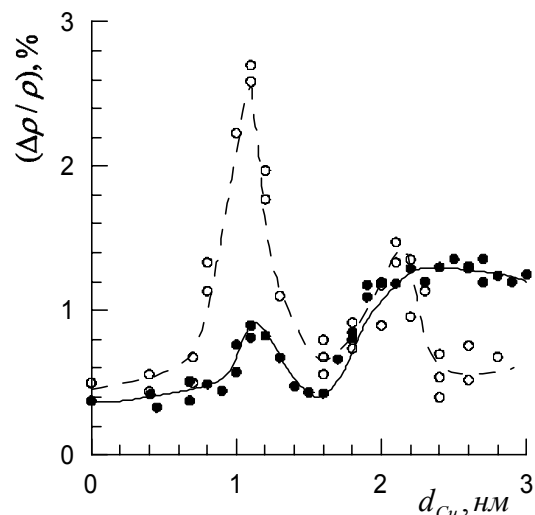


Рис. 1. Зависимость $(\Delta\rho/\rho)_{\max}$ от d_{Cu} для пленок Ru(4 нм)/Co₁(1 нм)/Cu(d_{Cu})/Co₂(6 нм) - ●●● и Co(6 нм)/Cu(d_{Cu})/Co(6 нм) - ○○○.

Известно, что коэрцитивная сила является одним из ключевым параметром, определяющим область применения магнитных материалов. Её величина для поликристаллических пленок обусловлена закреплением доменных стенок (ДС) потенциальным рельефом, создаваемым объемными (границами между зёрнами, разориентацией легких осей кристаллитов) и поверхностными (шероховатостями) неоднородностями. Это неоднородности, удовлетворяющие условию $l \ll \delta$ (l - расстояние между неоднородностями, δ - ширина доменной стенки), составляют коротковолновый, квазинепрерывный рельеф. Расчеты коэрцитивной силы, обусловленные структурными дефектами типа разориентации легких осей кристаллитов, были проведены Ротером [4], Хофманом [5]. Хельзинберг и Кронмюллер [6]. В своих

работах они рассматривали движение гибкой ДС в поле структурных дефектов. Последовательная статистическая теория закрепления гибкой ДС квазинепрерывным распределением структурных дефектов была разработана Ивановым [7]:

$$H_0 = 0,74 \frac{g^{2/3}}{M_S D^{4/3} \gamma^{1/3} \delta^{1/3}}, \quad (1)$$

где M_S - намагниченность насыщения, D - толщина пленки, γ и δ - поверхностная плотность энергии и ширина ДС, соответственно, g - дисперсия силы взаимодействия, рассчитанная на единицу длины ДС. В реальной пленке, где присутствуют различные независимые механизмы закрепления ДС, результирующая дисперсия имеет вид $g = \sum_i g_i$. Суммирование ведется по

типу механизмов закрепления. Согласно закону сложения компонент H_0 , имеем:

$$H_0^{3/2} = \sum_i H_{0i}^{3/2} = H_b^{3/2} + H_K^{3/2} + H_S^{3/2}, \quad (2)$$

где H_b , H_K и H_S - компоненты, обусловленные взаимодействием ДС с границами зерен, хаотически разориентированными кристаллитами и шероховатостями поверхности пленки, соответственно.

При определении коэрцитивной силы многослойных пленок наряду с компонентой H_0 , обусловленной структурными дефектами необходимо учитывать компоненту коэрцитивной силы, обусловленную косвенной обменной связью между ферромагнитными слоями. Занг с соавторами [8] вычислили компоненту коэрцитивной силы, обусловленную связью между ферромагнитным (Ф) и антиферромагнитным (АФ) слоями:

$$H_{ex} \sim \frac{J_S}{M_S d_0^2 d_\phi} \sqrt{\frac{d_0}{L}}, \quad (3)$$

где J_S - средняя энергия связи ближайших соседних Ф и АФ спинов в интерфейсах, (d_0 и d_ϕ - толщина разделяющего слоя и толщина ферромагнитного слоя соответственно, L - размер домен).

Следовательно, в многослойных пленках коэрцитивная сила будет определяться закреплением ДС структурными дефектами и связью между ферромагнитными слоями.

Результаты исследования зависимости коэрцитивной силы от d_{Cu} представлены на рис. 2. Видно, что при d_{Cu} соответствующей 1,1 нм величина коэрцитивной силы максимальна. При $d_{Cu} = 2,1$ нм для пленок Co/Cu/Co наблюдается второй максимум H_c обусловленный АФМ связью. В тоже время для спин-вентилей H_c остается постоянной, что косвенно свидетельствует об отсутствии АФМ между слоями. Это предположение было подтверждено результатами анализа минорных петель магнитосопротивления, выполненного по методике [9].

Для теоретической оценки компонент коэрцитивной силы, обусловленных структурными дефектами, использовали формулы (1, 2, 3).

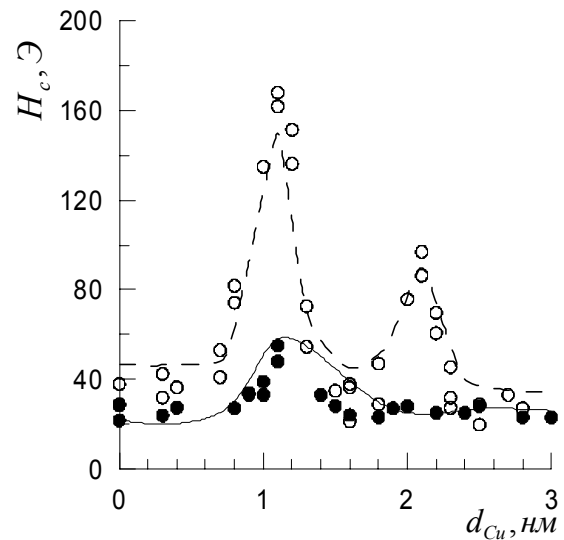


Рис. 2. Зависимость H_c от d_{Cu} для пленок Ru(4 нм)/Co₁(1 нм)/Cu(d_{Cu})/Co₂(6 нм) - ●●● и Co(6 нм)/Cu(d_{Cu})/Co(6 нм) - ○○○. На графике: точки получены экспериментально, кривые - рассчитаны теоретически.

Теоретически оцененные H_c для пленок с АФМ и ФМ связью между слоями Co и Ru приведены на рис. 2. Хорошее согласие теоретически оцененных и экспериментально измеренных значений коэрцитивной силы подтверждает, что коэрцитивная сила многослойных пленок обусловлена структурными дефектами и косвенной обменной связью между ферромагнитными слоями.

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuset, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988).
2. S. S. P. Parkin, Z. G. Li, and D. J. Smith, Appl. Phys. Lett. 58, 2710 (1991).
3. K. D. Bird and M. Schlesinger, J. Electrochem. Soc. 42, L65 (1995).
4. H. Rother. Z. Für Phys. 168, .283 (1962).
5. H. Hoffman. IEEE Trans Magn. Mag. 17 (1973).
6. H.H. Hilzinger, H. Krohmiller. J. Magn. Magn. Matter. 2, 11 (1975).
7. А.А. Иванов, И.В. Лобов, Ю.Д. Воробьев. ФММ. 58, вып.1, 11 (1984).
8. S. Zang, D.V. Dimitrov, G.C. Hadjipanayis, J.W. Cai, C.L. Chien. JMMM . 198, 467 (1999).
9. Lucinski T., Hutten A., Bruckl H., Haitmann S., Hempel T., Reiss G. Magnetoresistance study of Ni₈₀Fe₂₀/Co1/CuAgAu/Co2 asymmetric sandwiches // J. Magn. Magn. Mater. V. 269. P. 78-88 (2004).

Магнитная структура доменов в пленках с низкокоэрцитивными каналами

В.П.Панаэтов

Кабардино –Балкарский госуниверситет, лаборатория нанофизики и нанозондовых методов исследования, г.Нальчик, E –mail: nano@ksu.ru

В работе представлены результаты исследования магнитной структуры доменов в низкокоэрцитивных каналах (НК). Наблюдения проводились на просвечивающем электронном микроскопе УЭМВ -100К с помощью лоренцевой микроскопии. НК получены методом послойного термического напыления в вакууме 10^{-6} рт.ст. Подложками для напыления служили свежие сколы кристаллов *NaCl*. Каналы различной ширины изготавливались в одной и той же пленке. Ширина каналов изменялась от 15 мкм до 5 мкм. Сначала испаряли состав, образующий массив, 50% Co -50% Fe, толщиной 30 нм через трафаретную маску. После напыления первого слоя маска удалялась и производилось напыление второго слоя с составом 83%Ni -17%Fe и толщиной 40 нм. Такая технология получения пленок позволяла получить НК, в которых коэрцитивная сила была в десятки раз меньше, чем в массиве.

На фотографиях изученных структур видно, что в пленках НК шириной 10 -15 мкм домены располагаются вдоль НК. В каналах шириной 5 -8 мкм создаются домены, расположенные поперек (перпендикулярно) оси канала. Причиной такой ориентации доменов при данных условиях (постоянная толщина пленок, состав пленки и т.д.) является влияние магнитных полей рассеяния от краев НК, приводящих к уменьшению магнитостатической энергии структуры. На рисунке 1а показан низкокоэрцитивный канал в котором расположен домен с намагниченностью ориентированной вдоль канала. Боковые стороны домена образованы из границ с поперечными связями. Магнитная энергия полей рассеяния от краев канала уменьшается за счет образования замыкающих краевых доменов, образованных из поперечных связей.

Если поля рассеяния от краев канала не удается скомпенсировать, то возникают поперечные домены. Рис.1б

Подобная магнитная структура доменов образуется в, однослойной Fe-Ni пленке, толщиной 50 нм, в отсутствие НК, когда под действием магнитного поля, приложенного вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН), доменные границы сближаются, ширина домена уменьшается и при некотором расстоянии между доменными границами (ДГ), магнитные поля рассеяния от ДГ начинают перекрываться.

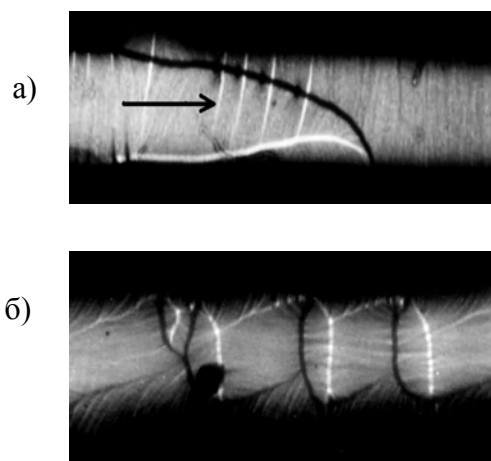


Рис.1

Расположение доменов в низкокоэрцитивных каналах:

- а – домен расположен вдоль канала;
- б – домен расположен поперек канала, ширина НК – 5мкм



Рис.2

Магнитная структура доменов, толщина пленки 50 нм. Состав 85%Ni-17%Fe.

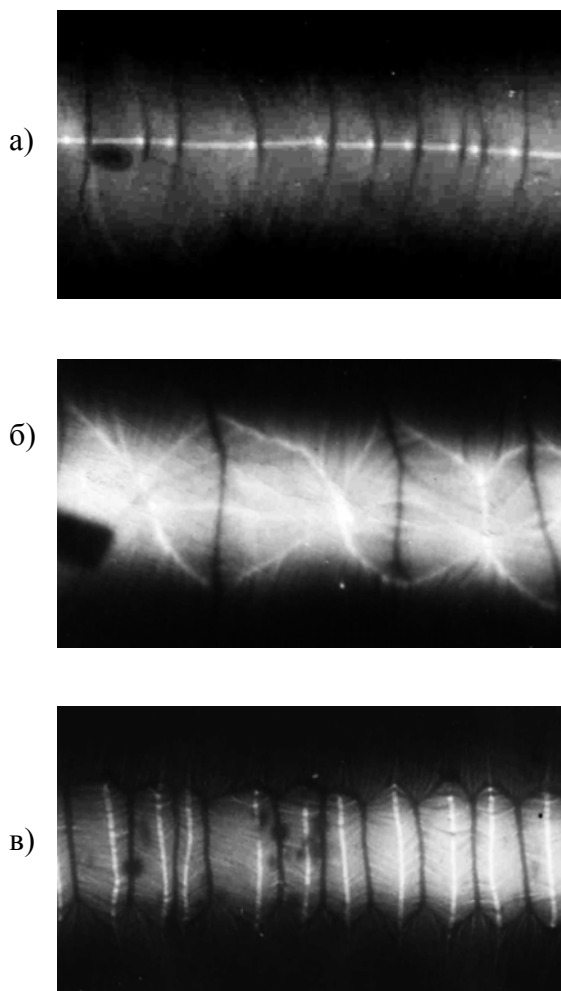


Рис.3

а- ширина НК – 15мкм

б- ширина НК – 10мкм

в- ширина НК – 5мкм

Состав низкокоэрцитивного слоя 83%Ni-17%Fe, толщина 40 нм. Состав второго слоя образующего массив, 50%Co-50%Fe, толщина 30 нм

При расстояниях 30-20 мкм образуется длинный узкий домен, поля рассеяния от доменных границ этого домена образуют систему “мелких доменов”, замыкающих одну доменную границу на другую. “Мелкие” домены образуются за счет замыкания поперечных связей на круговые блоховские линии (рис.2).

Таким образом, получены разные по распределению намагниченности в доменах магнитные структуры, зависящие от ширины НК (рис. 3).

В каналах шириной 5 мкм получены домены, намагниченность в которых расположена перпендикулярно направлению канала. Такие периодические доменные структуры могут быть использованы как регистры памяти.

Дальнейшие исследования в этом направлении связаны с методикой получения более узких НК и наблюдения магнитных структур наноразмерных каналов средствами сканирующей магнитно – силовой микроскопии.

Длинноволновые коллективные возбуждения спинов в магнитных сверхрешетках.

Н.И. Полушкин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105 603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: nip@ipm.sci-nnov.ru

Как известно, периодические системы (сверхрешетки) приобретают новые физические свойства с появлением запрещенных зон в спектре их коллективных возбуждений, когда период структуры кратен половине длины волны возбуждения. Однако, свойства периодических систем являются достаточно интересными также и в длинноволновом пределе, когда период структуры много меньше характерного масштаба неоднородности возбуждения. Тогда, решетка воспринимается волной как однородная, но анизотропная среда. Эта анизотропия -, к примеру, в диэлектрической сверхрешетке - приводит к появлению в ней двойного лучепреломления. Мы находим, что аналог этого оптического явления существует - в магнитных сверхрешетках. Исследуемые нами образцы представляют латеральные структуры в тонких слоях Fe-V с одномерной модуляцией магнитной проницаемости (Рис.1). При измерении частот прецессии, возбуждаемой в структурах сфокусированным лучом фемтосекундного лазера, мы обнаружили (1) существование перехода в спектрах с одно- (“обыкновенная волна”) к двухчастотному (“необыкновенная волна”) режиму в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля (Рис.2); а также, что (2) значения частот в двухчастотном режиме отличаются от тех, что были бы в индивидуальных компонентах решетки с такими же намагниченностями. Чтобы объяснить эти особенности, мы рассчитали собственные частоты модельной системы в приближении эффективной среды. Результаты этих расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными и показывают ключевую роль длинноволновых дипольных полей, подчиняющихся обычным электродинамическим граничным условиям на внутренних интерфейсах в гетероструктурах [1]. Наблюдаемые коллективные эффекты позволяют обсуждать возможности создания новых микроволновых устройств с шириной полосы, управляемой ориентацией внешнего поля.

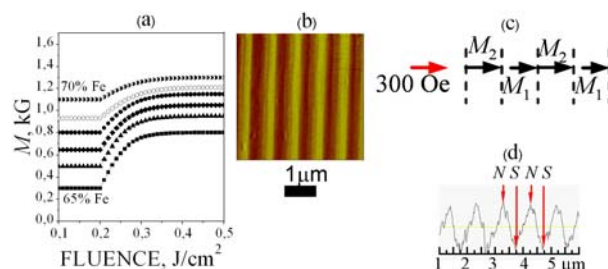


Рис.1 (а) Лазерно-индуцированное увеличение намагниченности в слоях Fe-V. (б) Магнитно-силовое изображение решетки полос, сформированной прямым облучением слоя Fe-V двумя интерферирующими лазерными пучками. (с) Схематическое распределение намагниченностей в решетке в магнитном поле в 300 Э, приложенном *in situ*. (д) Поперечное сечение магнитно-силового отклика в решетке, показывающий отношение ширины полос как расстояние между Северным и Южным полюсами.

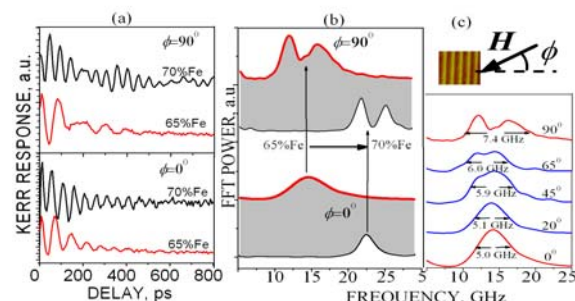


Рис.2 (а) Магнито-оптический отклик Керра структурированных слоев Fe-V как функция временной задержки зондирующего импульса при двух разных направлениях ориентации внешнего магнитного поля H по отношению к полосам, $\phi=90^\circ$ and $\phi=0^\circ$. (б) Соответствующие частотные спектры, полученные преобразованием Фурье, при $\phi=0^\circ$ (нижние кривые) и $\phi=90^\circ$ (верхние кривые). (с) Частотные спектры, полученные при разных значениях ϕ .

[1] N.I. Polushkin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 256401 (2006).

Феноменологическая модель Рашба для расчета спектра электрона на цилиндре

С.С. Савинский

Удмуртский государственный университет, г. Ижевск

e-mail: savinsky@uni.udm.ru

Рассмотрим задачу о квантовых состояниях электрона находящегося на поверхности цилиндра. Если предположить существование локализованных состояний электрона на поверхности цилиндра радиуса R , это может быть достигнуто с помощью узкой цилиндрической потенциальной ямы сосредоточенной вдоль поверхности, то воспользуемся известным приближением «электрон на цилиндре». Спектр электрона в рассматриваемом случае (без учета спина) в статическом магнитном поле направленном вдоль оси цилиндра определится из соотношения

$$E_{m,k} = \frac{\hbar^2}{2m_*R^2} \left(m + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_*}, \quad (1)$$

здесь m_* – эффективная масса электрона,

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка, $\Phi = \pi R^2 B$ –

поток магнитного поля через сечение трубки,

$\Phi_0 = \frac{ch}{|e|}$ – элементарный квант магнитного

потока, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – магнитное квантовое число, $\hbar k$ – продольный импульс электрона. Включение магнитного поля приводит к расщеплению энергетических уровней с заданными магнитными квантовыми числами, уровни с положительными квантовыми числами m поднимаются по энергии, отрицательными – опускаются.

Недостатком рассмотренного приближения является игнорирование спина электрона, спин может быть учтен с помощью уравнения Паули для электрона на поверхности цилиндра. Однако уравнение Паули не учитывает эффекты, связанные со спин–орбитальным взаимодействием и вращение спина при движении электрона по поверхности, эти добавочные слагаемые к уравнению Паули мы феноменологически учтем с помощью модели Рашба.

В этой модели к гамильтониану «электрон на цилиндре» добавляется оператор линейный по матрице Паули и импульсу, представляющий собой смешанное произведение, в которое входит вектор нормали к поверхности цилиндра

$$V = \gamma \mathbf{n} \cdot [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p}], \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\sigma} (\boldsymbol{\sigma}_x, \boldsymbol{\sigma}_y, \boldsymbol{\sigma}_z)$ – матрицы Паули, \mathbf{p} – оператор импульса, \mathbf{n} – локальная нормаль к поверхности цилиндра, γ – феноменологическая кон-

станта спин–орбитального взаимодействия. Раскрывая смешанное произведение, входящее в формулу (2) на цилиндрической поверхности в локальном базисе, нетрудно получить

$\mathbf{n} \cdot [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p}] = \sigma_z p_\varphi - \sigma_\varphi p_z$, где $p_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$ –

оператор импульса вдоль оси цилиндра,

$p_\varphi = -i\hbar \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi}$ – оператор импульса враща-

тельного движения электрона по поверхности

цилиндра, матрица Паули $\boldsymbol{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, а

матрица $\boldsymbol{\sigma}_\varphi$ может быть получена из матриц $\boldsymbol{\sigma}_x$

и $\boldsymbol{\sigma}_y$ при помощи формул преобразования век-

тора из декартовой системы в локальный базис

цилиндрической системы координат

$\boldsymbol{\sigma}_\varphi = -\sigma_x \sin \varphi + \sigma_y \cos \varphi =$

$$= -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \sin \varphi + \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \cos \varphi = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\varphi} \\ ie^{i\varphi} & 0 \end{pmatrix}.$$

Соответственно оператор Гамильтона электрона в модели Рашба на поверхности цилиндра с учетом спина и магнитного поля направленного вдоль оси трубки имеет вид

$$H_0 = \frac{p_z^2 + \left(p_\varphi - \frac{eR}{2c} B \right)^2}{2m_*} + \frac{1}{2} \mu g B \sigma_z + \gamma \left(\sigma_z \left(p_\varphi - \frac{eR}{2c} B \right) - \sigma_\varphi p_z \right),$$

где $\mu = \mu_B \frac{m_0}{m_*}$, m_0 – масса свободного элект-

рона, $\mu_B = \frac{|e|\hbar}{2m_0c}$ – магнетон Бора, c – ско-

рость света, g – эффективный фактор. Второе слагаемое в правой части уравнения является следствием уравнения Паули для электрона в магнитном поле записанном в цилиндрических координатах. В предположении идеальности цилиндрической поверхности соответствующий эффективный фактор нужно положить равным 2, если цилиндрическая поверхность сформирована из вещества, то фактор g может быть произвольным.

Диодный эффект в среде с геликоидальной магнитной структурой

А.А. Фраерман, О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
e-mail: andr@ipm.sci-nnov.ru

Исследование связи спиновых и орбитальных степеней свободы носителей тока в твердых телах представляет большой интерес как с прикладной, так и с фундаментальной точек зрения [1]. Фактически, эти исследования базируются на двух хорошо известных эффектах: 1) спин-орбитальном взаимодействии и 2) эффекте Зеемана.

Зависимость энергии электрона ε в кристалле от его квазиимпульса \vec{k} при наличии спин-орбитального взаимодействия обладает следующим свойством

$$\varepsilon_{\sigma}(\vec{k}) = \varepsilon_{\sigma'}(-\vec{k}), \quad (1)$$

где σ, σ' - различные спиновые состояния.

Если гамильтониан содержит зеемановское слагаемое, то свойства симметрии спектра несколько иные и зависят от распределения магнитного поля в пространстве. Если магнитное поле компланарно (т.е. одна из трех пространственных проекций этого поля равна нулю), то соответствующим поворотом в спиновом пространстве гамильтониан системы может быть преобразован в вещественный, что ведет к существованию симметрии спектра

$$\varepsilon_{\sigma}(\vec{k}) = \varepsilon_{\sigma}(-\vec{k}), \quad (2)$$

Отметим, что в отличие от (1), свойство (2) означает симметричность каждой из ветвей спектра. Если же магнитное поле некомпланарно, то свойства симметрии (1), (2) не выполняются, а зависимость энергии электрона от его квазиимпульса является функцией общего вида. Такое нарушение симметрии спектра носителей тока может проявляться в особенностях транспортных свойств кристаллов в некомпланарном магнитном поле.

В работах [2,3] была рассмотрена задача о движении электронов в мезоскопических кольцах с магнитной структурой. Было показано, что в таких кольцах возникает незатухающий однонаправленный электрический ток, когда распределение намагниченности становится некомпланарным. Величина этого тока пропорциональна степени некомпланарности распределения намагниченности. Отметим, что этот эффект является мезоскопическим. При увеличении радиуса кольца величина тока стремится к нулю даже без учета неупругого рассеяния электронов.

Целью данной работы является исследование возможных следствий нарушения симметрии спектра электронов в макроскопических системах с некомпланарным

распределением намагниченности, а именно изучение возможности наблюдения диодного эффекта в таких средах.

В первой части кратко изложена феноменологическая теория диодного эффекта в среде с магнитной структурой, а во второй части работы рассмотрена микроскопическая модель возникновения диодного эффекта в среде с геликоидальной магнитной структурой.

Рассмотрим среду с распределением намагниченности $\vec{M}(\vec{r})$. Квадратичная по электрическому полю \vec{E} компонента тока $\vec{j}^{(2)}$ определяется формулой

$$j_i^{(2)} = \gamma_{ijk} E_j E_k, \quad (3)$$

где γ_{ijk} - компоненты тензора третьего ранга.

При обращении времени или координат знак тока изменяется на противоположный, поэтому

γ_{ijk} должен содержать произведение нечетного числа компонент вектора намагниченности или их производных по координатам, и при этом число производных по координатам должно быть также нечетное. Будем полагать, что в системе есть только обменное взаимодействие, и нет никаких релятивистских взаимодействий. Обменные силы зависят только от относительных ориентаций спинов, поэтому при одновременном повороте всех спинов системы на одинаковый угол никакие характеристики системы не должны изменяться [4]. Это означает, что выражение для тока должно быть составлено таким образом, что бы магнитные и координатные векторные индексы сворачивались бы каждые только между собой, но не друг с другом [5]. Указанные требования однозначно определяют вид компонент тензора γ .

$$\gamma_{ijk} = \alpha \left(\vec{M}, \left[\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial x_j \partial x_k} \right] \right). \quad (4)$$

α - константа. Очевидно, что тензор γ отличен от нуля, только в случае некомпланарного распределения намагниченности. Если намагниченность лежит всегда в одной плоскости, то диодного эффекта, связанного с магнитной структурой, в среде нет.

Рассмотрим диодный эффект в среде с геликоидальной магнитной структурой, характерной для редкоземельных металлов (таких как гольмий, диспрозий, эрбий) и некоторых сплавов (например, MnSi).

Распределение намагниченности в такой среде описывается формулой

$$\vec{M}(\vec{r}) = (\sqrt{1-m^2} \cos(qz), \sqrt{1-m^2} \sin(qz), m). \quad (5)$$

Подставив (5) в (4) и (3) и предполагая, что электрическое поле E приложено вдоль оси геликоида (оси z) получим

$$j_z^{(2)} = am(1-m^2)q^3 E^2, j_{x,y}^{(2)} = 0. \quad (6)$$

Теперь рассмотрим микроскопическую модель возникновения диодного эффекта в такой среде.

Для описания поведения электронов мы будем использовать (s-d)-модель Вонсовского. В рамках этой модели взаимодействие s-электрона проводимости с магнитным полем, создаваемым локализованными d-электронами, описывается слагаемым $J(\hat{\sigma}\vec{M})$, где $\hat{\sigma}$ – вектор матриц Паули. Под J понимается эффективная обменная константа. Взаимодействие электронов проводимости с кристаллической решеткой мы учитывать не будем, предполагая, что электроны могут быть описаны в рамках приближения эффективной массы. Спектр электронов в геликоидальном магнитном поле описывается в этом случае формулой [6]

$$\begin{aligned} \varepsilon^\pm(\vec{k}) &= k_x^2 + k_y^2 + \varepsilon^\pm_z(k_z) = \\ &= k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 + \frac{q^2}{4} \pm \sqrt{q^2 k_z^2 + J^2 - 2Jmqk_z}, \end{aligned} \quad (7)$$

где \vec{k} – квазиимпульс электрона. Спектр имеет две ветки, идентифицируемые верхним индексом, и соответствующие различным спиновым состояниям частицы. Из (7) следует, что при $qm(1-m^2) \neq 0$ спектр является несимметричной функцией волнового числа k_z (Рис. 1б). Данный факт является следствием неинвариантности уравнения Шредингера, описывающего поведение электрона в некомпланарной геликоидальной магнитной структуре, по отношению к инверсии системы координат и комплексному сопряжению.

Рассчитаем ток, текущий в однородной среде с геликоидальной магнитной структурой при приложении электрического поля E вдоль оси спирали. Для того, что бы найти ток,

необходимо вычислить функцию распределения электронов проводимости по скоростям $f^\pm(\vec{k})$ (верхний индекс определяет ветку спектра электронов), которая подчиняется стационарному уравнению Больцмана вида

$$-eE \frac{\partial f^\pm(\vec{k})}{\partial k_z} = \frac{f^\pm(\vec{k}) - f_0(\vec{k})}{\tau}, \quad (8)$$

здесь e – заряд электрона, τ – время релаксации функции распределения к фермиевской функции $f_0(\vec{k})$.

Квадратичная по электрическому полю компонента тока определяется выражением

$$j_z^{(2)} = \frac{3\sqrt{2}}{8\pi^2} e \frac{e^2 \tau^2}{m_e^{3/2}} \frac{\sqrt{\varepsilon_f}}{J} m(1-m^2)q^3 E^2, \quad (9)$$

где m_e – эффективная масса электрона, а ε_f – энергия Ферми. Структура выражения (9) совпадает со структурой (6). Таким образом, данная микроскопическая модель подтверждает вывод феноменологической теории о том, что в среде с некомпланарным распределением намагниченности может возникать диодный эффект.

Авторы выражают благодарность М.В. Сапожникову и В.Я. Алешкину за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при поддержке грантов ИНТАС 03-51-4778 и РФФИ 07-02-01321-а

- [1] I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004)
- [2] D. Loss, P. Goldbart, A.V. Balatsky, Phys. Rev. Lett. **65**, 1655 (1990)
- [3] G. Tataru, H. Kohno, Phys. Rev. B, **67**, 113316 (2003)
- [4] А.Ф. Андреев, В.И. Марченко, УФН, **130**, 1, 39 (1980)
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теоретическая физика, т. 8, М. “Наука”, 1982 г.
- [6] M. Calvo, Phys. Rev. B **19**, 5507 (1978)

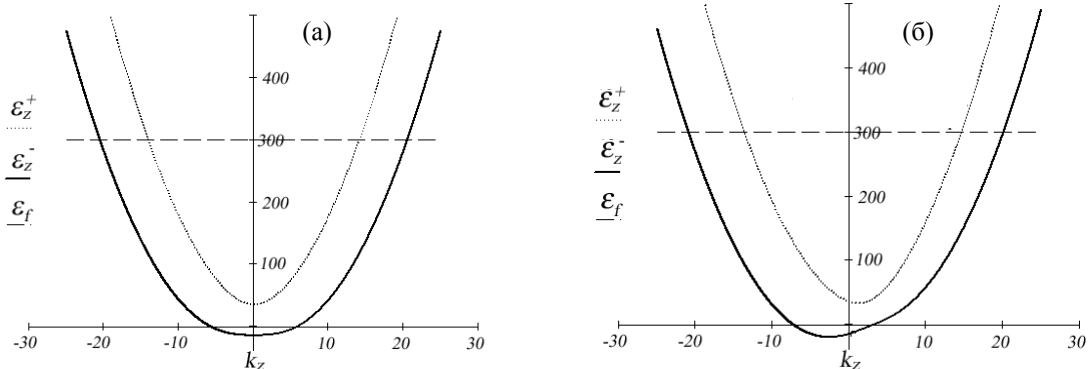


Рис. 1. Спектр электронов в среде с геликоидальной магнитной структурой. (а) – компланарное распределение намагниченности, (б) – некомпланарное распределение намагниченности

Фотогальванический эффект в некомпланарных магнитных системах

А.А. Фраерман, О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

e-mail: andr@ipm.sci-nnov.ru

Фотогальванический эффект заключается в возникновении постоянного тока в кристаллах под действием света [1]. В частности, фотогальванический эффект наблюдается в средах со спиновым расщеплением, обусловленным спин-орбитальным взаимодействием [2,3]. В данной работе, рассмотрена феноменологическая теория фотогальванического эффекта, возникающего в неоднородных магнитных системах из-за обменного взаимодействия между электронами.

Рассмотрим среду с распределением намагниченности $\vec{M}(\vec{r})$. Квадратичная по электрическому полю \vec{E} компонента тока \vec{j} определяется формулой

$$j_i = \lambda_{ijk}(\omega) E_j E_k^*, \quad (1)$$

где E_j – компоненты переменного электрического поля, знак * означает комплексное сопряжение, ω – частота изменения поля, λ_{ijk} – тензор третьего ранга, характеризующий свойства среды и зависящий от распределения намагниченности. Так как ток предполагается постоянным, то выражение (1) можно представить в виде [1]

$$j_i = \lambda_{ijk}^s E_j E_k^* + i \lambda_{il}^{as} [\vec{E} \times \vec{E}^*]_l, \quad (2)$$

где λ_{ijk}^s – действительная часть тензора λ . Мнимая часть тензора λ антисимметрична по индексам j и k и может быть записана в виде $\lambda_{il}^{as} \varepsilon_{ljk}$, ε_{ljk} – тензор Леви-Чивита. Согласно терминологии, введенной в [1], первое слагаемое описывает линейный, а второе – циркулярный фототок.

При обращении времени или координат знак тока изменяется на противоположный, поэтому тензор линейного фототока λ_{ijk}^s должен содержать произведение нечетного числа компонент вектора намагниченности или их производных по координатам, при этом число производных по координатам должно быть также нечетное. Будем полагать, что в системе есть только обменное взаимодействие, и нет никаких релятивистских взаимодействий. Обменные силы зависят от относительных ориентаций спинов, поэтому при одновременном повороте всех спинов системы на одинаковый

угол никакие характеристики системы не должны изменяться [4]. Это означает, что выражение для тока должно быть составлено таким образом, чтобы магнитные и координатные векторные индексы сворачивались каждые только между собой, но не друг с другом [5]. Указанные требования однозначно определяют вид линейного фототока

$$j_i = \alpha \left(\vec{M}, \left[\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i} \times \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial x_j \partial x_k} \right] \right) E_j E_k^*. \quad (3)$$

α – константа. Тензор λ_{ijk}^s отличен от нуля, только в случае некомпланарного распределения намагниченности. Действительно, выражение в круглых скобках представляет собой смешанное произведение векторов намагниченности в трех ближайших точках $\vec{M}(\vec{r}_1) [\vec{M}(\vec{r}_2) \times \vec{M}(\vec{r}_3)]$, которое равно нулю в случае компланарного распределения намагниченности.

Тензор циркулярного фототока λ_{il}^{as} меняет знак при пространственной инверсии и не меняет знака при обращении времени. Это означает, что его можно построить как произведение четного числа компонент вектора намагниченности или их производных по координатам, при этом число производных по координатам должно быть нечетное. В изотропной среде тензор циркулярного фототока имеет вид

$$\lambda_{il}^{as} = \beta (\vec{M}, \text{rot} \vec{M}) \delta_{il}, \quad (4)$$

где δ_{il} – единичный тензор. Из (4) следует, что в отличие от линейного фототока (3), циркулярный фототок не может быть обусловлен обменным взаимодействием, т.к. выражение (4) не инвариантно относительно вращения вектора магнитного момента.

В качестве примера рассчитаем фототок в среде с геликоидальной магнитной структурой, характерной для редкоземельных металлов [6] и некоторых сплавов [7]. Распределение намагниченности в такой среде описывается формулой

$$\vec{M}(\vec{r}) = (\sqrt{1-m^2} \cos(qz), \sqrt{1-m^2} \sin(qz), m). \quad (5)$$

Подставив (5) в (3), получим, что при воздействии линейно поляризованного (вдоль

оси геликоида) электромагнитного излучения в среде течет постоянный ток

$$j_z = \alpha m(1 - m^2) q^3 E_z^2. \quad (6)$$

Направление линейного фототока определяется киральностью геликоида (знаком q) и направлением z -компоненты намагниченности m . Подставляя (5) в (4) получим, что в геликоидальных магнетиках может наблюдаться фототок «необменной» природы при воздействии циркулярно поляризованного излучения

$$j_z = \beta(1 - m^2) q E_{\otimes}^2, \quad (7)$$

где E_{\otimes} - амплитуда циркулярно поляризованной волны. Направление этого тока изменяется при изменении «левой» поляризации электромагнитного излучения на «правую».

Микроскопической причиной возникновения линейного фототока (3) является

нарушение Крамерсовской симметрии в некомпланарных магнитных системах [8].

Авторы выражают благодарность участникам семинара по физике твердого тела ИФМ РАН за стимулирующие обсуждения. Работа выполнена при поддержке грантов ИНТАС 03-51-4778 и РФФИ 07-02-01321-а.

- [1] В.И. Белиничер, В.И. Стурман, УФН, т.130, вып.3, с.416-457, 1980.
- [2] Е.Л. Ивченко, Г.Е.Пикус, Письма в ЖЭТФ, 27, 640, 1978.
- [3] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov et al, Nature, 417, 153, 2002.
- [4] А.Ф. Андреев, В.И. Марченко, УФН, **130**, 1, 39 (1980)
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теоретическая физика, т. 8, М. "Наука", 1982 г.
- [6] W.C. Koehler, J.W. Cable, M.K. Wilkinson and E.O. Wollan, Phys. Rev. **151**, 414 (1966)
- [7] Y. Ishikawa, G. Shirane, J. A. Tarvin et al., Phys. Rev. B **16**, 4956 (1977)
- [8]. О.Г. Удалов, А.А. Фраерман, материалы симпозиума «Физика наноструктур и наноэлектроника», 2007.

Спиновая фильтрация при рассеянии на сверхрешетке со спин-орбитальным взаимодействием

Д.В. Хомицкий

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail: khomitsky@phys.unn.ru

В последние годы наблюдается значительный интерес к разделу физики наноструктур, связанному с управлением спиновыми степенями свободы носителей заряда и называемому спинтроникой [1]. Ситуация, в которой спином можно управлять без приложения внешнего магнитного поля, может быть реализована в системах, где существенную роль играет спин-орбитальное (СО) взаимодействие. Квантовые состояния и транспортные свойства наноструктур с СО взаимодействием изучались для разнообразных объектов, в том числе для квазиодномерных периодических структур [2]. В нашей недавней работе [3] была рассмотрена система, содержащая двумерный электронный газ (2DEG) с СО взаимодействием и одномерным (1D) периодическим электростатическим потенциалом, создаваемым затвором на поверхности структуры. Был рассмотрен зонный энергетический спектр, блоховские спиноры и спиновая поляризация в зоне Бриллюэна сверхрешетки.

В данной работе рассматривается задача рассеяния в 2DEG с гамильтонианом Рашбы

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \alpha(\hat{\sigma}_x \hat{p}_y - \hat{\sigma}_y \hat{p}_x) \quad (1)$$

на границе однородного полупространства и 1D полубесконечной сверхрешетки (Рис. 1).

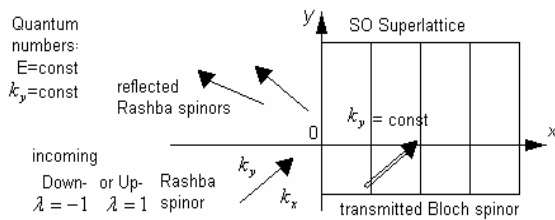


Рис.1. Рассеяние на границе однородного полупространства (слева) и периодической сверхрешетки (справа) со спин-орбитальным взаимодействием.

Спектр гамильтониана Рашбы содержит две ветви

$$E_\lambda^R(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \lambda \alpha k, \quad (2)$$

где $\lambda = \pm 1$, а собственная функция имеет вид двухкомпонентного спинора

$$\psi_{k\lambda} = \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\theta = \text{Arg}[k_y - ik_x]$. В сверхрешетке с периодом a с помощью приложения внешнего электрического поля может быть создан периодический потенциал, который в первом приближении можно представить как $V(x) = V_0 \cos 2\pi x/a$. Параметры электронного газа в структуре на основе InAs характеризуется эффективной массой $m = 0.036 m_0$ и одним из наиболее высоких значений параметра Рашбы $\alpha = 3 \cdot 10^{-11} \text{ eV} \cdot \text{m}$ для электронных концентраций $n_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [4]. Энергетический спектр в сверхрешетке имеет зонный характер с одномерной зоной Бриллюэна $-\pi/a \leq k_x \leq \pi/a$, а волновые функции гамильтониана $\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x)$ представляют собой двухкомпонентные блоховские спиноры

$$\psi_{\mathbf{k}} = \sum_{n\lambda} a_{n\lambda}(\mathbf{k}) \psi_{n\lambda}, \quad (4)$$

где $\psi_{n\lambda}$ есть функции (3) с заменой $k_x \rightarrow k_x + 2\pi n/a$. На Рис.2 показан пример спектра в двух низших энергетических зонах для амплитуды периодического потенциала $V_0 = 2 \text{ meV}$ и периода сверхрешетки $a = 60 \text{ nm}$.

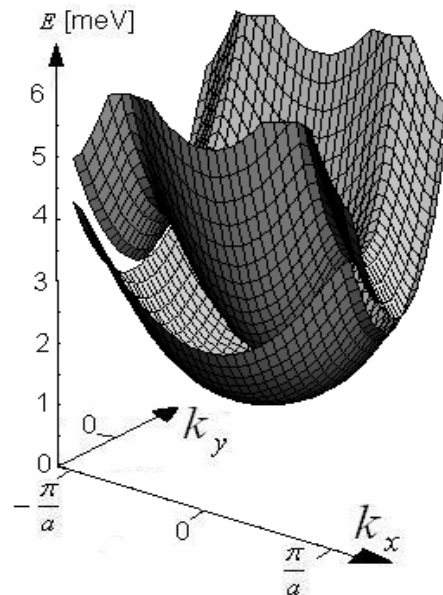


Рис.2. Энергетический спектр двух низших энергетических зон сверхрешетки со спин-орбитальным взаимодействием.

Задача о рассеянии квантового состояния гамильтониана Рашбы на границе со сверхрешёткой решается в предположении упругого рассеяния на границе $x=0$, когда сохраняется энергия налетающей волны и проекция импульса k_y , поскольку структура однородна вдоль y (см. Рис.1). В силу того, что данной энергии отвечают две ветви спектра гамильтониана (1), волновая функция слева от границы будет иметь вид

$$\psi(x < 0) = \psi_{\pm} + r_+ \psi_+ + r_- \psi_-, \quad (5)$$

где ψ_{\pm} есть набегающее квантовое состояние, представляющее собой собственную функцию (3) гамильтониана (1), а коэффициенты $r_{1,2}$ определяют отражённую волновую функцию, являющуюся линейной комбинацией функций вида (3). Справа от границы в сверхрешётке волновая функция также является линейной комбинацией собственных функций, на этот раз блоховских функций вида (4):

$$\psi(x > 0) = \sum_i c_i \psi_i. \quad (6)$$

Коэффициенты $r_{1,2}$ и c_i находятся из граничных условий при $x=0$, описывающих непрерывность волновой функции и скорости:

$$\begin{aligned} \psi(x=0-) &= \psi(x=0+), \\ \hat{v}_x \psi(x=0-) &= \hat{v}_x \psi(x=0+), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\hat{v}_x = \hat{p}_x/m - \alpha \hat{\sigma}_y$. Таким образом, задача сводится к решению системы неоднородных линейных уравнений на коэффициенты r_i, c_i . В результате решения этой системы становится известно прошедшее в сверхрешётку квантовое состояние (6), знание которого позволяет рассчитать различные физически интересные характеристики рассеяния. Такими величинами, представляющими интерес для спинтроники, в частности, являются спиновая плотность

$$S_{ik}(x, y) = \psi_k^+ \hat{\sigma}_i \psi_k \quad (8)$$

и среднее значения спина в данном квантовом состоянии, т.е. спиновая поляризация

$$\sigma_i(\mathbf{k}) = \langle \psi_k | \hat{\sigma}_i | \psi_k \rangle. \quad (9)$$

На Рис.3. показано распределение спиновой поляризации (9) на плоскости параметров (k_x, k_y) , определяющих начальное набегающее на границу состояние ψ_{\pm} , при этом Рис.3а соответствует начальному состоянию на нижней ветви спектра (2), а Рис.3б – на верхней ветви. В силу того, что при данных квантовых числах E и k_y в спектре сверхрешётки может образоваться щель при всех значениях $-\pi/a \leq k_x \leq \pi/a$, некоторым точкам (k_x, k_y)

соответствует область запрещённых энергий на Рис.1, т.е. им при $x > 0$ не отвечает ни одна блоховская функция вида (4). Таким исходным функциям отвечают локализованные состояния в сверхрешётке, что показано чёрными кружками на Рис.3. Отметим, что данная ситуация аналогична явлению полного внутреннего отражения в задаче спиновой оптике [5]. Следует отметить, что области локализованных стояний группируются преимущественно вдоль границ зоны Бриллюэна $k_x = \pi n/a$, где щели в спектре выражены наиболее ярко. На Рис.3 можно видеть, что для данного значения энергии Ферми (дуги окружности 1,2,3) вдоль направлений (k_x, k_y) , отмеченных стрелками, наблюдается прохождение только для одной компоненты спина. Действительно, для данного значения $E = E_F$ и данного (k_x, k_y) состояние одной из ветвей спектра (2) (нижней ветви, Рис.3а) попадает в область локализованных состояний (чёрные кружки), а состояние второй ветви (2) (верхней ветви, Рис.3б) имеет энергию в разрешённой зоне. Можно сделать вывод, что таким образом при рассеянии на сверхрешётке реализуется спиновая фильтрация [6].

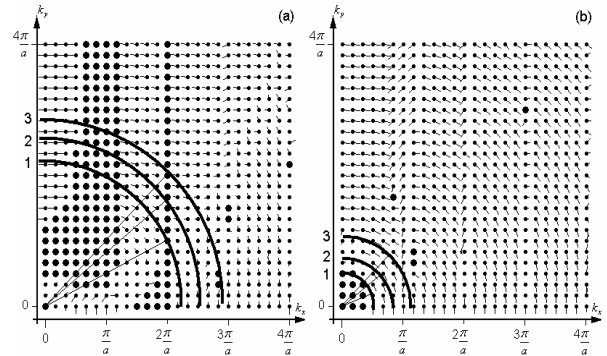


Рис.3. Векторное поле средних значений проекций спина (9) для прошедшего (стрелки) и локализованного (черные кружки) состояния при рассеянии на сверхрешётке с SO-взаимодействием, показанное как функция компонент импульса налетающей волны для (а) нижней и (б) верхней ветви спектра (2).

Работа выполнена при поддержке программ РНП Минобразования, Фонда РФФИ, Фонда CRDF, а также Фонда «Династия».

- [1] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [2] X.F. Wang, Phys. Rev. B **69**, 035302 (2004).
- [3] V.Ya. Demikhovskii, D.V. Khomitsky, Письма в ЖЭТФ, т.83, вып.8, с.399 (2006).
- [4] D. Grundler, Phys. Rev. Lett. **84**, 6074 (2000).
- [5] M. Khodas, A. Shekhter, and A.M. Finkel'stein, Phys. Rev. Lett. **92**, 086602 (2004).
- [6] D.V. Khomitsky, cond-mat/0610657.

Исследование материалов спинтроники методами рентгеновской диагностики

Э.М. Пашаев¹, И.А. Субботин^{2,3}, М.А. Чуев^{4,1}, М.В. Ковальчук¹, В.В. Квардаков¹, А.А. Зайцев², П.Г. Медведев⁴, Б.Н. Звонков⁵, Ю.А. Данилов⁵

¹ РНЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, Россия

² Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), пр-кт Вернадского, 78, Москва, Россия

³ Институт кристаллографии РАН, Ленинский просп., 59, Москва, Россия

⁴ Физико-технологический институт РАН, Нахимовский просп., 36-1, Москва, Россия

⁵ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия
e-mail: el@kcsr.kiae.ru

Исследования магнитных явлений в разбавленных магнитных полупроводниках (РМП), содержащие до 10% магнитной примеси, являются одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений в физике твердого тела. Основные усилия при исследовании таких двумерных РМП структур были сосредоточены, естественно, на фиксации проявлений магнитного упорядочения в их транспортных свойствах, и существенно меньшее внимание уделялось исследованиям структурных особенностей этих объектов, и, прежде всего, присущего РМП беспорядка.

В настоящей работе методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и прецизионной рентгеновской рефлектометрии как раз и были исследованы структурные характеристики РМП GaAs/InGaAs с δ -слоем Mn, отделенным от квантовой ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.1-0.2$, толщиной $L=10$ нм) спейсерным слоем GaAs (толщиной 3 нм), выращенные по методу МОС-гидридной эпитаксии.

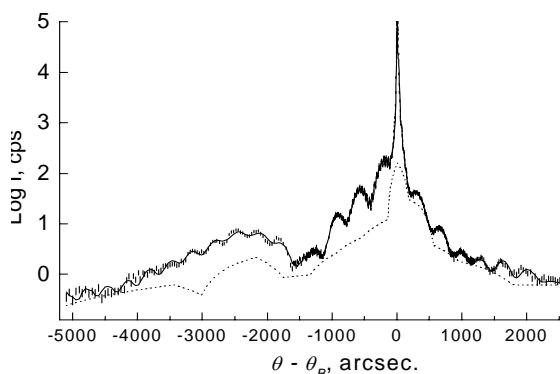


Рис. 1. Экспериментальная (штрихи) и теоретическая КДО (сплошная линия), $\chi^2=1.45$. Точки показывают вклад некогерентного диффузного фона.

Рентгеновские исследования проводились на двухкристальном рентгеновском спектрометре с использованием $\text{CuK}_{\alpha 1}$ излучения [1]. На рис. 1 показана типичная кривая дифракционного отражения (КДО), которая демонстрирует увеличенную интенсивность «хвостов» КДО со стороны

углов, меньших точного угла Брэгга θ_B , что соответствует увеличенному параметру решетки в квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Помимо этого, наличие тонких слоев с резко выраженными границами предопределяет появление большого числа осцилляций на КДО в широком угловом диапазоне порядка десятка тысяч угловых секунд, обусловленных, главным образом, когерентным сдвигом относительно подложки атомных плоскостей верхнего, достаточно толстого слоя GaAs за счет находящейся между ними тонкой квантовой ямы. Наличие такого сдвига приводит к появлению дополнительной разности фаз между амплитудами рассеяния рентгеновских лучей от верхнего слоя и от подложки [2]:

$$\Phi_D \propto \frac{\Delta a_{\perp}}{a} L, \quad (1)$$

где $\Delta a_{\perp}/a$ – относительное изменение параметра кристаллической решетки в перпендикулярном отражающим плоскостям направлении.

Анализ КДО на рис. 1 и ей подобных в рамках стандартного метода χ^2 позволяет относительно легко фиксировать не только параметры основных, задаваемых по технологии слоев структуры, но и характеристики границ раздела между ними [3]. При этом, параметры $\Delta a_{\perp}/a$ и L самой квантовой ямы определяются достаточно хорошо в силу наличия на КДО широкого брэгговского пика от этого слоя. Однако, очень тонкие слои Mn и границы раздела дают вклад в КДО только в виде фазы типа (1), так что параметры $\Delta a_{\perp}/a$ и L для этих слоев сильно коррелируют, и одновременно их определить нельзя. В частности, КДО на рис. 1 одинаково хорошо может быть описана в рамках двух физически различных моделей структуры, показанных на рис. 2. Как видно из этого рисунка, первая модель фактически соответствует технологическим параметрам, когда атомы Mn сосредоточены в очень узком δ -слое, тогда как вторая модель отражает диффузию атомов Mn в спейсер-слой. Для устранения подобной неоднозначности необходимо привлекать дополнительные методы структурной диагностики.

Специфика исследованных структур заключается в том, что относительная разность электронных плотностей матрицы GaAs и квантовой ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ составляет доли процента, тогда как электронная плотность GaAs приблизительно в два раза отличается от соответствующего значения для Mn. Именно это обстоятельство и позволяет извлекать более детальную информацию о структуре δ -слоев в исследованных образцах методом рентгеновской рефлектометрии, поскольку амплитуда зеркального отражения определяется главным образом распределением электронной плотности по глубине исследуемой структуры.

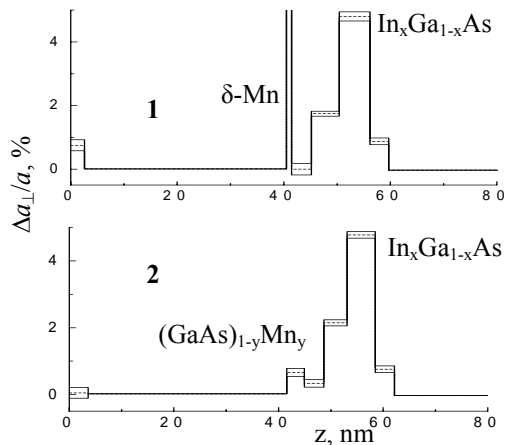


Рис. 2. Профили распределения изменения параметра решетки по глубине исследуемого образца в моделях 1 ($\chi^2=1.56$) и 2 ($\chi^2=1.60$).

На рис. 3 показана кривая рефлектометрии, от того же образца, которая также демонстрирует осцилляции интенсивности, хотя и не столь ярко выраженные, как на КДО. Осцилляции на хвосте кривой рефлектометрии обусловлены все тем же когерентным сдвигом относительно подложки атомных плоскостей верхнего слоя GaAs за счет находящегося между ними δ -слоя Mn. Однако, в отличие от КДО, амплитуда осцилляций пропорциональна разности электронных плотностей GaAs и Mn [4], а соответствующие биения модулированы синусоидой с плавно меняющейся фазой

$$\Phi_R(\theta) \propto \theta l_{Mn}. \quad (2)$$

Именно эти обстоятельства и снимают фазовую проблему (1) для очень тонких слоев. Несложный качественный анализ кривой на рис. 3 показывает, что данным рефлектометрии удовлетворяет только модель 2 на рис. 2. Детальный анализ этой кривой на основе общих формул в рамках стандартного метода χ^2 [4] позволяет оценить не только толщины δ -слоев Mn l_{Mn} и их гетерограниц b_{Mn} , а также относительное содержание Mn в этих слоях $(\text{GaAs})_{1-y}\text{Mn}_y$. Для исследуемого образца были получены значения $l_{Mn} = 1.9(8)$ нм, $b_{Mn} = 2.1(7)$ нм, $1.7(9)$ нм и $y = 0.045(9)$. Эти величины позволяют довольно точно оценить общее

содержание Mn $d_{Mn} = 0.27(5)$ ML в осажденных слоях. В то же время результаты анализа кривых рефлектометрии позволяют утверждать, что атомы Mn не проникают в квантовую яму.

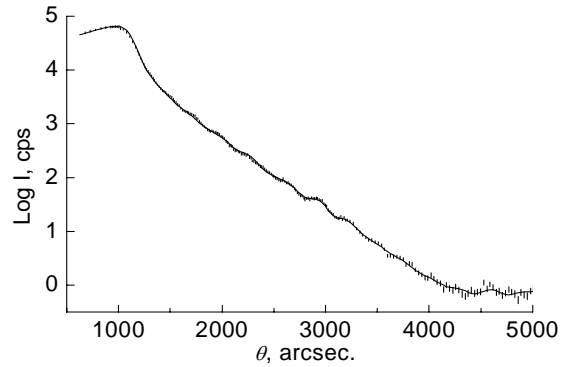


Рис. 3. Экспериментальная и расчетная кривые рефлектометрии ($\chi^2 = 1.39$).

Таким образом, неоднозначность решения обратной задачи рентгеновской дифрактометрии снимается в рамках совместного анализа кривых рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии, а сам анализ позволяет надежно восстановить реальные профили распределения структурных параметров не только квантовых ям, но и очень тонких слоев Mn.

Здесь необходимо отметить, что анализ такого рода позволяет понять нетривиальные транспортные и магнитные свойства исследованных гетерокомпозиций. При проведении нами комплексных исследований РМП была обнаружена сильная корреляция их структурных, магнитных, электрофизических и оптических свойств [5]. При этом результаты представленных здесь рентгеновских исследований, которые свидетельствуют об отсутствии атомов Mn в объеме квантовой ямы и неоднородном распределении атомов Mn как в плоскости структуры, так и в направлении ее роста, позволили проанализировать особенности магнитных и транспортных свойств в рамках модели, основанной на представлении о разбиении объема образца на области ферромагнитного упорядочения и парамагнитные области.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17585)

[1] Якунин, С.Н., Пашаев, Э.М., Зайцев, А.А и др., Микроэлектроника, **34**, 291 (2005).
 [2] Афанасьев, А.М., Чуев, М.А., Имамов, Р.М. и др., Письма в ЖЭТФ, **74**, 560 (2001).
 [3] Афанасьев, А.М., Чуев, М.А., Имамов, Р.М. и др., Кристаллография, **42**, 514 (1997).
 [4] Чуев, М.А., Субботин, И.А., Пашаев, Э.М. и др., Письма в ЖЭТФ, **85**, 21 (2007).
 [5] Аронзон, Б.А., Рьльков, В.В., Панков, М.А. и др., этот сборник.

Структурные характеристики магнитных дискретных сплавов по данным рентгеновской рефлектометрии

М.А. Чуев^{1,3}, И.А. Субботин^{2,3}, Э.М. Пашаев³, В.В. Квардаков³,
И.А. Лихачев³, А.Е. Голованов³, П.Г. Медведев¹, В.В. Подольский⁴

¹ Физико-технологический институт РАН, Нахимовский просп., 36, Москва, Россия

² Институт кристаллографии РАН, Ленинский пр-кт, 59, Москва, Россия

³ РНЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова 1, Москва, Россия

⁴ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия
e-mail: chuev@ftian.oivta.ru

Методом рентгеновской рефлектометрии проведена структурная диагностика магнитных дискретных сплавов, которые представляют собой периодическую систему из суб-монослоев магнитных ионов, расположенных между слоями полупроводникового материала нанометрового размера в виде сверхрешетки (СР) из чередующихся слоев Mn и GaSb. Такие материалы обладают целым рядом нестандартных электронных и магнитных свойств, перспективных для создания устройств записи и хранения информации, так что их исследования имеют самостоятельный интерес в более общем физическом аспекте [1], но здесь мы ограничимся рассмотрением проблемы структурной диагностики таких материалов на основе анализа кривых рефлектометрии.

На подложках GaAs(001) методом лазерного осаждения были выращены две СР 15(Mn/GaSb) с предполагаемыми значениями периода $d \approx 3$ и 10 нм с отношением толщины слоев Mn и GaSb $\alpha \approx 0.2$, которые были затем покрыты еще одним слоем GaSb. Рентгеновские исследования проводились на двухкристальном рентгеновском спектрометре с использованием коллимированного $\text{CuK}_{\alpha 1}$ излучения от рентгеновской трубки мощностью 1.2 кВт и монохроматора Si(111) [2]. Экспериментальные кривые отражения от выращенной СР показаны на рис. 1 вертикальными штрихами, размер которых соответствует экспериментальным погрешностям измерений в каждой точке (при заданном угле θ).

Уже сам внешний вид этих кривых позволяет сделать вывод, что реально выращенные структуры в значительной степени отличаются от заложенных в технологии роста. Прежде всего, существенно более резкий спад интенсивности отражения (для $\theta > \theta_c = \sqrt{|\chi_{00}|}$, χ_{00} – поляризуемость и θ_c – критический угол полного внешнего отражения для подложки) на экспериментальных кривых по сравнению с расчетными характерен для кривых зеркального отражения от подавляющего большинства образцов и связан, как правило, с неидеальной резкостью (шероховатостью) верхней границы между вакуумом и структурой, где перепад

электронной плотности по глубине – наибольший [3].

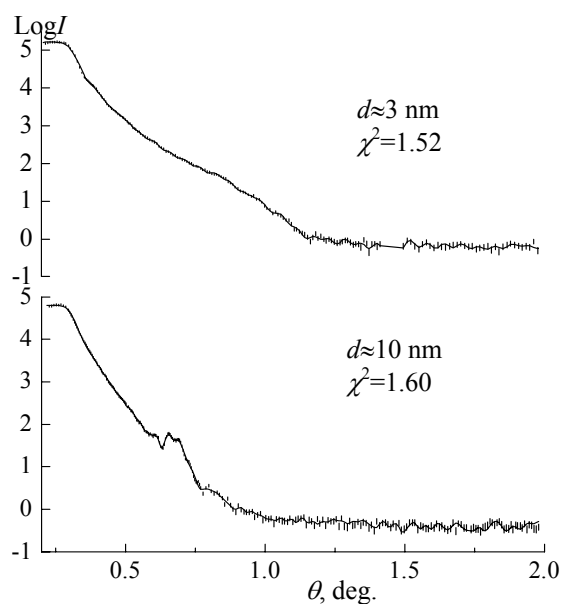


Рис. 1. Экспериментальные кривые рефлектометрии (вертикальные штрихи) от СР GaSb/15(Mn/GaSb)/GaAs и теоретические кривые (сплошные линии), рассчитанные в результирующих моделях, показанных на рис. 3.

Помимо этого, для «идеальных» СР эти кривые должны демонстрировать при $\theta > \theta_c$ четкую интерференционную картину с ярко выраженными «брэгговскими» пиками, характерными для СР, тогда как на рис. 1 наблюдается в четкой форме всего один, причем двугорбый «брэгговский пик» для образца с $d \approx 10$ нм. Такое несоответствие естественно связать с неидеальностью самих СР, что также неудивительно, поскольку (1) параметры кристаллической решетки подложки GaAs и составляющих СР материалов сильно отличаются (на величину порядка 10%), так что первые, осажденные на подложку несколько слоев СР должны быть неизбежно напряженными, что, в свою очередь, должно приводить к реализации некоего подобия «градиентного буфера» между подложкой и «идеальной» СР с меньшим количеством слоев, и (2) на границе двух сред всегда происходит их перемешивание, вопрос только в толщине

переходного слоя, а в силу малого количества Mn, закладываемого по технологии роста, отсутствие брегговских пиков на кривой образца $d \approx 3$ нм можно объяснить тем, что глубина диффузии атомов Mn в соседние слои GaSb превышает толщину последних.

Для определения качественного анализа можно рассмотреть асимптотическое поведение амплитуды отражения для $\theta \gg \theta_c$:

$$R_N(\theta) = \frac{|\chi_{0N}|}{4\theta^2} \tilde{R}_N(\theta), \quad (1)$$

где введена приведенная амплитуда отражения от всей структуры:

$$\tilde{R}_N(\theta) \approx f(\theta) + \sum_{n=0}^{N-1} \Delta\chi_n e^{2i\bar{\varphi}_n(\theta)}, \quad (2)$$

N – число слоев структуры, комплексная функция $f(\theta)$ описывает амплитуду отражения от поверхности СР, $\Delta\chi_n$ – относительная разность электронных плотностей, а $\bar{\varphi}_n(\theta)$ – набег фазы рентгеновской волны на каждой границе. В соответствии с выражением (1) можно также ввести приведенную интенсивность зеркального отражения:

$$\tilde{I}(\theta) = \frac{16\theta^4}{I_0|\chi_{0N}|^2} I_N(\theta) = |\tilde{R}_N(\theta)|^2, \quad (3)$$

где I_0 – интенсивность падающего излучения. Приведенная интенсивность отражения от СР с $d \approx 10$ нм показана на рис. 2, который наглядно демонстрирует, с одной стороны, резкий спад интенсивности при малых углах, обусловленный уже не асимптотической зависимостью интенсивности зеркального отражения, а шероховатостью поверхности (т.е. функцией $f(\theta)$), и с другой – отчетливый двугорбый профиль первого брегговского пика СР.

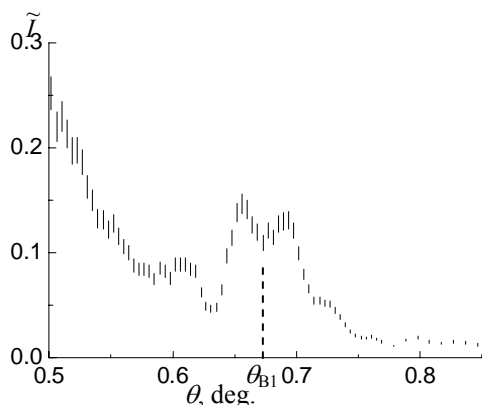


Рис. 2. Приведенная интенсивность (3) для кривой рефлектометрии образца с $d \approx 10$ нм.

Эффективность подобной нормировки для качественного анализа экспериментальных кривых рефлектометрии от СР в рамках специфических фазовых соотношений в амплитуде отражения была продемонстрирована в [4], в частности, было

дано объяснение появления двугорбого профиля первого брегговского пика (см. рис. 2).

Полученные из качественного анализа оценки фактически представляют собой набор параметров начальной модели структуры, которая наиболее близко соответствует реально выращенной, что позволяет провести дальнейший анализ экспериментальной кривой отражения по общим формулам [4], используя стандартный метод наименьших квадратов с учетом усреднения коэффициента зеркального отражения от исследуемого образца по системе щелей в экспериментальной схеме и вклад диффузного рассеяния. Результирующие профили распределения нормированной электронной плотности по глубине структуры показаны на рис. 3.

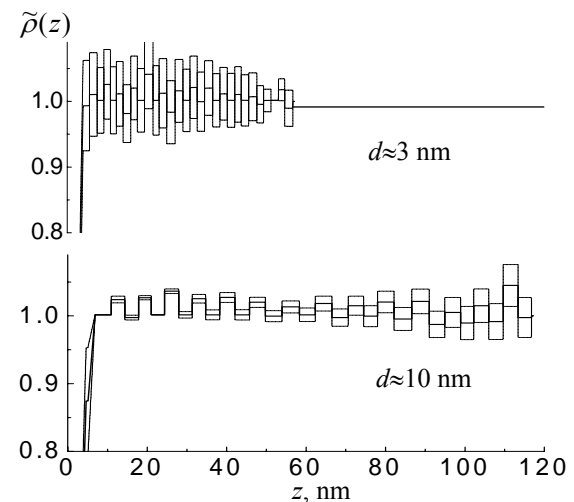


Рис. 3. Профили распределения нормированной электронной плотности по глубине СР.

Эти результаты подтверждают все качественные и количественные оценки структурных параметров реально выращенных СР, полученные на основе качественного анализа приведенной интенсивности (3). В частности, электронная плотность слоев «марганца» в СР с $d \approx 10$ нм соответствует перемешиванию Mn и GaSb в этих слоях, что позволяет оценить глубину диффузии атомов Mn в соседние слои GaSb $L_{Mn} = 3.8(3)$ нм, что также объясняет фактическое отсутствие СР в образце с $d \approx 3$ нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17585).

- [1] von Ortenberg, M., Phys.Rev.Lett., **49**, 1041 (1982); McCombe, B.D., Na, M., Chen, X., et al., Physica E **16**, 90 (2003).
- [2] Якунин, С.Н., Пашаев, Э.М., Зайцев, А.А и др. Микроэлектроника, **34**, 291 (2005).
- [3] Parratt, L.G., Phys. Rev., **95**, 359 (1954).
- [4] Чуев, М.А., Субботин, И.А., Пашаев, Э.М. и др., Письма в ЖЭТФ, **85**, 21, (2007).

Электромагнитная индуцированная прозрачность магнитных нанокластеров в поле двухчастотной накачки

Г.А. Вугальтер, А.В. Швецов

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail: alexshdze@mail.ru

Эффект электромагнитной индуцированной прозрачности представляет большой интерес с точки зрения приложений нелинейной оптики и квантовой обработки информации [1,2]. Исследованы проявления этого эффекта как в случае одной, так и в случае двух полей накачки. Экспериментально этот нелинейный эффект активно исследуется в твердых телах, в частности, в диэлектриках, легированных редкоземельными ионами. Магнитный момент последних обладает относительно большими временами релаксации, что важно для проявления эффекта [2].

В настоящее время внимание исследователей привлекает еще один класс магнитных материалов – кристаллы магнитных нанокластеров (молекул) [3]. В данной работе рассмотрен эффект электромагнитной индуцированной прозрачности в кристалле магнитных молекул с учетом влияния разброса параметров молекул, составляющих кристалл.

Магнитные молекулы характеризуются сильной одноосной анизотропией. Спектр магнитной молекулы представляет собой последовательность дублетов, за расщепление которых ответственны поперечная анизотропия и магнитное поле (если таковое имеется), перпендикулярное легкой оси анизотропии. Два нижних дублета (ϵ_0, ϵ_1 и ϵ_2, ϵ_3) показаны на рис. 1. Будем рассматривать кристалл магнитных молекул при столь низкой температуре, что выполняется условие $(\epsilon_1 - \epsilon_0)/k_B T \gg 1$. При этом в равновесии почти все молекулы находятся в основном состоянии на уровне ϵ_0 . На кристалл наложены два сильных переменных магнитных поля с частотами ω_1 и ω_2 , резонансных для переходов на частотах ω_{21} и ω_{32} соответственно, где $\omega_{ij} = (\epsilon_i - \epsilon_j)/\hbar$. Частота ω_p слабого (пробного) поля близка к частоте переходов между уровнями ϵ_0 и ϵ_3 (рис. 1).

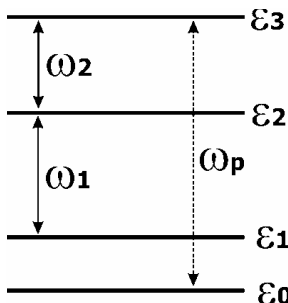


Рис. 1. Расположение уровней и схема накачки.

Покажем, что для пробного сигнала образуются два окна прозрачности. Для качественного объяснения этого эффекта воспользуемся понятиями квазиэнергетических («одетых») состояний и квазиэнергетических уровней [4]. Чтобы найти их, необходимо решить временное уравнение Шредингера с зависящим от времени гамильтонианом

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad \hat{V} = \frac{1}{2} \left(\hat{\mathcal{V}}_1 e^{-i\omega_1 t} + \hat{\mathcal{V}}_2 e^{-i\omega_2 t} \right) + h.c.$$

Здесь \hat{H}_0 – гамильтониан магнитной молекулы в отсутствие переменных магнитных полей; $\hat{\mathcal{V}}_1, \hat{\mathcal{V}}_2$ – операторы взаимодействия магнитной молекулы с полями накачки. Решение уравнения Шредингера нужно искать в виде разложения по собственным функциям φ_n гамильтониана \hat{H}_0 с коэффициентами, зависящими от времени:

$$\psi(t) = \sum_n c_n(t) \cdot \varphi_n e^{-i\epsilon_n t/\hbar}.$$

Нетрудно определить коэффициенты разложения. Существенные изменения претерпевают лишь волновые функции, соответствующие уровням, связанным накачкой. Вместо трех стационарных состояний, соответствующих уровням $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$, образуются три квазиэнергетических состояния, являющихся комбинациями предыдущих. Поиск коэффициентов c_n в виде $\exp(i\lambda t)$ дает три корня – $\lambda_1 = 0, \lambda_{2,3} = \pm\Omega$, где $\Omega = \sqrt{|u_1|^2 + |u_2|^2}/2$, что соответствует образованию трех квазиэнергетических уровней (рис. 2). Здесь $|u_1|$ и $|u_2|$ – частоты Раби полей накачки (u_1 и u_2 определяются как матричные элементы операторов $\hat{\mathcal{V}}_1$ и $\hat{\mathcal{V}}_2$, деленные на $2\hbar$, см. ниже).

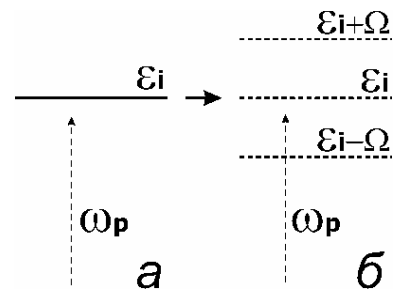


Рис. 2. Образование квазиэнергетических уровней (б) из уровней невозмущенной системы (а).

В результате воздействия двух полей накачки для пробного сигнала возникнут три пика поглощения, соответствующие трем квази-энергетическим уровням. Между этими пиками образуются два окна прозрачности для пробного сигнала – полосы частот, где поглощение мало.

Для расчета восприимчивости кристалла магнитных молекул воспользуемся аппаратом матрицы плотности ρ_{mn} [5]. Намагниченность кристалла определяется формулой

$$\vec{M} = g\mu_B n \cdot \text{tr}(\hat{\rho} \cdot \hat{S}),$$

где n – концентрация молекул, g, μ_B – фактор Ланде и магнетон Бора соответственно, \hat{S} – оператор спина магнитной молекулы. Обозначим компоненту намагниченности на частоте ω_p $\vec{M}_{\omega_p}(t)$. В случае, когда слабое переменное магнитное поле H_p (пробный сигнал) направлено вдоль оси y , мы получаем, что эта компонента намагниченности направлена вдоль оси y и равна

$$M_{\omega_p, y} = (1/2)\chi(\omega_p)H_p e^{-i\omega_p t} + c.c.,$$

где

$$\chi(\omega_p) = 2g\mu_B n \tilde{\rho}_{03}^* S_{y,03} / H_p$$

– восприимчивость на частоте пробного поля; $S_{y,03} = \langle \varphi_0 | \hat{S}_y | \varphi_3 \rangle$.

Считая распределение молекул по уровням неизменным во времени и решая систему уравнений для элементов матрицы плотности в приближении вращающейся волны, получаем формулу для восприимчивости системы

$$\chi(\omega_p) = \frac{1}{\hbar} n (g\mu_B |S_{y,03}|)^2 \frac{\Gamma_p \cdot (1 - \Gamma_1 \Gamma_2 |u_1|^2)}{(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 |u_1|^2 - \Gamma_p \Gamma_2 |u_2|^2)}.$$

Здесь $\Gamma_l = (\gamma_{nm} + iA_l)^{-1}$, $A_l = \omega_l - \omega_{mn}$ – малая отстройка от резонанса ($l=1,2,p$), γ_{mn} – релаксационные константы соответствующих переходов, характеризующие однородное уширение; $u_1 = g\mu_B H_1 \langle \varphi_1 | \hat{S}_y | \varphi_2 \rangle / 2\hbar$, $u_2 = g\mu_B H_2 \langle \varphi_3 | \hat{S}_z | \varphi_2 \rangle / 2\hbar$; H_1, H_2 – амплитуды сильных переменных магнитных полей.

Поглощение пробного поля определяется мнимой частью восприимчивости. Расчет для кристалла магнитных молекул Fe_8 в пренебрежении разбросом параметров молекул приведен на рис. 3 (пунктирная линия). Налицо два минимума поглощения. В действительности всегда имеется разброс частот переходов, главным образом из-за разброса значений константы анизотропии D магнитных молекул [6,7]. Кристалл Fe_8 отличается сравнительно небольшим разбросом параметров молекул. Чтобы учесть влияние неоднородного уширения на эффект, необходимо усреднить формулу для магнитной восприимчивости по распределению значений константы анизотропии, которое задается гауссовым распределением с дисперсией $\sigma_D = 0.0064D$.

Результат расчета также приведен на рис. 3 (сплошная линия). Минимумы сохранились, но выражены менее ярко.

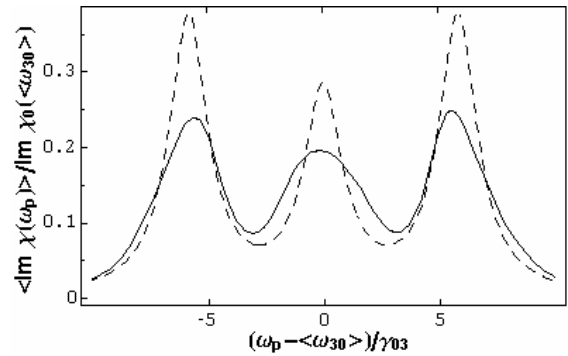


Рис.3 Зависимость мнимой части восприимчивости от частоты пробного поля ($|u_1|/\gamma_{03}=3$, $|u_2|/\gamma_{03}=5$, $\gamma_{01}=\gamma_{02}=\gamma_{03}=10^9 \text{ c}^{-1}$). χ_0 – значение восприимчивости при отсутствии накачек в случае точного резонанса $\omega_p = \langle \omega_{30} \rangle$ ($\langle \omega_{30} \rangle$ – среднее значение частоты перехода). Пунктирная линия соответствует идеальному случаю, когда разброс частот переходов отсутствует. Сплошной линией изображена мнимая часть восприимчивости, усредненная по разбросу константы анизотропии D . Постоянное магнитное поле, перпендикулярное оси анизотропии, составляет 22.4 кГс.

Чтобы эффект образования двух окон прозрачности в идеальном (без разброса параметров) кристалле был существенно выражен, необходимо, чтобы частоты Раби $|u_1|$ и $|u_2|$ значительно превосходили величины $(\gamma_{02}\gamma_{01})^{1/2}$ и $(\gamma_{02}\gamma_{03})^{1/2}$ соответственно. При учете разброса параметров молекул эффект выражен, если частоты Раби превышают величины неоднородного уширения уровней. В кристаллах Fe_8 при параметрах, использованных в наших расчетах, разброс частот переходов порядка $3 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ [8].

Работа выполнена при поддержке целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы", грант РНП.2.1.1.2363.

[1] Fleishhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P., Rev. Modern Phys., **77**, 633 (2005).
 [2] Harris S.E., Field J.E., and Imamoglu A., Phys. Rev. Lett., **64**, 1107 (1990).
 [3] Chudnovsky E.M. and Tejada J., *Macroscopic Quantum Tunneling of the Magnetic Moment* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1998).
 [4] Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М., *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*. М.: «Наука», 1971.
 [5] Блум К., *Теория матрицы плотности и ее приложения*. М.: Мир, 1983.
 [6] Park K. et al., Phys. Rev. B, **65**, 014426 (2002).
 [7] Park K. et al., Phys. Rev. B, **66**, 144409 (2002).
 [8] Shvetsov A.V., Vugalter G.A., Grebeneva A.I., Phys. Rev. B, **74**, 054416 (2006).

Исследования эффекта выпрямления переменного тока на системах асимметричных сверхпроводящих колец с различной геометрией.

А.В. Бурлаков, В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432

г.Черноголовка, Московская обл. e-mail: andrey@ipmt-hpm.ac.ru

Известно [1], что разрешенное значение циркуляции скорости сверхпроводящих пар в кольце $\oint dl v_s = (2\pi\hbar/m)(n - \Phi/\Phi_0)$ не может быть равно нулю, когда волновая функция замкнута и магнитный поток Φ внутри кольца не кратен кванту потока $\Phi_0 = \pi\hbar/e$. Это является причиной устойчивого тока (persistent current), хорошо известного мезоскопического квантового явления. Устойчивый ток $I_p = s2en_s v_s = I_{p,A}2(n - \Phi/\Phi_0)$ не равен нулю, если только все кольцо находится в сверхпроводящем состоянии, т.е. плотность пар $n_s > 0$ во всех сегментах кольца. При переходе одного из сегментов в нормальное состояние с $n_s = 0$ ток затухает в течение времени релаксации $\tau_{RL} = L/R_{ls}$, определяемым сопротивлением сегмента R_{ls} и индуктивностью кольца L . Как показано в работе [2], переключение сегмента между нормальным и сверхпроводящим состояниями, с некоторой частотой ω_{sw} , должно приводить к появления на нем разности потенциалов с постоянной составляющей $V_{dc} \propto \langle I_p \rangle$. Постоянное напряжение V_{dc} не равно нулю при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$, так как устойчивый ток с подавляющей вероятностью принимает одно значения $I_p \propto n - \Phi/\Phi_0$, соответствующее низшему разрешенному уровню. Так как при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ имеется два низших уровня с равной и противоположно направленной скоростью, то $\langle I_p \rangle = 0$ не только при $\Phi = n\Phi_0$, но и при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$.

Квантовые осцилляции постоянного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0) \propto \langle I_p \rangle(\Phi/\Phi_0) \propto \langle n \rangle - \Phi/\Phi_0$, наблюдавшиеся вблизи сверхпроводящего перехода на асимметричных алюминиевых кольцах [3], могут быть интерпретированы, в соответствие с [2], как следствие переключения кольца между сверхпроводящими состояниями с различной связностью волновой функции. При более низкой температуре напряжение $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ индуцируется внешним переменным током [4]. Эффект выпрямления и периодическое изменение выпрямленного напряжения в магнитном поле являются следствием анизотропии критического тока, т.е. разности его значений I_{c+} , I_{c-} , измеренных в противоположных направлениях $I_{c,an} = I_{c+} - I_{c-}$, и ее периодического

изменения в магнитном поле $V_{dc}(\Phi/\Phi_0) \propto -I_{c,an}(\Phi/\Phi_0)$ [5].

Эффект выпрямления шума [3] или переменного тока [4] имеет в данном случае не пассивный, как в контуре с диодом, а активный характер, так как напряжение $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$, как в случае переключения кольца между состояниями с различной связностью, так и в случае анизотропии критического тока является следствием существования устойчивого тока. Возможность преобразования мощности шума, включая хаотический шум, в мощность постоянного тока может быть использована для создания детектора шума [6]. Главным преимуществом такого детектора является активный характер выпрямления и возможность суммирования мощности постоянного тока. Наши измерения подтвердили, что амплитуда осцилляций $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ увеличивается с числом последовательно соединенных асимметричных алюминиевых колец [4]. Это дает возможность получить измеримую величину напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ при малой интенсивности шума, используя систему с большим числом колец, Рис.1.

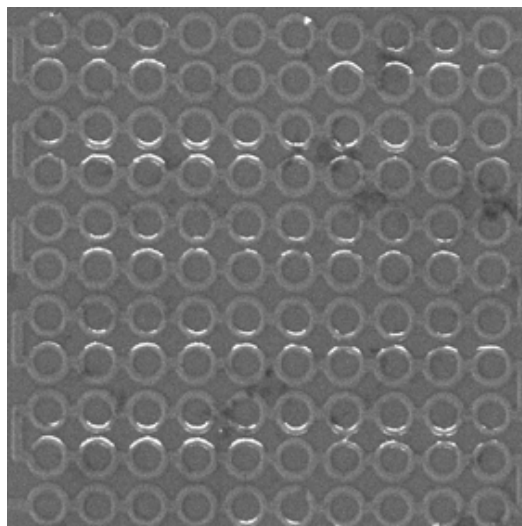


Рис.1 Микрофотография структуры, состоящей из 110 последовательно соединенных асимметричных алюминиевых колец с радиусом $r \approx 1 \mu\text{m}$.

Для изготовления датчика с наибольшей чувствительностью необходимо знать влияние различных параметров системы, в частности ее

геометрии, на эффективность преобразования шума в постоянное напряжения. Наши предыдущие измерения показали, что эффективность выпрямления может не зависеть от отношения сечения полуколец [5], по крайней мере в той области температур, где она определяется гистерезисом вольт-амперных характеристик (ВАХ). В данной работе исследовалось влияние других параметров, таких как диаметр колец, отношение сечения токовых контактов к сечению половинок колец и прочие.

При относительно низких температурах $T < 0.99T_c$, асимметричные кольца имеют большую эффективность выпрямления, что обусловлено гистерезисом ВАХ [6]. Однако это не может быть использовано для увеличения эффективности датчика шума, так как гистерезис наблюдается только при относительно больших значениях критического тока $I_c > 1 \mu A$. Вблизи критической температуры, где величина I_c может иметь сколь угодно малой и сколь угодно слабые шумы могут индуцировать напряжение $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ эффективность выпрямления использованных нами ранее колец сильно уменьшается [6]. Для ее увеличения необходимо найти оптимальную геометрию структуры. Исследования эффекта выпрямления на системах колец с различной геометрией важно также для лучшего понимания этого явления.

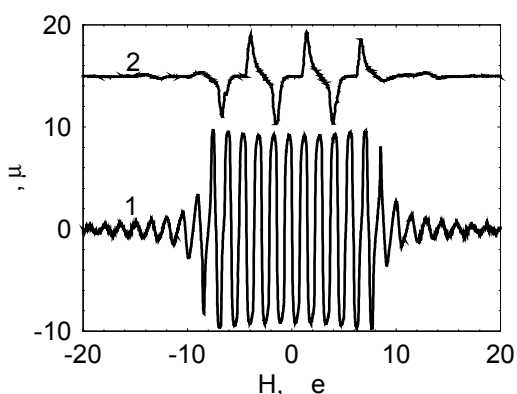


Рис.2 Квантовые осцилляции постоянного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ индуцированного внешнем переменным током на алюминиевом кольце с радиусом $r \approx 2 \mu m$ (1), ширина узкой половинке $w_n = 0.2 \mu m$, широкой $w_w = 0.4 \mu m$, токовый контактов $w_{con} = 0.7 \mu m$ и кольце с $r \approx 1 \mu m$ (2), $w_n = 0.3 \mu m$, $w_w = 0.4 \mu m$, $w_{con} = 0.8 \mu m$ при $T < 0.99T_c$.

При отсутствии гистерезиса ВАХ эффективность выпрямления должна определяться, прежде всего, отношением величин устойчивого и критического токов, которая пропорциональна отношению корреляционной длины сверхпроводника к радиусу кольца $I_{p,A}/I_c \propto \xi(T)/r$. Поэтому эффективность выпрямления должна быть больше в кольцах с меньшим радиусом. В предыдущих исследованиях [3-6] мы

использовали кольца радиусом $r \approx 2 \mu m$, что позволяло наблюдать достаточно большое число периодов осцилляций, при минимальной ширине полуокружности $0.2 \mu m$, доступной для используемой нами технологии. Уменьшение радиуса кольца приводит к увеличению периода осцилляций по магнитному полю $H_0 = \Phi_0/\pi r_{ef}^2$, Рис.2. Величина эффективного радиуса $r_{ef} = (\Phi_0/\pi H_0)^{1/2}$ во всех исследованных нами случаях больше внутреннего радиуса кольца r_{in} и меньше внешнего r_{out} . Например, на кольце с $r_{in} \approx 1.9 \mu m$ и $r_{out} \approx 2.2 \mu m$ наблюдаются осцилляции с периодом $H_0 = 1.45 \text{ Э}$, Рис.2, что соответствует $r_{ef} \approx 2.1 \mu m$, а на кольце с $r_{in} \approx 0.9 \mu m$ и $r_{out} \approx 1.25 \mu m$ период $H_0 = 5.4 \text{ Э}$, Рис.2, что соответствует $r_{ef} \approx 1.1 \mu m$. Уменьшение радиуса не только увеличило H_0 , но и изменило форму зависимости выпрямленного напряжения от магнитного поля, Рис.2. Появление участков шириной до $0.3\Phi_0$ с нулевым значением V_{dc} при $\Phi = n\Phi_0$ может быть связано с увеличением отношения $I_{p,A}/I_c$. Различное число наблюдаемых осцилляций на Рис.2 связано с различием отношения диаметра кольца $2r_{ef}$ к ширине токовых контактов w_{con} : $2r_{ef}/w_{con} \approx 4.2/0.7 \approx 6$ и $2r_{ef}/w_{con} \approx 2.2/0.8 \approx 2.8$. Сверхпроводимость, вследствие эффекта близости, подавляется магнитным полем $H \approx 10 \text{ Э}$ не только в широких токовых контактах, но и более узких полукольцах.

Работа выполнена при финансовой поддержки программы Президиума РАН «Квантовые наноструктуры», РФФИ (проект 04-02-17068) и программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и наноструктур с металлической проводимостью".

[1] М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат (1980).
 [2] A.V.Nikulov and I.N.Zhilyaev, J. Low Temp. Phys. **112**, 227 (1998)
 [3] С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, А.В. Никулов, В.А. Тулин, Тезисы докладов Всероссийской научно-технической конференция «Микро - и нано-электроника 2001», т.2, P2-25 (2001); S.V. Dubonos, V.I. Kuznetsov, and A.V. Nikulov, in Proceedings of 10th International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology", St Petersburg: Ioffe Institute, p. 350 (2002).
 [4] С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н.Жиляев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ **77**, 439 (2003) (JETP Lett. **77**, 371 (2003)).
 [5] В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин, Материалы X Симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород, Том 1 с. 153 (2006); Известия РАН. Серия физическая, **71**, 21 (2007).
 [6] V.L. Gurtovoi, S.V. Dubonos, A.V. Nikulov, N.N. Osipov, V.A. Tulin, in the Proceedings of SPIE Vol. 6260, Micro- and nanoelectronics – 2005, p. 62600T1 (2006).

Отрицательное магнетосопротивление и процесс проскальзывания фазы в сверхпроводящих нанопроволоках.

Д.Ю. Водолазов

Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, г. Н. Новгород, Россия.

e-mail: vodolazov@ipm.sci-nnov.ru

Недавно несколькими экспериментальными группами было обнаружено отрицательное магнетосопротивление сверхпроводящих нанопроволок при температуре ниже критической [1-4]. В работах [2,4] авторы продемонстрировали, что в их случае эффект связан с подавлением сверхпроводимости в сверхпроводящих берегах, вызванным приложенным магнитным полем. В этих работах было также обнаружено увеличение критического тока нанопроволок, в момент подавления сверхпроводимости в берегах. Этот результат показывает, что отрицательное магнетосопротивление может быть связано с увеличением критических токов процесса проскальзывания фазы в сверхпроводниках [5]. Проиллюстрируем этот эффект на примере точечного Джозефсоновского контакта с конечной емкостью.

Вольт-амперные характеристики такого контакта являются гистерезисными. Отношение между эффективной массой (пропорциональной емкости контакта C) и диссипацией (обратно пропорциональной сопротивлению контакта R) называется демпфирующим параметром $\beta_c = 2eI_c R^2 C / \hbar$ (I_c - критический ток Джозефсоновского контакта с нулевой емкостью) в теории Джозефсоновских контактов [5]. Чем больше β_c тем больше гистерезис и меньше ток $I_T \sim 1/R$, при котором напряжение исчезает (см. Рис. 1). Для небольших значений β_c ток I_T практически равен I_c и гистерезис исчезает. При наличии флуктуаций конечное напряжение появляется и при токе меньшем, чем I_T (см. Рис. 1). Если мы уменьшаем внутреннее сопротивление контакта (увеличиваем I_c), то при заданном токе напряжение уменьшается, а значит *измеряемое* сопротивление также уменьшается.

В сверхпроводящих проволоках остаточное сопротивление обусловлено флуктуационным механизмом (термо- или квантово-активационным) появления центров проскальзывания фазы [5]. В данной работе показывается, что критические токи процесса проскальзывания фазы могут увеличиваться с ростом магнитного поля и это приводит к появлению отрицательного магнетосопротивления.

Свойства процесса проскальзывания фазы в сверхпроводящих нанопроволоках близки к свойствам Джозефсоновских контактов. Сверхпроводящее состояние в проволоке

становится неустойчивым при токе I_{c2} , пропорциональном току распаривания (аналог тока I_c для Джозефсоновского контакта). При этом, периодические во времени осцилляции параметра порядка появляются в одной или нескольких точках вдоль проволоки, и приводят к появлению конечного сопротивления в системе. Такие точки называются центрами проскальзывания фазы [5]. При уменьшении тока они могут существовать до некоторого критического значения $I_{c1} < I_{c2}$ (аналог тока I_T для Джозефсоновского контакта).

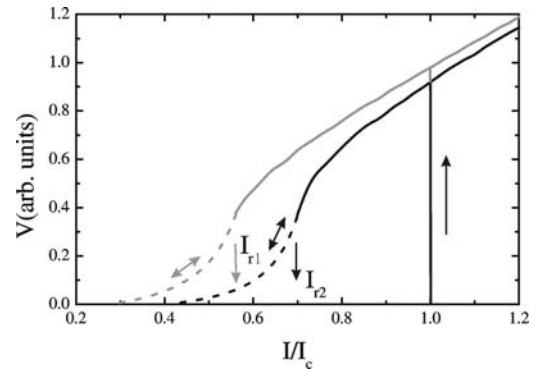


Рис. 1 Вольт-амперные характеристики Джозефсоновского контакта с конечной емкостью и $I_{T1} < I_{T2}$ ($\beta_c = 5$ and 3 соответственно) в отсутствии флуктуаций (сплошные линии). Пунктирные линии схематически показывают ненулевое напряжение возникающее при $I < I_c$ из-за сильных флуктуаций.

В работе [6] было показано, что ток I_{c1} обусловлен наличием конечного времени изменения параметра порядка τ_Δ и связанной с этим, инерцией системы (в случае Джозефсоновского контакта инерция в системе возникает из-за конечной емкости). Используя полученные результаты [6], можно записать явное выражение для тока $I_{c1} \sim \hbar / (e\tau_\Delta R_0)$, где $R_0 = 2\lambda_Q \rho_n / S$ назовем внутренним сопротивлением центра проскальзывания фазы длиной проволоки $L \gg \lambda_Q$ (λ_Q - глубина проникновения электрического поля в сверхпроводник [5], S - площадь поперечного сечения проволоки, ρ_n - удельное сопротивление проволоки в нормальном состоянии). Для короткой проволоки $L \ll \lambda_Q$ можно получить другое выражение для сопротивления: $R_0 = L\rho_n / S$. Различие объясняется тем обстоятельством, что

электрическое поле быстро затухает в сверхпроводящих берегах и существует практически только в проволоке. Таким образом, в коротких проволоках критический ток I_{c1} увеличивается с уменьшением длины проволоки.

Этот эффект приводит к первому механизму увеличения тока I_{c1} при наличии достаточно большого магнитного поля. Выше приведенные результаты были получены в предположении, что берега находятся в сверхпроводящем состоянии и в термодинамическом равновесии. Если приложенное магнитное поле разрушает сверхпроводимость в берегах, но слабо влияет на сверхпроводящие свойства проволоки, то приложенный ток должен конвертироваться из нормального в сверхпроводящий на некоторой конечной длине внутри сверхпроводника. В результате остается меньше “места” для процесса проскальзывания фазы в проволоке (она эффективно “укорачивается”) и сопротивление процесса проскальзывания фазы уменьшается как $R_0 = L\rho_n/S - 2R_{NS}$ (R_{NS} - сопротивление NS границы), а критический ток I_{c1} увеличивается. Заметим, что эффект существенен только в коротких проволоках $L < 2\lambda_Q$.

Второй механизм увеличения тока I_{c1} связан с уменьшением глубины проникновения электрического поля в слабых магнитных полях [7]. Соответственно это может приводить к увеличению тока $I_{c1} \sim 1/\lambda_Q$ в длинных проволоках (в коротких проволоках $I_{c1} \sim 1/L$).

Предложенные механизмы увеличения критического тока с ростом магнитного поля, а значит и отрицательного магнетосопротивления, позволяют качественно объяснить все обсуждаемые эксперименты. Так, в работах [2,4] увеличение критического тока, связанное с подавлением сверхпроводимости в берегах, было обнаружено только для коротких проволок. Например для Zn проволоки эффект практически исчезал при длине 30 мкм ($\lambda_Q(\text{Zn})=22$ мкм) и был хорошо заметен для проволоки с длиной 6 мкм, в то время как для In проволоки ($\lambda_Q(\text{In})=0.8$ мкм) эффект отсутствовал для образцов с длиной 6 мкм.

Второй механизм увеличения I_{c1} позволяет качественно объяснить результаты, полученные в [1,3]. В этих экспериментах отрицательное магнетосопротивление плавно уменьшалось в слабых магнитных полях (в работах [2,4] оно резко падало при поле равном критическому полю сверхпроводящих берегов) и эффект

становился слабо заметным для широких проволок/мостиков с шириной большей чем длина когерентности ξ . Можно показать, что магнитное поле сильнее подавляет параметр порядка в широких (относительно ξ) сверхпроводниках по сравнению с узкими. Это приводит к отсутствию уменьшения λ_Q в слабых магнитных полях и I_{c1} не увеличивается.

Предложенные механизмы отрицательного магнетосопротивления существенно отличаются от альтернативных механизмов [8-11]. Работы [8,9] не позволяют объяснить эффект увеличения критического тока, а работы [10-11] требуют наличия магнитных примесей в сверхпроводниках. На эксперименте легко различить вклады от нашего второго механизма и механизма обсуждаемого в [10-11]. Действительно, для коротких образцов $L < 2\lambda_Q$ предложенный второй механизм отрицательного магнетосопротивления существенно ослабляется, тогда как в работах [10-11] отсутствует какая либо зависимость от длины сверхпроводника.

- [1] Xiong, P., Herzog, A. V. and Dynes, R. C., Phys. Rev. Lett., **78**, 927 (1997).
- [2] Tian, M. L., Kumar, N., Xu, S. Y., Wang, J. G., Kurtz, J. S. and Chan, M. H. W., Phys. Rev. Lett., **95**, 076802 (2005).
- [3] Rogachev, A., Wei, T.-C., Pekker, D., Bollinger, A. T., Goldbart P. M. and Bezryadin, A., Phys. Rev. Lett., **97**, 137001 (2006).
- [4] Tian, M., Kumar, N., Wang, J. G., Xu, S. Y. and Chan, M. H. W., Phys. Rev. B, **74**, 014515 (2006).
- [5] Tinkham, M., *Introduction to superconductivity*, (McGraw-Hill, NY, 1996).
- [6] Michotte, S., Matefi-Tempfli, S., Piraux, L., Vodolazov, D. Y. and Peeters, F. M., Phys. Rev. B, **69**, 094512(2004).
- [7] Schmid, A. and Schon, G., J. Low Temp. Phys. **20**, 207 (1975).
- [8] Fu, H. C., Seidel, A., Clarke, J. and Lee, D.-H., Phys. Rev. Lett. **96**, 157005 (2006).
- [9] Pesin, D. A. and Andreev, A. V., Phys. Rev. Lett. **97**, 117001 (2006).
- [10] Kharitonov, M. Yu. and Feigel'man, M. V., JETP Lett. **82**, 421 (2005); cond-mat/0504433.
- [11] Wei, T. C., Pekker, D., Rogachev, A., Bezryadin, A. and Goldbart, P. M., Europhys. Lett. **75**, 943 (2006).

Сдвиг в магнитном поле для критических токов с противоположными направлениями от температуры и степени асимметрии сверхпроводящих алюминиевых колец

В.Л. Гуртовой, С.В. Карпий, А.В. Никулов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 г.Черноголовка, Россия
e-mail: gurtovoi@ipmt-hpm.ac.ru

Исследование Броуновских моторов или устройств с асимметричным периодическим потенциалом, позволяющих получать полезную работу из неравновесного или временно-коррелированного шума, является перспективным направлением микро- и нанoeлектроники [1]. Недавно было продемонстрировано эффективное выпрямление переменного тока в простых сверхпроводящих структурах на основе асимметричных алюминиевых колец без Джозефсоновских переходов [2]. Для выяснения механизмов выпрямления в этом типе структур исследовались зависимости критического тока от магнитного поля, в которых был обнаружен аномальный сдвиг ($\Phi_0/2$) токов с противоположными направлениями в магнитном поле. Данная работа посвящена изучению этого сдвига в зависимости от температуры и асимметрии колец.

Исследуемые структуры формировались методом электронно-лучевой литографии и lift-off процесса термически напыленного алюминия на окисленную кремниевую подложку. Толщина Al составляла 40-50 нм, диаметр колец 4 μm , ширина узкой части колец $W_N = 200$ нм, а широкой - $W_W = 250, 300, 350$ и 400 нм (Рис.1). Для сравнения измерения проводились также на симметричных кольцах (СК). Структуры имели сопротивление 0.23-0.3 Ω/\square , отношение сопротивлений $R(300\text{ K})/R(4.2\text{ K})=2.7-3.5$, температуру сверхпроводящего перехода 1.22-1.28 К, длину когерентности $\xi(T=0\text{ K}) \sim 170$ нм и глубину проникновения $\lambda(T=0\text{ K}) \sim 80$ нм.

Все измерения проводились четырех-контактным методом в стеклянном гелиевом криостате с откачкой паров гелия. Токковые контакты запитывались от прецизионного источника тока Keithley 6221. Напряжение измерялось на потенциальных контактах инструментальным усилителем с коэффициентом усиления 1000 и приведенным ко входу уровнем шума 30 нВ в полосе частот от нуля до 10 Гц. Далее сигнал усиливался предусилителем SR560. Зависимость критического тока структур $I_C(B)$ от магнитного поля измерялась из периодически повторяющихся ВАХ (10 Гц) в медленно меняющемся магнитном поле (~ 0.01 Гц) по следующему алгоритму: (1) проверялось условие нахождения структуры в свхпроводящем состоянии, а затем (2) после превышения

порогового напряжения (устанавливаемого выше наводок и шумов системы измерения и определяющего минимальный измеряемый критический ток) определялись магнитное поле и критический ток с запаздыванием около 30 мксек. Таким образом, последовательно измерялся критический ток из ВАХ с противоположным направлением тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$. Для измерения одной зависимости $I_C(B)$, содержащей 1000 точек, требовалось около 100 секунд.

Для уменьшения магнитного поля Земли область криостата, в которой находился образец, экранировалась цилиндром из пермаллоя. Остаточное магнитное поле составляло 0.15 Гс, а положение “нуля” магнитного поля было известно с точностью 0.03 Гс или $\sim 0.02\Phi_0$.

На рис. 2 представлена зависимость критических токов с противоположным направлением $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ от магнитного поля для асимметричного кольца (АК) при различных температурах. Наблюдаются квантовые осцилляции с периодом равным Φ_0 , которые являются следствием квантования циркуляции импульса сверхпроводящего конденсата подобно моменту импульса электрона на атомной орбите. В отличие от идеальных симметричных колец ($W_W/W_N=1$), для которых выполняется соотношение $I_{c-}(\Phi/\Phi_0) = I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, для АК $I_{c-}(\Phi/\Phi_0) = I_{c+}(\Phi/\Phi_0 + \Delta\Phi)$, а $\Delta\Phi = \Phi_0/2$. Измерения показали, что даже

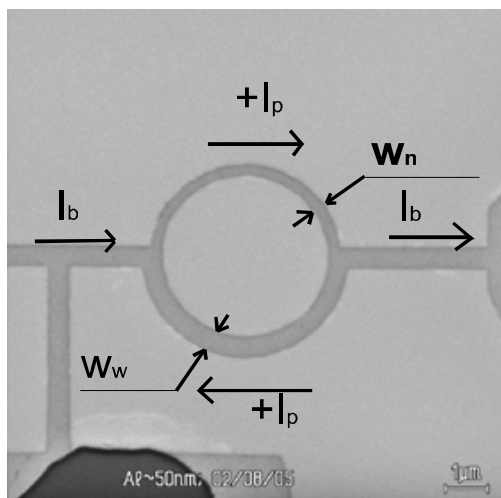


Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение типичного асимметричного Al кольца.

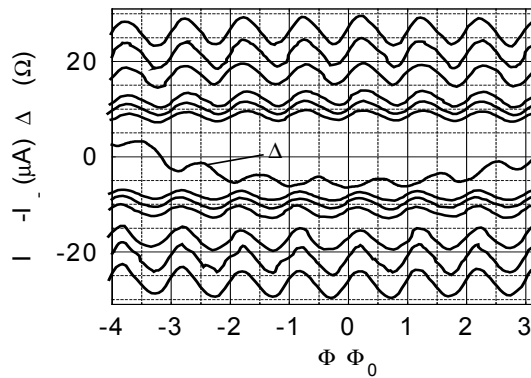


Рис. 2. Зависимость критических токов $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ от магнитного поля для асимметричного кольца ($W_W/W_N=2$) при различных температурах: 1) $T = 1.2106 \text{ K} = 0.9716 T_c$; 2) $T = 1.2161 \text{ K} = 0.9760 T_c$; 3) $T = 1.2217 \text{ K} \approx 0.9805 T_c$; 4) $T = 1.2268 \text{ K} \approx 0.9846 T_c$; 5) $T = 1.2315 \text{ K} \approx 0.9883 T_c$; 6) $T = 1.2346 \text{ K} \approx 0.9909 T_c$. $\Delta R=(R_{LP}-8)$ - осцилляции Литтла-Паркса ($I_B = 1 \mu\text{A}$ и $T = 1.2322 \text{ K} \approx 0.9994 T_c$).

небольшая асимметрия ($W_W/W_N=1.25$) приводит к сдвигу на $\Phi_0/2$, который не меняется с дальнейшим увеличением асимметрии до 2 (рис.3). Величина сдвига не зависела также от температуры в диапазоне $(0.94 \pm 0.99) T_c$ (рис.2). Для этих температур величина критического тока изменялась от 3 до 50 μA . Поэтому можно констатировать, что $\Delta\phi$ не зависит и от величины кольцевого тока I_p в АК, создающего дополнительный поток магнитного поля, который по нашим оценкам не превышает несколько сотых Φ_0 (слабое экранирование). Измерения в СК показали, что сдвиг составляет $(0.03-0.07)\Phi_0$ и может быть объяснен малыми отклонениями от идеальной формы и неоднородностью толщины колец.

Сдвиг $\Delta\phi$ объясняет также выпрямление переменного тока, которое наблюдалось ранее на асимметричных сверхпроводящих кольцах [2]. Но его существование приводит к противоречию

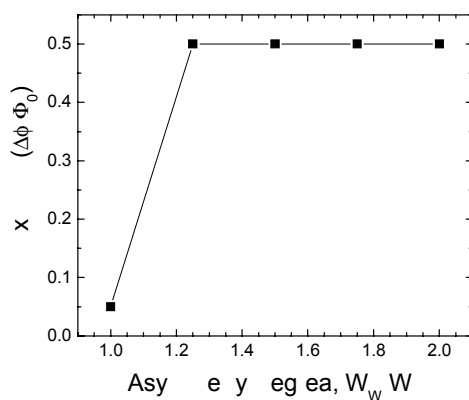


Рис. 3. Зависимость сдвига от степени асимметрии колец.

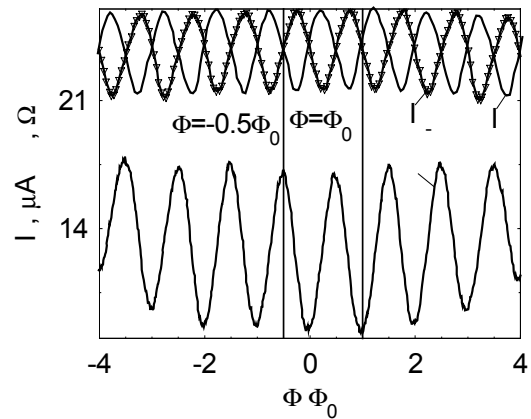


Рис. 4. Зависимость критических токов от магнитного поля $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ для АК ($W_W/W_N=1.5$) при различных температурах: $T = 1.226 \text{ K} = 0.973 T_c$. R - осцилляции Литтла-Паркса АК ($I_B = 1 \mu\text{A}$ и $T = 1.2595 \text{ K} \approx 0.9996 T_c$).

для разных типов измерений. Максимумы осцилляций $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, измеренных на СК, как и следовало ожидать, наблюдаются при $\Phi=n\Phi_0$, а минимумы при $\Phi=(n+1/2)\Phi_0$. Появление сдвига для АК приводит к смещению экстремумов осцилляций $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ в противоположные стороны на $\Phi_0/4$ относительно их положения для СК, что в сумме дает $\Phi_0/2$ (Рис.4). Пока необъяснимым является то обстоятельство, что положение экстремумов осцилляций сопротивления Литтла-Паркса $R(\Phi/\Phi_0)$ [3] остается неизменным как для СК так и для АК, (рис.4). Согласно общепринятой точке зрения, для СК максимумам $R(\Phi/\Phi_0)$ (максимальное значение квадрата скорости сверхпроводящих пар) должны соответствовать минимумы критического тока (максимум скорости) при $\Phi=(n+1/2)\Phi_0$ [4], что и наблюдалось нами экспериментально. Остается непонятным, почему положение экстремумов осцилляций Литтла-Паркса и критического тока не совпадает в случае АК (разница равна $\Phi_0/4$, см. рис.4).

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и наноструктур с металлической проводимостью", РФФИ (проект 04-02-17068) и программы Президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

- [1] P. Reimann. Physics Reports 361, 57 (2002).
- [2] С.В. Дубонос и др. Письма в ЖЭТФ 77, 439 (2003).
- [3] W.A. Little and R.D. Parks, Phys.Rev.Lett. 9, 9 (1962).
- [4] М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат 1980.

Нелокальные эффекты в сверхпроводящей микроструктуре с асимметричным кольцом, пронизанным магнитным потоком и смещенным внешним переменным током (без постоянной составляющей).

В. И. Кузнецов, А.А. Фирсов, С.В. Дубонос

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
Московская область, Черноголовка 143432, Россия
e-mail: kvi@ipmt-hpm.ac.ru

Недавно было обнаружено [1], что в сверхпроводящем алюминиевом циркулярно-асимметричном кольце при пропускании через него внешнего низкочастотного тока (с нулевой постоянной составляющей) с амплитудой порядка критической в магнитное поле B , перпендикулярном к плоскости структуры, возникают осцилляции выпрямленного постоянного напряжения $V_{dc}(B)$ с периодом $\Delta B = \Phi_0/S$, где Φ_0 - сверхпроводящий квант магнитного потока, S - есть эффективная площадь кольца. $V_{dc}(B)$ является нечетной функцией B . В области малых магнитных полей это выпрямленное напряжение $V_{dc}(B)$ является прямо пропорциональным циркулирующему току $I_R(B)$ в кольце. Это означает, что измерение $V_{dc}(B)$ на кольце позволяет определить квантовое состояние кольца, т.е. величину и направление циркулирующего тока. Следует ожидать, что аналогичное измерение $V_{dc}(B)$ на системе из сцепленных несимметричных колец позволит дать полную информацию о квантовых состояниях каждого кольца и взаимодействии между ними.

Интерес к квантовому поведению асимметричных колец связан с тем, что структуры, подобные структурам [1], но с гораздо меньшей шириной линий 10 nm при температурах $T < 0.5T_c$ при смещении их внешним СВЧ-током, возможно, могут быть использованы в качестве элементов для нового типа [2] сверхпроводящего флюкс кубита. Обычно, основным элементом сверхпроводящего флюкс кубита является замкнутая сверхпроводящая петля с тремя туннельными контактами [3]. Ранее теоретически предложен новый тип сверхпроводящего флюкс кубита, в котором роль туннельных контактов играют квантовые центры проскальзывания фазы, образующиеся в очень узких местах структуры [4]. До сих пор мы не знаем ни одной экспериментальной работы, имеющей дело с сверхпроводящим флюкс кубитом без туннельных контактов. Для проверки работоспособности кубита важно знать, как он взаимодействует с окружающей средой и другими кубитами.

В связи с этим в этой работе мы экспериментально изучили нелокальные

эффекты в поведении выпрямленного постоянного напряжения $V_{dc}(B)$ в сверхпроводящей алюминиевой тонкопленочной структуре, содержащей кольцо с небольшой циркулярной асимметрией (Рис.1).

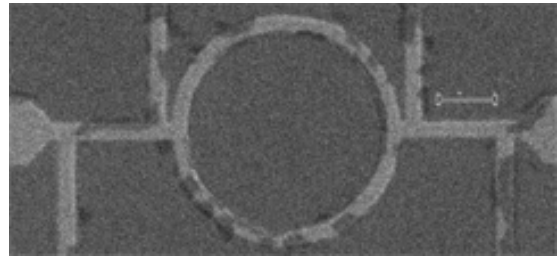


Рис. 1 СЭМ изображение структуры с продольной меткой 1 μm .

Структура с толщиной 60 nm получена с помощью термического напыления на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронной литографии с коррекцией эффекта близости. В центре структуры находится кольцо с внешним диаметром, равным 4.08 μm . В кольце имеется небольшое 10% сужение токопроводящей линии. Ширина всех узких линий была равна $0.28 \pm 0.02 \mu\text{m}$. Сопротивления кольца и линий (слева и справа) в нормальном состоянии при $T = 4.2 \text{ K}$ равны, соответственно: 7.44 Ω , 3 Ω и 3.2 Ω . Отношение комнатного сопротивления к сопротивлению в жидком гелии $R_{300}/R_{4.2} = 2.75$, сверхпроводящая критическая температура равна $T_c = 1.307 \text{ K}$.

Мы измеряли выпрямленное постоянное напряжение $V_{dc}(B)$ при температурах, слегка меньших T_c , при амплитудах внешнего низкочастотного синусоидального тока (без постоянной составляющей), близких к критической амплитуде. $V_{dc}(B)$ напряжения были измерены одновременно на самом кольце и на продольных линейных участках слева и справа от кольца с помощью узких вертикальных потенциальных линий, при этом внешний переменный ток пропускался в продольном направлении через всю структуру (Рис.1).

На Рис.2 представлены $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ напряжения в функции от Φ/Φ_0 на кольце и на

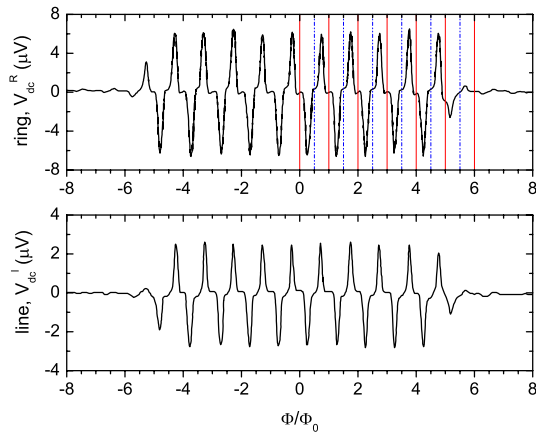


Рис. 2 $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ напряжения на кольце (вверху) и на линии (внизу).

одной из линий вне кольца, измеренные при внешнем синусоидальном токе частоты 5.23 kHz с амплитудой 6.3 μA и при температуре $T=1.273$ К. Видно, что обе $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ функции изменяются с одинаковым периодом, который соответствует периоду осцилляций $\Delta B=1.59$ Gauss в $V_{dc}(B)$ функциях. При этом эффективная площадь $S=13$ μm^2 близка к площади петли, проведенной по внешнему радиусу кольца. $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ функции достигают своих экстремальных значений, когда Φ/Φ_0 находится между целыми n и полуцелыми $n+0.5$ значениями. $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ функция становится нулем, когда Φ/Φ_0 принимает n и $n+0.5$ значения.

На Рис.3 показан результат Фурье-преобразования (FFT) от $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ функции на кольце, полученный при использовании 2^{12} равномерно-распределенных точек, лежащих в интервале от -20 Φ/Φ_0 до 20 Φ/Φ_0 . Шкала частот нормирована на значение основной частоты кольца f_{R1} , которая является обратной величиной к периоду осцилляций кольца, т.е $f_{R1}=1/\Delta B$. Видно, что FFT спектр содержит большой пик, соответствующий основной частоте f_{R1} , вместе пиками меньшей амплитуды, соответствующими ее высшим гармоникам $f_{Rn}=nf_{R1}$. Неожиданным является преобладание третьей гармоники над второй. Негармоническое поведение $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ функции, вероятно, связано с негармоничностью $I_R(B)$ циркулирующего тока.

Известно [1], что $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ осцилляции выпрямленного напряжения на несимметричном сверхпроводящем кольце возникают вследствие квантования флюксоида и определяются совместным влиянием внешнего переменного тока и циркулирующего кольцевого тока на достижение критического состояния в кольце. В отсутствие нелокального эффекта, следовало бы ожидать, что $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ будет равно нулю на

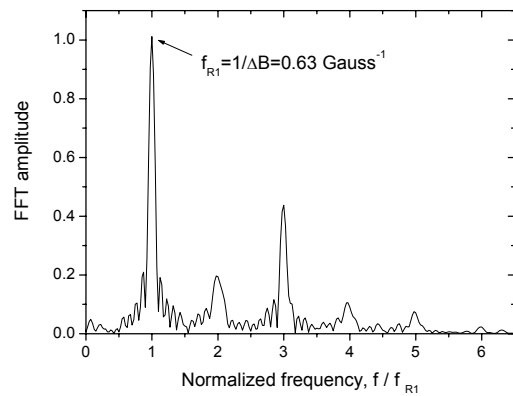


Рис. 3 Результат Фурье преобразования (FFT) от $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ функции, измеренной на кольце.

линиях вне кольца. Однако мы наблюдали, что $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ осцилляции выпрямленного напряжения на обеих линиях вне кольца имели большую амплитуду и были практически одинаковыми. Более того, эти осцилляции повторяли по фазе $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ осцилляции на кольце и были им подобны. Это означает сильное нелокальное влияние квантового состояния кольца на его окружение.

Механизм этого явления может быть следующим. Сверхпроводящий ток, проходящий через кольцо, оказывается периодически зависимым от разности фаз $\Delta\varphi=2\pi\Phi/\Phi_0$ сверхпроводящей волновой функции. В резистивном состоянии полный ток разделяется на сверхпроводящий и квазичастичный токи. В структуре с заданным внешним током квазичастичный ток, прошедший сквозь кольцо, также становится периодически зависимым от $\Delta\varphi$. Сверхпроводящий ток существенно изменяется на расстоянии порядка сверхпроводящей длины когерентности (в нашем случае $\xi(T)=1$ μm). В то же самое время квазичастичный ток спадает на больших расстояниях порядка длины проникновения неоднородного электрического поля (в нашем случае около 20 μm), что и позволяет наблюдать $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ напряжение на линиях далеко за пределами кольца. Это напряжение оказывается подобным $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ напряжению в кольце.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Организация вычислений на новых физических принципах» (ОИТВС РАН) и программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика».

- [1] Mooij J.E. *et al.*, Science **285**, 1036 (1999).
- [2] Mooij J.E. and Harmans C.J.P.M., New Journal of Physics **7**, 219 (2005).
- [3] Dubonos S.V. *et al.*, JETP Lett. **77**, 371 (2003).

Возможные причины наблюдения двух разрешенных состояний сверхпроводящего кольца.

В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432
г.Черноголовка, Московская обл. e-mail: gurtovoi@ipmt-hpm.ac.ru

В связи с проблемой квантовых вычислений [1] особый интерес вызывают квантовые системы с двумя разрешенными состояниями, которые рассматриваются в качестве возможных квантовых битов, кубитов [2]. Считается [3], что сверхпроводящее кольцо может находиться в двух разрешенных состояниях с одинаковой энергией, когда магнитный поток Φ внутри него кратен половине $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ кванта потока $\Phi_0 = \pi\hbar/e$. Поэтому кольцо с переходами Джозефсона рассматривается во многих работах в качестве возможного квантового бита [4].

Дискретность спектра, т.е. разность энергий $E_{n+1} - E_n \propto 1/r^2$, между разрешенными уровнями $n, n+1$, не уменьшается, а увеличивается с увеличением всех размеров сверхпроводящего кольца, так как все пары в кольце $N_s = n_s V = n_s 2\pi r s$ образуют сверхпроводящий конденсат и $E_{n+1} - E_n \propto N_s/r^2 = n_s 2\pi s/r$. Число пар $N_s = n_s 2\pi r s$ при $T < T_c$ является огромной величиной даже в кольце с малом сечении $s \approx 0.01 \text{ мкм}^2$ и радиусом $r \approx 1 \text{ мкм}$. И даже выше критической температуры $T \geq T_c$, где плотность пар не равна нулю $n_s > 0$ только вследствие термических флуктуаций, оно достаточно велико чтобы обеспечить дискретность спектра, т.е. условие $\Delta E = E_{n+1} - E_n \gg k_B T$ [5]. Экспериментальным свидетельством дискретности спектра $E_{n+1} - E_n \gg k_B T$ в области флуктуаций являются осцилляции в магнитном поле сопротивления $\Delta R(\Phi/\Phi_0)$ тонкостенного цилиндра или кольца, наблюдавшиеся впервые в 1962 году Литтлом и Парксом [6]. Согласно общепризнанному объяснению [3] осцилляции $\Delta R(\Phi/\Phi_0) \propto v_s^2$, с периодом соответствующим кванту потока Φ_0 внутри кольца, наблюдаются потому, что скорость v_s сверхпроводящих пар принимает, с подавляющей вероятностью $\propto \exp(-\Delta E/k_B T)$, только разрешенное значение, соответствующее минимальной энергии $\propto v_s^2 \propto (n - \Phi/\Phi_0)^2$. Осцилляции невозможны при $E_{n+1} - E_n < k_B T$, так как периодичность $\Delta R(\Phi/\Phi_0) \propto (n - \Phi/\Phi_0)^2$ связана с изменением квантового числа n , которое является определенной величиной только при $E_{n+1} - E_n > k_B T$.

Измерения [7] критического тока I_c кольца с одинаковым сечением вдоль окружности подтверждают дискретность спектра $E_{n+1} - E_n \gg k_B T$ и подавляющую вероятность одного из

разрешенных состояний при $T < T_c$. Экспериментальные зависимости $I_c(\Phi/\Phi_0)$, Рис.2 (1), измеренные на симметричном алюминиевом кольце, Рис.1 (1), могут быть описаны, при учете подавления сверхпроводимости n_s в магнитном поле, выражением

$$I_c = I_{c0} - 2I_{p,A}^2 |n - \Phi/\Phi_0| \quad (1)$$

получаемым из условия квантования циркуляции скорости $\oint dl v_s = (2\pi\hbar/m)(n - \Phi/\Phi_0)$.

Квантовое число n принимает только одно

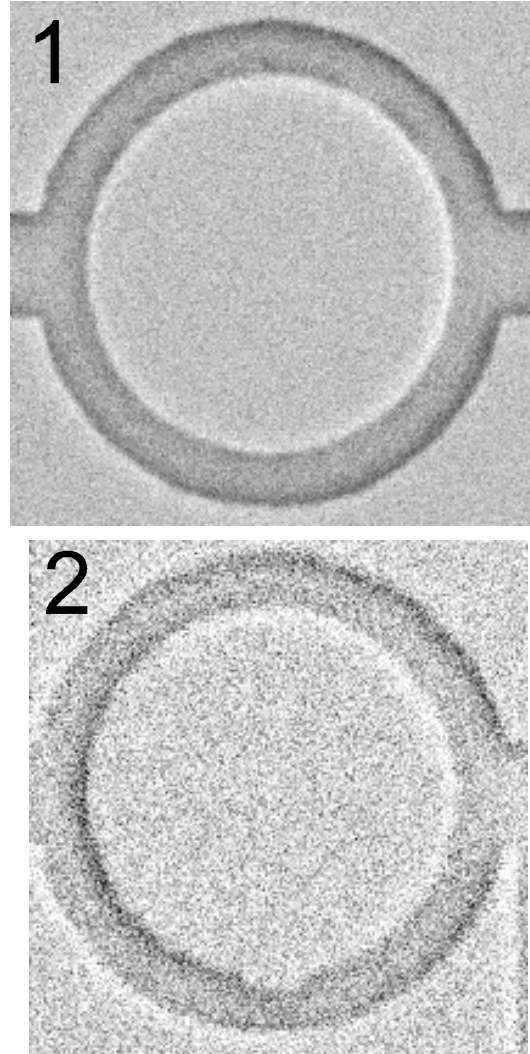


Рис.1 Микрофотографии колец радиусом $r \approx 2 \text{ мкм}$ с одинаковым сечением $w = 0.4 \text{ мкм}$ (1) вдоль окружности и с сужением с 0.4 мкм до 0.3 мкм на сегменте длиной $0.5 \text{ мкм} \approx 0.1\pi$ (2).

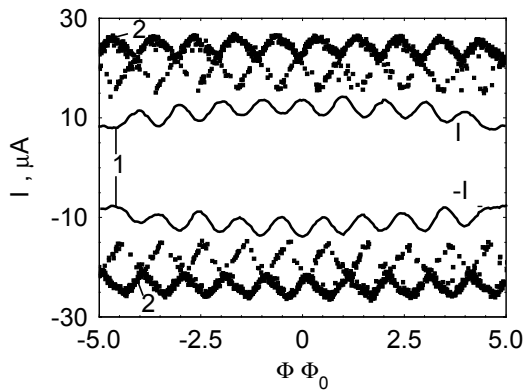


Рис.2 Осцилляции в магнитном поле критического тока, измеренного в противоположных направлениях I_{c+} , I_{c-} на кольце с одинаковым сечением, см. Рис.1 (1), при $T \approx 0.977T_c$ (1) и на кольце с сужением, см. Рис.1 (2), при $T \approx 0.965T_c$ (2).

значение при каждом Φ и амплитуда осцилляций $I_c(\Phi/\Phi_0)$ соответствует отношению амплитуды устойчивого тока $I_{p,A}$ к критическому току I_{c0} , которая пропорциональна отношению корреляционной длины сверхпроводника к радиусу кольца $I_{p,A}/I_{c0} \propto \xi(T)/r$ [3]. Условие квантования предполагает, что при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ должны быть два разрешенных состояния, n , $n+1$, с наименьшей энергией и противоположно направленной скоростью $v_s \propto (n - \Phi/\Phi_0) = -0.5$ и 0.5 . Результаты многократных измерений, проведенные на асимметричных кольцах, подтвердили наличие двух состояний, в то время как измерения критического тока, соответствующие однократным измерениям, дали результат противоречащий существованию двух состояний при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ [8].

В противоположность этому измерения критического тока кольца с сужением, Рис.1 (2), обнаружили два состояния с близкими энергиями при всех значениях магнитного потока Φ , Рис.2 (2). Наблюдаемые ромбовидные зависимости, Рис.2 (2), соответствуют выражению для критического тока (1) при условии, что при возвращении в сверхпроводящее состояние квантовое число с заметной вероятностью $\propto \exp(-\Delta E/k_B T)$ может принимать два значения n и $n+1$. Наблюдаемое отношение числа результатов измерений, попадающих на стороны ромбов, соответствующих разным значениям критического тока, Рис. 2 (2), означает, что разность энергий $E_{n+1} - E_n \approx k_B T$ между разрешенными уровнями n и $n+1$ в данном случае на много порядков меньше, чем в кольце с одинаковым сечением.

Наблюдаемое сближение двух квантовых состояний по энергии может быть интересно для проблемы создания квантового бита на основе сверхпроводящих структур. Если наблюдается изменения разности энергий на много порядков, то можно надеяться, что она может быть

уменьшена до нуля. Чтобы понять, как это можно сделать, необходимо выяснить причину наблюдаемого явления.

Подобное явление наблюдалось также на мезоскопических кольцах из ниобия [9]. Его объяснение, предложенное в [9] не может быть верным, так как кинетическая индуктивность не создает магнитного потока. Возможное объяснение должно исходить из того факта, что два состояния наблюдаются с заметной вероятностью только в кольце с сужением. В связи с этим следует вспомнить, что зависимость сверхпроводящего тока от скорости пар может быть немонотонной [3]. Так как равновесная плотность пар n_s уменьшается с увеличением их скорости v_s , одному значению устойчивого тока $I_p = s2en_s v_s$ могут соответствовать два значения v_s [3]. Состоянию с меньшей величиной циркуляции скорости $\propto (n - \Phi/\Phi_0)$ может соответствовать большая n_s и меньшая v_s на сегменте кольца с сужением, а состоянию с большей величиной $(n - \Phi/\Phi_0)$ - меньшая n_s и большая v_s . Эти два состояния могут иметь близкие энергии, так как их величина определяется величиной устойчивого тока в большей части кольца. Предполагаемое объяснение требует дальнейшей проверки, которая может подтвердить или опровергнуть возможность создания кубита на основе наблюдаемого явления.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и наноструктур с металлической проводимостью", РФФИ (проект 04-02-17068) и программы Президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

- [1] К.А. Валиев, А.А. Кокин, Квантовые компьютеры: надежды и реальность. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Москва-Ижевск, 2001; М. Нильсен, И. Чанг, Квантовые вычисления и квантовая информация. Москва «Мир» 2006.
- [2] К.А.Валиев, УФН **175**, 3 (2005).
- [3] М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат (1980).
- [4] Y. Makhlin, G. Schoen, and A. Shnirman, Rev. Mod. Phys. **73**, 357 (2001).
- [5] A. V. Nikulov, Phys.Rev.B **64**, 012505 (2001)
- [6] W.A. Little and R.D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
- [7] В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин, Материалы X Симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, Том 1 с. 153 (2006); Известия РАН. Серия физическая, **71**, 21 (2007).
- [8] A.A. Burlakov, V.L. Gurtovoi, S.V. Dubonos, A.V. Nikulov and V.A. Tulin, Quantum Computers and Computing **6**, 53 (2006).
- [9] M. Faucher et al., Physica C **368**, 211 (2002).

Угловые и амплитудные зависимости критического тока в гибридных гетероструктурах с антиферромагнитной прослойкой

Ю.В. Кислинский¹, Г.А. Овсянников^{1,2}, Ф.В. Комиссинский^{1,2}, И.В. Борисенко¹, К.И. Константиан¹,

¹ Институт радиотехники и электроники РАН, Моховая ул. 11-7, Москва 125009, Россия.

² Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция.

e-mail: yulii@hitech.cplire.ru

В последнее время значительное внимание уделяется переходам сверхпроводник/антиферромагнетик/сверхпроводник (S/AF/S), например, созданы структуры $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4/\text{La}_2\text{CuO}_4/\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, с толщиной барьера в одну элементарную ячейку [1]. Переходы Джозефсона с AF барьерами предложены в качестве устройств, критический ток которых может контролироваться слабыми магнитными полями [2]. Мы исследовали структуры $\text{Nb}/\text{Au}/\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с антиферромагнитной прослойкой $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$.

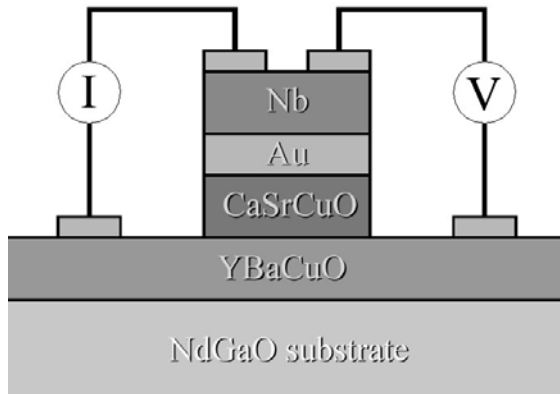


Рис. 1. Разрез структуры. Толщины слоев: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 200 nm, $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$ 20 ÷ 50 nm, Au 10 ÷ 20 nm, Nb – 200 nm.

Эпитаксиальные гетероструктуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ напылялись на подложки из NdGaO_3 , с помощью лазерной абляции при температуре $T=800\text{C}$. После охлаждения, без разрыва вакуума наносилась пленка Au. Использовались два состава $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$ с $x = 0.15$ и $x = 0.5$. Слой Nb получен магнетронным распылением. Квадратные переходы размерами L^2 от 10×10 до $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ были изготовлены методами фотолитографии и ионного травления [3].

Зависимости критического тока гетероструктуры от магнитного поля имели спадающий с увеличением H характер со слабыми осцилляциями. На рис. 2 показаны зависимости $I_C(H)$ для перехода с прослойкой AF толщиной $t = 20 \text{ nm}$ и, для сравнения, перехода $\text{Nb}/\text{Au}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Отметим, что ширины главных пиков $I_C(H)$ примерно равны,

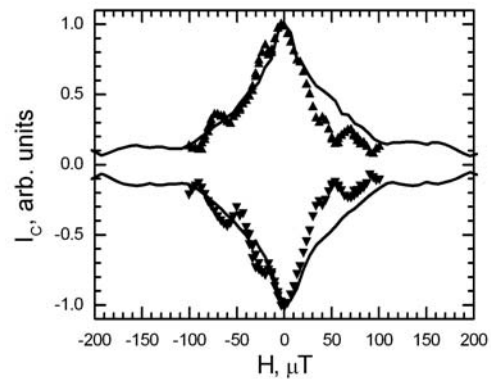


Рис. 2. $I_C(H)$ для $\text{Nb}/\text{Au}/\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2/\text{YBCO}$, с размером $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ – треугольники. $I_C(H)$ для $\text{Nb}/\text{Au}/\text{YBCO}$ с размером $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ - линии.

Поле H перпендикулярно плоскости подложки.

хотя линейные размеры переходов, L различаются в 5 раз. Известно, что период осцилляций по полю обратно пропорционален L [4]. Для обоих переходов зависимости $I_C(H)$ имеют форму, характерную для распределенного перехода, при этом переход с AF прослойкой имеет $I_C = 335 \mu\text{A}$, $L/\lambda_J = 0.6$; переход без прослойки - $I_C = 166 \mu\text{A}$, $L/\lambda_J = 0.4$. Джозефсоновская глубина проникновения λ_J рассчитывалась следующим образом :

$$\lambda_J = \left(\frac{h}{4\pi \cdot e \mu_0 d j_C} \right)^{1/2},$$

где $d = \lambda_{L1} + \lambda_{L2} + t$, $\lambda_{L1} = 150 \text{ nm}$ для YBCO, $\lambda_{L2} = 70 \text{ nm}$ для Nb.

Если поле H параллельно плоскости подложки, то ширина пиков переходов с AF прослойкой тоже значительно меньше, чем в ее отсутствии (Рис. 3).

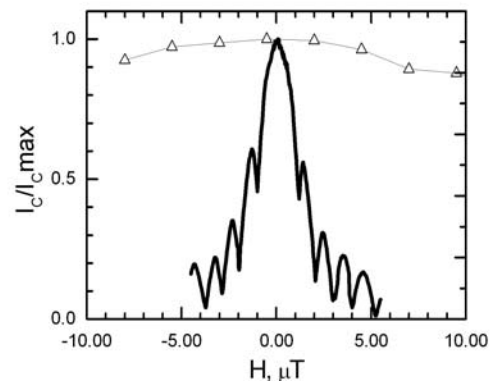


Рис. 3. Магнитополевая зависимость для перехода размером $L=50 \mu\text{m}$, с барьером $t=50 \text{ nm}$ – толстая линия. $I_C(H)$ для перехода без AF барьера, того же размера, показана треугольниками. Поле H параллельно плоскости подложки.

Из рис. 3 следует, что ширина пиков $I_C(H)$ в поле, которое параллельно подложке, для перехода с AF слоем $1 \mu\text{T}$, что в 2,5 раза меньше, чем при измерении ширин пиков в перпендикулярном поле.

На Рис. 3 показана зависимость $I_C(H)$ для сосредоточенного перехода с AF прослойкой.

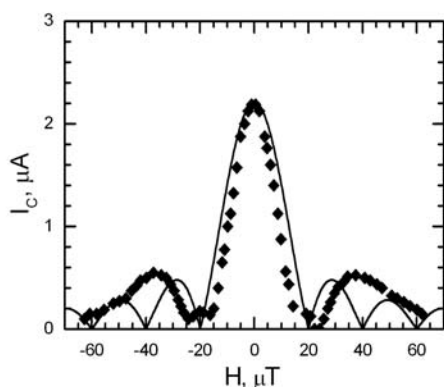


Рис.4. $I_C(H)$ для $\text{Nb/Au/Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2/\text{YBCO}$, с размером $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ и $t = 50 \text{ nm}$ – ромбы. Сплошная линия – теоретическая фраунгоферова зависимость. Поле H перпендикулярно плоскости подложки.

Из сравнения данных рисунков 2 и 4 видно, что период $I_C(H)$ по полю уменьшился с 50 до $20 \mu\text{T}$ с возрастанием толщины слоя $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$ с 20 до 50 nm . Форма зависимости $I_C(H)$ близка к фраунгоферовой при малых полях, так как имеется один пик, который значительно превышает другие по высоте. Однако, ширины боковых пиков примерно равны ширине центрального, то есть при полях, при которых в переход входит более одного кванта потока, экспериментальные зависимости отклоняются от простой теории, представленной в [4].

Степень увеличения чувствительности переходов к магнитному полю за счет слоя антиферромагнетика можно оценить из сравнения зависимостей периодов по магнитному полю от размеров переходов для двух образцов, в одном из которых $t = 50 \text{ nm}$, а в другом слой $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$ – отсутствует.

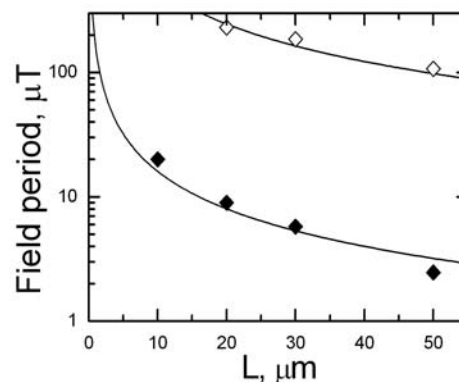


Рис. 5. Ширины пиков $I_C(H)$ в зависимости от размеров переходов для образца Nb/Au/YBCO – открытые ромбы, для образца с барьером $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$ 50 nm – заполненные ромбы. Расчетные зависимости вида $1/L$ – сплошные линии.

Измерения ширин пиков зависимостей $I_C(H)$ показали, что эти ширины пропорциональны размерам переходов в минус первой степени. За счет наличия барьерного слоя $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$ толщиной 50 nm периоды зависимостей $I_C(H)$ уменьшились примерно в 30 раз. Столь значительное изменение периодов связано со свойствами материала барьера, а не с увеличением толщины слоя d , в который проникает магнитный поток.

При исследовании гетероструктур $\text{Nb/Au/Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с прослойкой антиферромагнетика $20 \div 50 \text{ nm}$ было установлено, что произведение нормального сопротивления R_N на критический ток I_C составляло $150 \div 200 \mu\text{V}$. Это произведение оказалось примерно вдвое выше, для переходов Джозефсона, которые были сделаны по аналогичной технологии, но без слоя антиферромагнетика.

Работа частично поддержана программами ОФН РАН, Миннауки, РФФИ, программой ГР6 Европейского союза, программами Европейского научного фонда AQDJJ и ТНЮХ, шведской программой KVA.

- [1] Bozovic I., Logvenov G., Verhoeven M.A.J., Caputo P., Goldobin E., Geballe T.H., Nature, **422**, 873 (2003).
- [2] Gorkov L.P., Kresin V.Z., Physica C, **367**, 103, (2002).
- [3] Овсянников Г.А. Борисенко И.В., Комиссинский Ф.В., Кислинский Ю.В., Зайцев А.В., Письма в ЖЭТФ, **84**, 5, 320, (2006).
- [4] А. Бароне, Дж. Патерно. Эффект Джозефсона. Физика и применения. М. : Мир, (1984).

Спектральный поток квазичастиц и перекачка заряда в джозефсоновских контактах SINIS

В.М.Винокур¹, Н.Б.Копнин^{2,3}, А.С.Мельников⁴

¹Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, US

²Институт Теоретической Физики РАН, 119334 Москва, Россия

³Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland

⁴Институт Физики Микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

В работе исследован механизм спектрального потока квазичастиц и перекачки заряда в джозефсоновских контактах типа сверхпроводник/изолятор/нормальный металл/изолятор/сверхпроводник (SINIS) с адиабатически зависящим от времени потенциалом N области. Рассмотрим модельную систему, схематически изображенную на Рис.1 и состоящую из двух сверхпроводников (S_L и S_R), соединенных квантовым каналом (N) длины $d > \hbar v_x / \Delta$. Здесь Δ - сверхпроводящая щель в электродах, а v_x - скорость Ферми в нормальном канале. Изменение напряжения V_g на затворе приводит к изменению химического потенциала в квантовом канале.

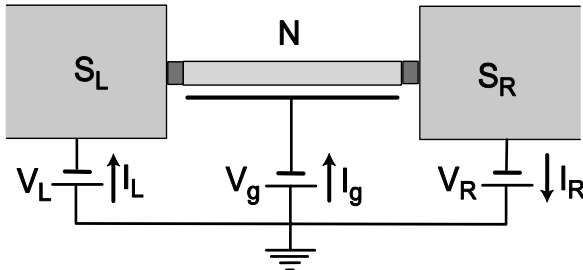


Рис. 1. Джозефсоновский контакт SINIS с перестраиваемым потенциалом N канала.

При достаточно малом напряжении $V = V_L - V_R$ и низких температурах транспортные свойства рассматриваемого джозефсоновского контакта определяются локализованными андреевскими состояниями квазичастиц с энергиями $|\varepsilon| < \Delta$. Их спектр $\varepsilon_n(\phi)$ состоит из большого числа уровней $N \sim \Delta d / \hbar v_x$, зависящих от разности фаз ϕ между сверхпроводящими электродами. Наличие барьеров на SN границах приводит к появлению минищелей, разделяющих минизоны в спектре $\varepsilon_n(\phi)$ (см. Рис.2а). Для резонансной туннельной системы с барьерами, описываемыми

потенциалом $U(x) = I(\delta(x - d/2) + \delta(x + d/2))$, мы получаем спектр в следующем виде: $|R_N|^2 \sin^2 \alpha' + |R_A|^2 \cos^2(\phi/2) = \sin^2(\beta + \gamma)$, где R_A и R_N - амплитуды андреевского и нормального отражений на NIS границах, $\beta = ed / \hbar v_x$, $\alpha' = k_x d + \delta$, $\cot \delta = Z$, $Z = mI / \hbar^2 k_x$, $\hbar k_x = mv_x$ - импульс Ферми. Примеры спектра приведены на Рис.2а.

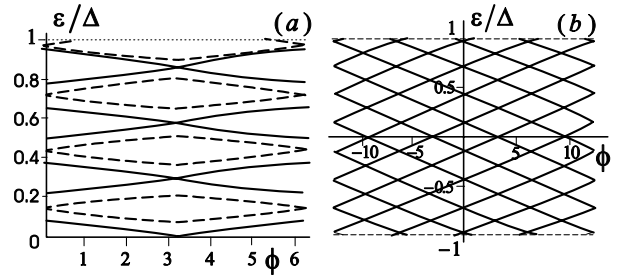


Рис. 2. Энергетический спектр подщелевых состояний квазичастиц в контакте SINIS ($Z = 0.5$; $\Delta d / \hbar v_x = 10$). (а) Сплошные и штриховые линии соответствуют случаям резонанса $|\sin \alpha'| = 0$ и антирезонанса $|\sin \alpha'| = 1$. (б) Непрерывные пути, соединяющие состояния с энергиями ниже $-\Delta$ и выше $+\Delta$ для резонансных траекторий с $m = n = 0$, показанных на Рис.3.

Величина минищелей существенно зависит от набега фазы α' . При выполнении резонансного условия $\sin \alpha' = 0$ все минищели при $\phi = \pi(2k + 1)$ (где k - целое число) закрываются. Закрытие минищелей при $\phi = 2\pi k$ происходит в случае антирезонанса $|\sin \alpha'| = 1$. Фиксируя постоянные напряжения на затворе и электродах мы получаем джозефсоновские осцилляции тока через контакт с частотой $\frac{d\phi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} = \omega_j$. При достаточно малых V зинеровское туннелирование между минизонами мало, минищели препятствуют спектральному потоку

от $-\Delta$ к $+\Delta$, средний по времени ток \bar{I} равен нулю, а диссипация в системе отсутствует. Адиабатическое изменение напряжения на затворе дает возможность менять импульс Ферми в канале, и, следовательно, фазовый набег $\alpha'(t)$ в резонансе с $\phi(t)$ таким образом, что минимизирует при $\phi = \pi(2k+1)$ и $\phi = 2\pi k$ закрываются последовательно во времени. В результате такой резонансной перестройки спектра возникает перекачка энергии от $-\Delta$ к $+\Delta$ (спектральный поток), а также перекачка заряда (средний ток). Изменяя $\alpha'(t)$ и $\phi(t)$ во времени, мы получаем траекторию на плоскости параметров $\phi - \alpha'$. Траектория, проходящая поочередно через точки $\phi = 2\pi k$; $\alpha' = \pi(\tilde{k} + 1/2)$ и $\phi = \pi(2k+1)$; $\alpha' = \pi\tilde{k}$ (где k, \tilde{k} - целые числа), соответствует резонансной перекачке. Для линейной траектории, задаваемой параметризацией $2\alpha'(t) = \omega_g t + 2\pi k$, $\phi - \pi = \omega_j t$, резонансное условие принимает вид: $\omega_j/\omega_g = (1+2m)/(1+2n)$, где n, m - целые числа. Примеры таких траекторий для пилообразных зависимостей от времени напряжения на затворе изображены на Рис.3. Пути, соединяющие в энергетическом пространстве состояния с энергиями ниже $-\Delta$ и выше $+\Delta$ для резонансных траекторий с $m = n = 0$, показаны на Рис.2b.

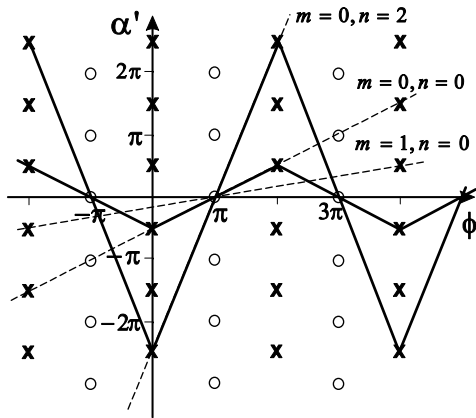


Рис. 3. Резонансные траектории, соответствующие режиму перекачки энергии и заряда.

Квазичастицы, двигаясь вверх (вниз) по энергии вдоль таких непрерывных путей, достигают континуума при $\varepsilon = +\Delta$ ($\varepsilon = -\Delta$) с распределением $n_+ = \tanh(\Delta/2T)$ ($n_- = -\tanh(\Delta/2T)$), которое соответствует равновесному распределению при $\varepsilon = -\Delta$ ($\varepsilon = +\Delta$). Последующая релаксация функции распределения в континууме сопровождается диссипацией и приводит к появлению

ненулевого среднего по времени тока \bar{I} . Для синусоидальной зависимости от времени напряжения на затворе и заданных n, m резонансная траектория параметризуется соотношениями

$$\phi - \pi = \omega_j t, \quad \alpha' = (ed/\hbar v_x) V_g = [(1+2n)\pi/2] \sin(\Omega t), \quad \text{где}$$

$\omega_j = 2\Omega(1+2m)$. Для расчета тока I^{sg} , переносимого подщелевыми состояниями в условиях резонансной перекачки, мы используем уравнение энергетического баланса:

$$VI^{sg} = -\sum_{\varepsilon_n > 0} \frac{d\varepsilon_n}{dt} (1-2f_n) + \sum_{\varepsilon_n > 0} Q_n \frac{\partial V_g}{\partial t} (1-2f_n).$$

$$Q_n = \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial V_g} = e \int (|u_n|^2 - |v_n|^2) dx - \text{квазичастичный}$$

заряд на n -ом уровне энергии, f_n - функция распределения. В случае резонансной перекачки и в предположении отсутствия неупругой релаксации получаем:

$$\bar{I} \approx \frac{e}{(2m+1)\pi\hbar} (n_+ - n_-) \int_{-\Delta}^{\Delta} |R_A|^2 d\varepsilon = \frac{2e\Delta}{(2m+1)\pi\hbar} F(Z) \tanh \frac{\Delta}{2T}$$

где $F(Z) = 2\Im^2 \ln(\cot(\delta/2)) / \sqrt{1-\Im^2}$, $\Im = (1+2Z^2)^{-1}$. Ток, возникающий в результате

такой неравновесной перекачки заряда, в N раз превосходит усредненный вклад от состояний континуума, и может быть существенно больше, чем джозефсоновский критический ток контакта. Можно сформулировать два условия экспериментального наблюдения рассмотренного эффекта перекачки: (а) время $t_\Delta \sim N/\omega_j$ пролета частицы от $-\Delta$ до $+\Delta$ должно быть мало по сравнению со временем неупругой релаксации τ_ε ; (б) вероятность зинеровского туннелирования между минизонами быстро падает при отклонении от резонансного условия. Соответствующее ограничение на интервал напряжений принимает вид: $\hbar N/\tau_\varepsilon \ll 2eV \ll \hbar v_x \Im^2 (1-\Im^2)/d$. В этой области напряжений резонансная перекачка заряда должна приводить к появлению гигантских ступенек Шапиро на вольт-амперных характеристиках. Подходящими системами для экспериментального наблюдения рассмотренных эффектов могли бы стать структуры со сверхпроводящими электродами, соединенными полупроводниковыми нанопроволоками или углеродными нанотрубками.

Работа выполнена при частичной поддержке US DOE Office of Science в рамках контракта No.W-31-109-ENG-38, РФФИ, Программы «Квантовая макрофизика» РАН, Фонда поддержки отечественной науки и Академии наук Финляндии.

Квантовые осцилляции в перфорированных сверхпроводящих плёнках нитрида титана

А.Ю. Миронов^{1,2}, П.Ю. Гатилов^{1,2}, Т.И. Батурина^{1,2}, А.Е. Плотников¹,
М.Р. Бакланов³

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, пр-т. акад. Лаврентьева 13, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова 2, Россия

³ IMEC, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgium

e-mail: tatbat@isp.nsc.ru

Физические свойства сверхпроводящих плёнок можно существенно изменить искусственным внедрением в них дефектов, в качестве которых могут выступать отверстия в плёнках. Например, перфорированные сверхпроводящие плёнки (то есть плёнки с периодически расположенными отверстиями), представляющие собой по сути сетки слабых связей, демонстрируют замечательные особенности в магнитопольных зависимостях сопротивления: сопротивление является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом, равным $\pi\hbar/e$. Подобное поведение предсказывается теорией сеток джозефсоновских переходов и многократно наблюдалось в эксперименте. Однако, сетки слабых связей, изготовленные на основе сильно неупорядоченных сверхпроводящих плёнок, находящихся вблизи порога локализации, до сих пор не исследовались. Параметрами сверхпроводника, определяющими возможность наблюдения осцилляций сопротивления, являются характерные длины когерентности, которые по порядку величины должны быть не меньше, чем периметр отверстий. Поскольку увеличение беспорядка приводит к уменьшению длин когерентности, то для наблюдения подобных осцилляций необходимо изготавливать решётки с экстремально малым периодом. Интерес к сверхпроводящим плёнкам именно нитрида титана (TiN) вызван тем, что, как показано в работах [1-3], данный материал по мере роста беспорядка или уменьшения толщины плёнок демонстрирует квантовый фазовый переход сверхпроводник – изолятор. Это делает актуальным исследование квантовых эффектов в проводимости перфорированных плёнок, изготовленных из данного материала. Сверхпроводящие плёнки TiN, сопротивление на квадрат которых достигает величин порядка нескольких кОм в нормальном состоянии, представляют собой великолепный объект для подобных исследований. Характерные длины когерентности, ответственные за проявление квантовых эффектов в проводимости в этих плёнках, составляют ~ 100 нм при температурах порядка нескольких десятков мК, поэтому изготовление образцов для исследований требует разработки беспрецедентной технологии изготовления наноструктур.

Ранее нами были исследованы джозефсоновские сетки с периодом 400 нм, изготовленные из сверхпроводящей плёнки TiN толщиной 5 нм,

имеющей температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 1.7$ К и сопротивление на квадрат в нормальном состоянии (при $T = 10$ К) $R_n = 3.9$ кОм. Исследования магнитосопротивления этих образцов не обнаружили никаких осцилляций вплоть до самых низких температур, достигнутых в эксперименте.

В данной работе на основе той же плёнки были впервые созданы и экспериментально исследованы перфорированные плёнки с рекордно малым периодом $a = 200$ нм (!) (рис.1). На первом этапе методом фотолитографии изготавливались мезаструктуры в виде холловских мостиков шириной 50 мкм и длиной 100 мкм. Далее методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением создавались периодически расположенные отверстия. Эксперименты проводились в криостате растворения и состояли в измерении температурных и магнитопольных зависимостей сопротивления. Транспортные низкотемпературные измерения проводились по стандартной четырёхточечной схеме на переменном токе низкой частоты методом синхронного детектирования. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости плёнки.

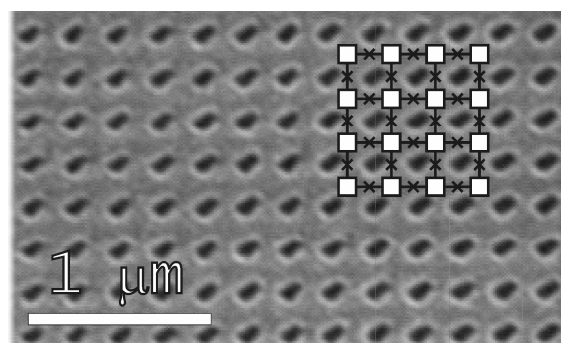


Рис.1. Изображение в сканирующем электронном микроскопе фрагмента плёнки TiN (толщина 5 нм) с периодически расположенными отверстиями (период – 200 нм), изготовленными методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением (тёмный контраст – отверстия). На фотографии схематично показан рисунок джозефсоновской сетки: крестики – слабые связи, белые квадраты – сверхпроводящие области.

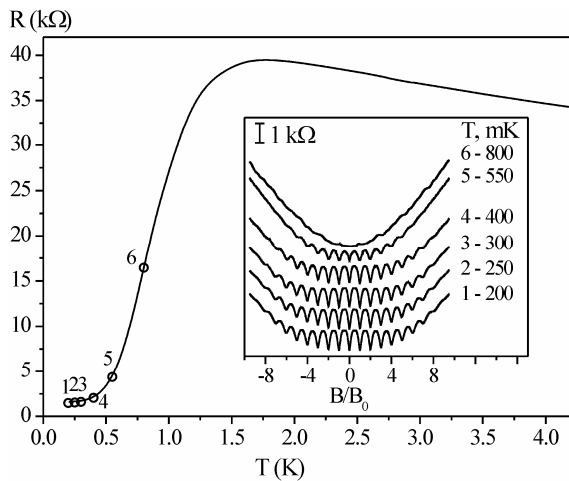


Рис.2. Температурная зависимость сопротивления перфорированной плёнки в нулевом магнитном поле. Пронумерованными символами приведены значения сопротивления в нулевом магнитном поле для магнитопольевых зависимостей, показанных на вставке. $B_0 = \pi\hbar/(ea^2) = 53$ мТл.

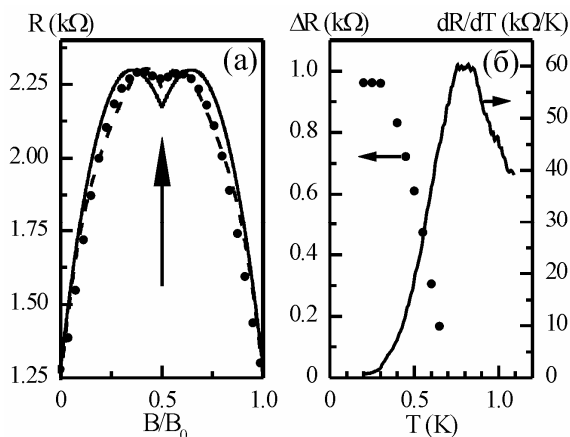


Рис.3. К анализу формы и амплитуды осцилляций. См. пояснения в тексте.

На рисунке 2 приведена температурная зависимость сопротивления на квадрат перфорированной плёнки в нулевом магнитном поле. По сравнению с исходной плёнкой, сопротивление перфорированной плёнки больше почти на порядок и достигает в максимуме 40 кОм при температуре 1.76 К, близкой к T_c исходной плёнки. Вплоть до самой низкой температуры, достигнутой в эксперименте, сопротивление остаётся конечным, и структура не переходит в сверхпроводящее состояние.

Наиболее значительный результат исследования относится к поведению перфорированной плёнки в магнитном поле. Установлено, что сопротивление является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом, соответствующим кванту магнитного потока ($\pi\hbar/e$) на ячейку (вставка на рис.2). На рисунке 3а символами показан фрагмент магнитопольевой зависимости сопротивления $R(B)$ при $T = 200$ мК, где отчетливо видны дополнительные минимумы в маг-

нитном поле, отвечающем полуцелому числу квантов потока на ячейку $B_0/2$, что свидетельствует о близости параметров слабых связей. Анализ формы осцилляций показывает, что в целом они согласуются с простой моделью, предложенной в работе [4] (сплошная линия на рис. 3а). Однако, дополнительный минимум сопротивления при $B_0/2$ выражен слабее, чем предсказывается в [4]. Такое поведение может быть вызвано осцилляциями магнитосопротивления с периодом $\pi\hbar/(2e)$, рассмотренными в работе [5]. Расчёт формы осцилляций, с учётом предсказаний [4, 5], приведён штриховой линией на рис.3а. Видно хорошее согласие экспериментальных данных и теоретических предсказаний. Обратимся к анализу температурной зависимости амплитуды осцилляций $\Delta R(T)$. Согласно предсказаниям теории, и это было неоднократно подтверждено экспериментом [4,6], температурная зависимость амплитуды осцилляций пропорциональна производной сопротивления по температуре в нулевом магнитном поле, то есть $\Delta R(T) \propto dR/dT$. В данной модели учитывается только изменение энергии джозефсоновской связи в магнитном поле. На рисунке 3б символами показаны экспериментальные значения амплитуды осцилляций, сплошной линией – температурная производная сопротивления для исследованного образца. В нашем случае амплитуда осцилляций быстро уменьшается при повышении температуры и не описывается простой моделью. Очевидно, что энергия джозефсоновской связи должна сильно зависеть от длины когерентности, уменьшающейся с ростом температуры, что на качественном уровне объясняет экспериментально установленную температурную зависимость амплитуды осцилляций. Этот факт указывает на важность роли электрон-электронного взаимодействия в физических свойствах решёток слабых связей, изготовленных из сильно неупорядоченных сверхпроводящих плёнок.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-16704), программы РАН «Квантовая макрофизика» и Интеграционного проекта СО РАН.

- [1] T. I. Baturina, D. R. Islamov, J. Bentner, C. Strunk, M. R. Baklanov, A. Satta, Письма в ЖЭТФ **79** (7-8), 416 (2004).
- [2] T. I. Baturina, J. Bentner, C. Strunk, M. R. Baklanov, A. Satta, Physica B **359-361**, 500 (2005).
- [3] T. I. Baturina, C. Strunk, M. R. Baklanov, A. Satta, препринт cond-mat/0602557
- [4] M. Tinkham, D. W. Abraham, and C. J. Lobb, Phys. Rev. B **28**, 6578 (1983).
- [5] S. A. Kivelson, B. Z. Spivak, Phys. Rev. B **45**, 10490 (1992)
- [6] T. I. Baturina et al, Physica B **329-333**, 1496 (2003).

Тепловой контактанс вихря в мезоскопическом сверхпроводнике

В.М.Винокур¹, Н.Б.Копнин^{2,3}, А.С.Мельников⁴,
В.И.Позднякова⁴, Д.А.Рыжов⁴, И.А.Шерешевский⁴

¹ Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA

² Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland.

³ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 117940, Москва, Россия.

⁴ Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

e-mail: ryzhov@ipm.sci-nnov.ru

Вопрос о структуре смешанного состояния в мезоскопических сверхпроводниках (с размерами несколько длин когерентности ζ) вызывает в последнее время большой интерес экспериментаторов и теоретиков. В таких системах большое влияние как на свойства куперовских пар (структуру сверхпроводящей щели), так и на свойства квазичастичных возбуждений оказывают граничные эффекты. Влияние эффектов размерного квантования на свойства квазичастиц в смешанном состоянии мезоскопических сверхпроводников может быть изучено с помощью низкотемпературных измерений теплопроводности. В работе [1] было показано, что квазичастицы переносят энергию вдоль вихря с групповой скоростью, которая значительно меньше фермиевской скорости, что согласуется с экспериментальными данными [2]. Как было показано авторами в работе [3] спектр квазичастиц в вихре в мезоскопическом сверхпроводнике может существенно модифицироваться, что неизбежно приведет к изменениям в транспортных характеристиках такой системы. Целью настоящей работы является анализ характеристик низкотемпературного теплового транспорта вдоль вихревой линии в мезоскопическом сверхпроводящем цилиндре, соединяющим два нормальных металла (резервуара).

Основываясь на теории Ландауэра, мы получаем контактанс вихря в мезоскопическом сверхпроводнике в баллистическом режиме

$$\kappa = -\frac{1}{\pi T \hbar} \sum_{\mu} \int_0^{k_F} \varepsilon_{\mu}^2 \frac{dn(\varepsilon_{\mu})}{d\varepsilon_{\mu}} P_{\mu, k_z} \left| \frac{\partial \varepsilon_{\mu}}{\partial k_z} \right| dk_z. \quad (1)$$

Здесь T – температура, $\varepsilon_{\mu}(k_z)$ – энергия квазичастиц с определенным угловым моментом $\hbar\mu$ и продольной компонентой импульса $\hbar k_z$, n – функция распределения в нормальных контактах, k_F – фермиевский импульс. Вероятность прохождения квазичастиц через сверхпроводник P_{μ, k_z} учитывает эффекты рассеяния электронов и дырок на границах сверхпроводника с нормальным металлом. Тепловой контактанс может быть выражен в единицах «кванта теплового контактанса» $\kappa_0 = \pi T / (3\hbar)$ (соответствующего контактансу одной моды в нормальном состоянии): $\kappa = \kappa_0 N_{eff}$. Пренебрегая эффектами рассеяния квазичастиц на контактах ($P_{\mu, k_z} = 1$), эффективное число мод можно интерпретировать как число распростра-

няющихся в сверхпроводнике мод, способных переносить тепло.

Известно, что в мезоскопических сверхпроводниках интерференция квазичастичных возбуждений приводит к изменению известного спектра Кароли – де Жена – Матрикона для массивного сверхпроводника [3], а именно, к появлению осцилляционного вклада в зависимость $\varepsilon(k_z)$ (Рис.1).

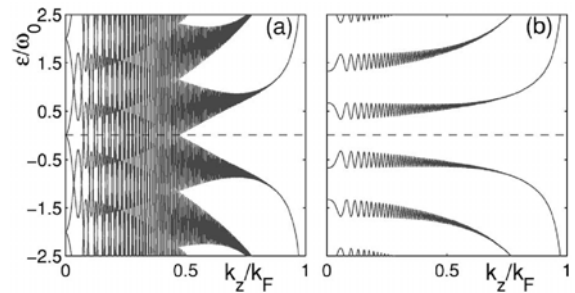


Рис.1 Спектр квазичастиц в вихре в мезоскопическом сверхпроводнике с радиусом $R = 3.5\zeta$ (а) и $R = 4.5\zeta$ (б) как функция продольного импульса.

Подобные осцилляции могут быть весьма большими по амплитуде и существенно превышать разность энергий ω_0 состояний Кароли – де Жена – Матрикона для различных значений углового момента μ . Это приводит, в частности, к появлению квазичастичных состояний с нулевой энергией в мезоскопических сверхпроводниках с радиусом меньше критического (порядка нескольких длин когерентности).

Существование состояний с нулевой энергией должно привести к кардинальному изменению температурной зависимости теплового контактанса для сверхпроводящих цилиндров с радиусом меньше (Рис.2а) и больше (Рис.2б) критического. Если радиус значительно больше критического ($R \gg R_c$), тогда осцилляции спектра малы, существует минимум в спектре состояний Кароли – де Жена – Матрикона равная $\omega_0/2$ и для температур $T \ll \omega_0$ тепловой контактанс имеет термоактивационную температурную зависимость

$$N_{eff}^{(\infty)}(T) = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\omega_0}{T} \right)^2 \exp\left(-\frac{\omega_0}{2T} \right). \quad (2)$$

Если же радиус меньше критического ($R < R_c$), минищели в спектре нет, и распространяющиеся моды существуют и при нулевой энергии. Учитывая увеличение числа квазичастичных транспортных мод вследствие появления мезоскопических осцилляций спектра [4] получаем для $T \ll \omega_0$ не зависящее от температуры эффективное число мод, определяемое поперечными размерами сверхпроводника

$$N_{eff}^{(R)} \sim k_F R (1 - R/R_c) (2\Delta_0/\omega_0) e^{-2R/\xi}. \quad (3)$$

Здесь Δ_0 – сверхпроводящей щели вдали от вихря, ξ – длина когерентности.

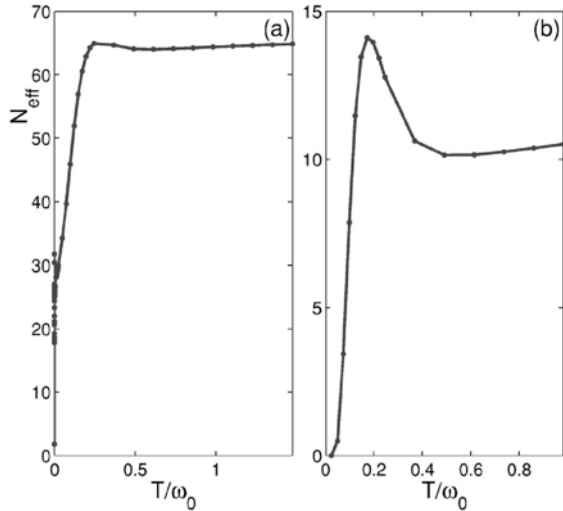


Рис.2 Зависимость эффективного числа транспортных мод N_{eff} в вихре от температуры в мезоскопическом сверхпроводнике с радиусом $R = 3.5\zeta$ ($R < R_c = 4.0\zeta$) (a) и $R = 4.5\zeta$ ($R > R_c$) (b).

Для довольно высоких температур $T \gg \omega_0$ эффективное число мод линейно зависит от температуры

$$N_{eff}^{(R)}(T) \approx N^* + \frac{27\zeta(3)}{2\pi^2} \frac{T}{\omega_0}. \quad (3)$$

Здесь ζ – дзета-функция Римана, N^* – остаточное значение эффективного числа мод. Оно мало для сверхпроводников с $R > R_c$ и достигает значений, определяемых формулой (3) при $R < R_c$ (Рис.3).

Численное решение задачи о тепловом транспорте вдоль вихря в мезоскопическом сверхпроводнике, проведенное с учетом эффектов рассеяния квазичастиц в области контактов нормальный металл – сверхпроводник качественно согласуется с полученными аналитическими зависимостями теплового контактанса от температуры и поперечных размеров образца.

Также был решен важный вопрос о влиянии шероховатостей поверхности на спектральные и транспортные свойства квазичастиц. Оказалось, что полученные для случая идеальной поверхности сверхпроводника результаты остаются качественно справедливыми для достаточно широкого класса неоднородностей, даже если простран-

ственный масштаб шероховатости существенно превышает межатомное расстояние.

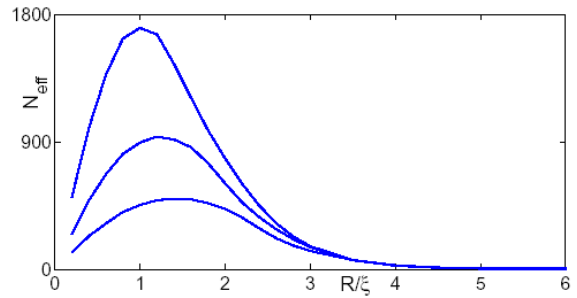


Рис.3 Зависимость эффективного числа транспортных мод N_{eff} в вихре от радиуса сверхпроводника для различных температур $T/\omega_0 = 0.3, 1.0, 3.0$ (снизу вверх).

Таким образом, показано, что тепловой контактанс вихревой линии, ориентированной вдоль оси сверхпроводящего цилиндра, существенно увеличивается при уменьшении радиуса цилиндра. Такое необычное поведение контактанса при уменьшении поперечных размеров образца вызвано увеличением числа квазичастичных транспортных мод вследствие возрастания роли нормального отражения квазичастиц на границе сверхпроводника. Заметим, что в случае нормального металла число транспортных мод (и контактанс) уменьшаются при уменьшении поперечных размеров образца $N_{eff} \sim R^2$. Нетривиальная зависимость остаточного значения эффективного числа мод от поперечных размеров $N^*(R)$ позволяет надеяться, что исследования теплового контактанса вихря в мезоскопическом сверхпроводнике даже при довольно высоких температурах ($T \sim \omega_0$) позволят сделать определенные выводы о роли граничных эффектов в субмикронных сверхпроводящих образцах и, в частности, о существовании квазичастичных состояний с нулевой энергией.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, Программ РАН «Квантовая макрофизика» и «Сильно коррелированные электроны полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», Фонда поддержки отечественной науки и Фонда «Династия».

- [1] Kopnin N.B., Mel'nikov A.S., and Vinokur V.M., Phys. Rev. B **68**, 054528 (2003).
- [2] Vinen W.F. et al., Physica (Amsterdam) **55**, 94 (1971).
- [3] Kopnin N.B., et al., Phys. Rev. Lett., **95**, 197002 (2005).
- [4] Kopnin N.B., et al., Phys. Rev. B, **75**, 024514 (2007).

Спектр вихревых электронных состояний в сверхпроводнике вблизи плоской границы.

А. С. Мельников, М. А. Силаев

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия.

Спектр квазичастиц в смешанном состоянии сверхпроводников второго рода является объектом активных исследований начиная с классической работы Кароли, де Жена и Матрикона [1]. В настоящее время известно, что спектр таких состояний может быть очень чувствителен к наличию примесей, дефектов или границ образца, приводящих к конкуренции нормального и андреевского механизмов рассеяния и соответствующей перестройке спектра. Интерференционные эффекты такого типа ранее рассматривались, например, для локализованных состояний в корях двумерных вихрей с рассеивающими примесными центрами [2], джозефсоновских контактах с несколькими потенциальными барьерами [3] а также для вихревых состояний в мезоскопических сверхпроводниках [4].

Данная работа также посвящена исследованию влияния нормального рассеяния на границах образца на спектр андреевских уровней. Мы рассматриваем квантование спектра возбуждений в вихре, запиннигованном на плоском дефекте в сверхпроводнике или вблизи границы сверхпроводник/изолятор. Эта задача является первым шагом на пути к рассмотрению более сложных (вообще говоря, произвольных) конфигураций дефектов.

Для нахождения спектра квазичастиц используется уравнение Боголюбова – де Жена (БдЖ): $\hat{H}_0\hat{\psi} + \hat{\sigma}_x Re\Delta\hat{\psi} - \hat{\sigma}_y Im\Delta\hat{\psi} = E\hat{\psi}$, где $\hat{H}_0 = (\hat{\sigma}_z(\hat{p} - e\hat{\sigma}_z A/c)^2 - \hbar^2 k_{\perp}^2)/2m$, $\hat{\psi} = (U, V)$, где U, V – электронная и дырочная волновые функции, $\Delta = \Delta_0(x + iy)/r$ – функция описывающая параметр порядка в системе отсчета, начало координат которой находится в точке, где расположен вихрь. Кроме того, квазичастичная волновая функция должна удовлетворять условию $\hat{\psi} = 0$ на плоской границе сверхпроводник/изолятор. Для того, чтобы удовлетворить такому граничному условию, воспользуемся методом изображений. Рассмотрим вспомогательную задачу о спектре пары вихрь-антивихрь в бесконечном сверхпроводнике. Параметр порядка в такой системе имеет вид:

$\Delta = (x - a/2 + iy)(x + a/2 - iy)f(|r - r_1|, |r - r_2|)$ где $\vec{r}_1 = (0, -a/2)$ – точка, где находится антивихрь, и $\vec{r}_2 = (0, a/2)$ – точка, где находится вихрь. Как нетрудно заметить, функция $\Delta(x, y)$ является

четной по x , а значит квазичастичные волновые функции будут либо четными, либо нечетными по x . Таким образом, нам надо найти спектр системы вихрь-антивихрь, и отобразить нечетные по x волновые функции, поскольку они удовлетворяют условию $\hat{\psi}(x=0) = 0$, а значит при $x > 0$ совпадают с волновыми функциями исходной задачи. Для нахождения спектра системы вихрь-антивихрь воспользуемся подходом, развитым в работе [5].

Спектр квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике второго рода в магнитном содержит аномальную ветку, соответствующую низкоэнергетическим квазичастицам, локализованным вблизи вихрей. Энергия таких квазичастиц определяется двумя квантовыми числами: проекциями импульса k_z и углового момента $\mu = [\vec{k}_{\perp}, \vec{r}] \cdot \vec{z}_0 = k_{\perp} r \sin(\theta - \theta_p)$ квазичастицы на ось z , параллельную оси вихря. Здесь \vec{k}_{\perp} – проекция импульса на плоскость $x - y$, θ, θ_p – углы \vec{r} и \vec{k}_{\perp} в плоскости $x - y$ соответственно. Для изолированного одноквантового вихря, спектр локализованных квазичастиц содержит одну ветку:

$E(k_z, b) = -\omega_0 \frac{k_F}{k_{\perp}} \left[\mu - k_{\perp} (x_0 \cos(\theta_p) + y_0 \sin(\theta_p)) \right]$, где (x_0, y_0) – координаты центра вихря, $\omega_0 = \Delta_0 / (k_F \xi)$, Δ_0 – величина сверхпроводящей щели, ξ – длина когерентности. Дискретные уровни определяются правилом квантования Бора-Зоммерфельда для канонически сопряженных координаты и импульса (θ_p, μ) :

$$\int_0^{2\pi} \mu(\theta_p) d\theta_p = 2\pi(n + 1/2) \quad (1)$$

где n – целое число.

Рассмотрим пару вихрь-антивихрь, центры которых расположены в точках $\vec{r}_1 = (0, -a/2)$ и $\vec{r}_2 = (0, a/2)$. Каждому значению энергии соответствуют две пересекающиеся кривые на плоскости $\theta_p - \mu$, каждая одна которых соответствует аномальному спектру отдельного вихря, а другая – антивихря (см. рис.1):

$$\mu(\theta_p) = \mp \frac{E k_{\perp}}{\hbar \omega_0 k_F} \pm \frac{k_{\perp} a}{2} \sin(\theta_p) \quad (2)$$

Точки пересечения соответствуют вырождению состояний, локализованных на разных вихрях. Учет конечной вероятности межвихревого туннелирования квазичастиц приводит к снятию

вырождения и расщеплению в точках пересечения термов $\mu(\theta_p)$ (см. рис.1).

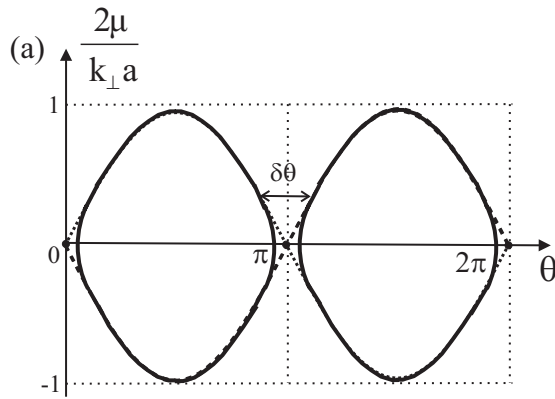


Рис. 1: Угловой момент μ как функция θ_p для нулевой энергии E . Пунктирная и штриховая линия соответствуют вихрю и антивихрю в точках $\vec{r}_2 = (0, a/2)$ и $\vec{r}_1 = (0, -a/2)$ соответственно.

Для того, чтобы найти величину расщепления $\delta\mu$ необходимо решить уравнение БдЖ для траекторий, проходящих вблизи центров вихрей, т.е. при θ_p близких к $0, \pi$. В результате, мы нашли, что вблизи точек расщепления, например $\theta_p = 0$, зависимость $\mu(\theta_p)$ определяется следующим выражением:

$$\mu(\theta_p) = \pm \frac{k_{\perp} a}{2} (\tilde{\theta}_p^2 - \delta\theta^2)^{1/2} \quad (3)$$

где $\delta\theta = \xi/a \exp(-\alpha a k_{\perp}/k_F \xi)$, α - коэффициент порядка 1, зависящий от выбора формы кора вихря, $\tilde{\theta}_p = \theta_p + 2E\xi/a\Delta_0$. Дискретный спектр восстанавливается с помощью применения правила квантования (1) к расщепленным термам $\mu_{1,2}(\theta_p)$, схематически показанным на рис.1. Спектр исходной задачи получается в результате отбора уровней, соответствующих нечетным по x функциям:

$$\frac{(\pi - \delta\theta)E}{\varepsilon_0} = (2n+1)\pi \quad (4)$$

Заметим, что наличие запрещенной области углов (см. рис.1) приводит к увеличению расстояния между уровнями, определяемым формулой (4), а следовательно, подавлению средней плотности состояний в вихре. Оценка для относительного уменьшения плотности состояний δN по мере приближения вихря к поверхности имеет вид: $\delta N/N_0 \sim \exp(-2a/\xi)$.

В рамках квазиклассического рассмотрения, вероятность туннелирования между расщепленными термами $\mu(\theta_p)$ равна нулю. Критерий справедливости квазиклассики: $\delta\theta \gg \Delta\theta$, где $\Delta\theta$ - квантовая неопределенность угла, нарушается, если расстояние a

достаточно велико. Это означает, что при $\delta\theta \sim \Delta\theta$ необходимо решить уравнения Боголюбова-де Жена вблизи точек расщепления вне рамок квазиклассического приближения с учетом дифракции электронных волн. Прodelав это, мы нашли, что существует конечная вероятность туннелирования между термами: $P = \exp(-\pi s)$, где $s = k_{\perp} \xi \delta\theta$. Критерий того, что $P \ll 1$, может быть записан в следующем виде: $k_{\perp} \ll (a/a_c)k_F < k_F$, где $a_c = (\xi/2) \ln(k_F \xi)$ - критическое расстояние между вихрями.

Таким образом, спектр $E(k_z)$ трансформируется при уменьшении расстояния от вихря до поверхности a следующим образом (см. рис.2): сначала, когда $a \gg a_c$, спектр почти не отличается от спектра изолированного вихря. Затем, как только $a < a_c$, в области малых k_z мы получаем сильное изменение спектра (см. рис.2), в области больших k_z спектр по-прежнему мало отличается от спектра изолированного вихря.

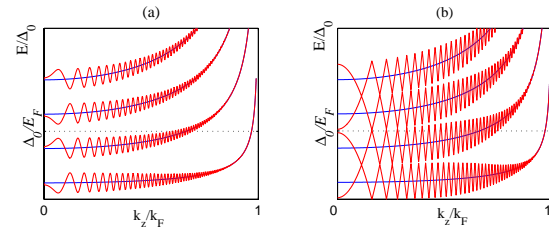


Рис.2: Спектр вихря вблизи поверхности: (a) $a = 3\xi$; (b) $a = 2.1\xi$, $k_F \xi = 200.5$.

Также как и в случае вихревого кластера, исследованном в работе [5], плотность состояний как функция энергии должна состоять из серии пиков, с периодом ω_0 . Плотность состояний на фиксированном уровне энергии, осциллирует как функция расстояния до поверхности с периодом π/k_F .

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, Программ РАН «Квантовая макрофизика» и «Сильно коррелированные электроны», Фонда поддержки отечественной науки и Фонда «Династия».

[1] C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. **9**, 307 (1964)
 [2] A.I. Larkin, Yu.N. Ovchinnikov, Phys.Rev.B, **57**, 5457 (1998)
 [3] A.V.Galaktionov and A.D.Zaikin, Phys.Rev.B **65**, 184507 (2002)
 [4] N.B.Kopnin, et al., Phys.Rev.Lett. **95**, 197002 (2005)
 [5] A.S.Mel'nikov, M.A.Silaev, Письма в ЖЭТФ **83**, 675-680 (2006)

Однофотонный детектор (SSPD) на основе ультратонкой сверхпроводящей пленки NbN для ближнего и среднего ИК диапазона.

М.А.Тархов, А.А. Корнеев, А.В. Дивочий, О.В. Минаева, И.И. Милостная, К.В. Смирнов, Г.М. Чулкова, Б.М. Воронов, Г.Н. Гольцман.
Московский государственный педагогический университет, Москва 119992, Россия
e-mail: akorneev@rplab.ru

1. ВВЕДЕНИЕ.

В настоящее время растет интерес к быстрым и высокочувствительным однофотонным детекторам инфракрасного диапазона. Такие детекторы требуются как для научных исследований, таких как астрономия ИК диапазона или исследование однофотонных излучателей на квантовых точках, так и для практического применения: для неразрушающего тестирования интегральных микросхем методом РИСА, передачи квантовокриптографического ключа. Применение высокочувствительных однофотонных детекторов в классических линиях связи позволяет либо совсем отказаться от дорогостоящих оптических усилителей, либо уменьшить их количество.

Одним из перспективных типов однофотонных детекторов является сверхпроводниковый однофотонный детектор (Superconducting Single Photon Detector - SSPD). Было показано, что эти детекторы в ближнем ИК диапазоне (1,3 мкм) достигают квантовой эффективности ~30% при ничтожной скорости темнового счета, временная нестабильность переднего фронта импульса фотоотклика (jitter) менее 20 пс и ограничена

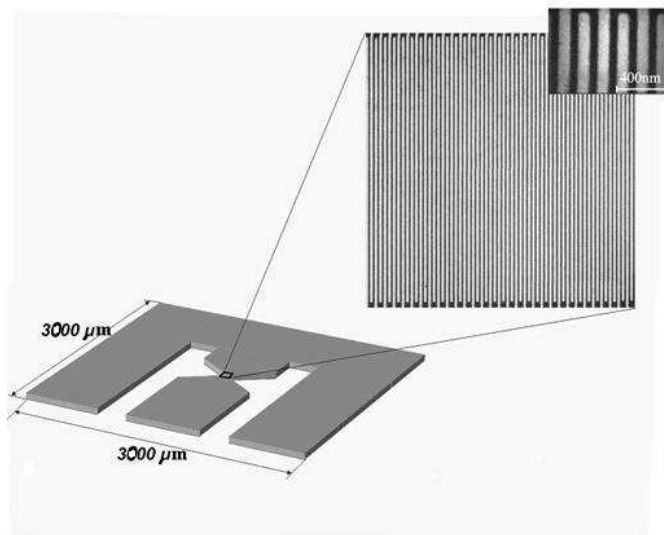


Рис. 1. Чип SSPD, контакты и фотография чувствительного элемента.

По скорости счета SSPD существенно превосходят однофотонные лавинные диоды, обеспечивая скорость счета ~1 ГГц [4].

В данной работе представлены результаты измерения спектральной чувствительности сверхпроводникового однофотонного детектора (Superconducting Single Photon Detector (SSPD)) в ближнем и среднем ИК диапазоне длин волн (1-5,5 мкм). Было показано, что чувствительность детектора улучшается с понижением рабочей температуры.

II. ТОПОЛОГИЯ И ПРОЦЕСС ИЗГОТОВЛЕНИЯ SSPD.

На рис. 1. представлена топология чипа однофотонного детектора (SSPD): контактная площадка и чувствительный элемент. Контакты чипа выполнены под стандартную пятидесятиомную копланарную линию, а в центре чипа расположен чувствительный элемент.

Чувствительный элемент SSPD сделан из ультра тонкой (толщина 4 нм) сверхпроводниковой пленки NbN, в виде узкой полоски шириной 120 нм изогнутой в форме меандра, покрывающего площадь 10*10 мкм². Полная длина полоски составляет ~ 500 мкм.

Сверхпроводящая NbN пленка, которая используется для изготовления SSPD, наносится на сапфировую подложку реактивным магнетронным распылением в атмосфере аргона и азота. Высокое

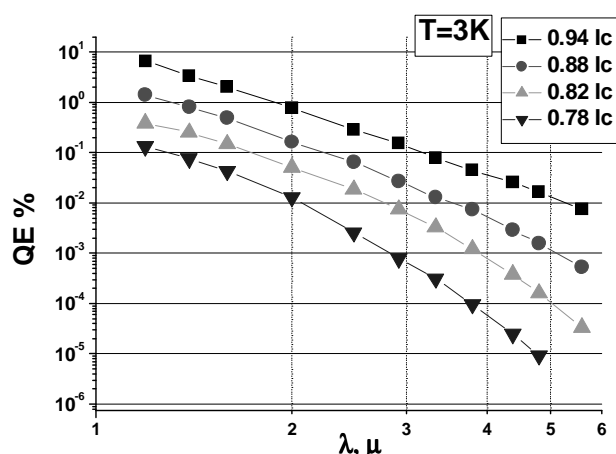


Рис. 2. Спектральная чувствительность SSPD при рабочей температуре 3К и разных токах смещения.

возможностями регистрирующей аппаратуры [1]-[3].

Данная работа поддержана INTAS проектом 03-51-4145 и Европейским комитетом "SINPHONIA", номер контракта NMP4-СТ-2005-16433.

качество наших пленок подтверждают такие параметры как поверхностное сопротивление которое, составляет 400-500 Ом/квadrat, критическая температура $T_c = 10-11$ К, и ширина перехода

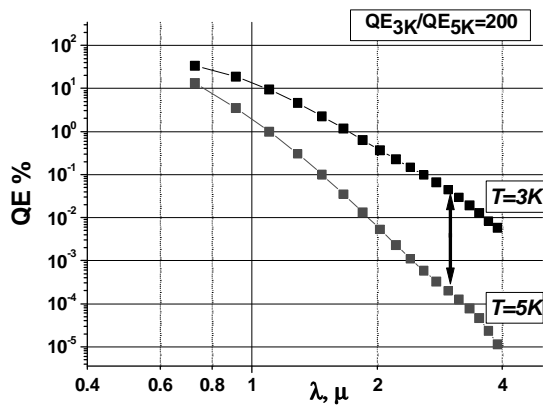


Рис. 3. Зависимость квантовой эффективности от длины волны SSPD измеренная на одном приведенном токе $0.94 I_c$ смещения и разных температурах.

$\Delta T_c \sim 0.3$ К. Чувствительный элемент выполнен с помощью метода электронной литографии и плазмохимического травления.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

На рисунке 2 представлена зависимость квантовой эффективности от длины волны (спектральная чувствительность) SSPD измеренная для разных токов смещения SSPD, в диапазоне длин волн от 1,3 мкм до 5,5 мкм при температуре 3 К. Температура достигалась с помощью откачки паров гелия из криостата. Для подсвета образца мы использовали криостат, оснащенный оптическим сапфировым

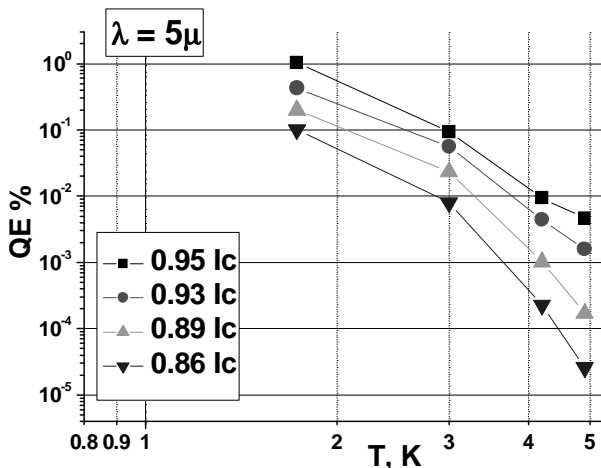


Рис. 4. Температурная зависимость квантовой эффективности измеренная на 5 мкм.

окном, для подавления излучения температурой комнаты мы установили в криостате холодный фильтр (охлаждаемое сапфировое окно). Лучшие наши образцы при температуре 3 К и токе смещения $0.94 I_c$ на длине волны 1,3 мкм показывают значение квантовой эффективности порядка 20-30%. Экспериментально показано, что чувствительность детектора зависит от рабочей температуры. На рис. 3 изображена спектральная чувствительность,

измеренная при одном приведенном токе смещения (отношение тока смещения к критическому току образца при данной температуре) и разных температурах. Из графика видно, что красную границу SSPD детектора можно сдвинуть в длинноволновую область путем понижения температуры. На длине волны 3 мкм отношение квантовых эффективностей при температурах 3 К и 5 К составляет 200 раз.

На рис. 4 представлены результаты измерения зависимости квантовой эффективности от температуры, измеренной на разных токах смещения. Наименьшая достигнутая температура составляла 1.6 К. Детектор освещался излучением лазерного диода на длине волны 5 мкм, который способен работать при гелиевых температурах. SSPD показывает рекордное значение квантовой эффективности на 5 мкм, которое составляет $\sim 1\%$.

Исходя из значений квантовой эффективности на 5 мкм при температуре 2 К и уровня темного отсчета, представленного в [3], мы определили эквивалентную мощность шума. Для однофотонных детекторов она определяется согласно формуле:

$$NEP = \frac{h \cdot \nu}{QE} \cdot \sqrt{2R},$$

где QE – квантовая эффективность, R – скорость темного счета. Для наших образцов при температуре 2 К темновые отсчеты при токе смещения $0.89 I_c$ составляет $2 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$. [3] Согласно данным из рис. 4, на длине волны 5 мкм эквивалентная мощность шума равна $4 \times 10^{-19} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$ при приведенном токе смещения $0.89 I_c$.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Было показано, что SSPD обладает рекордной чувствительностью в ближнем и среднем ИК. На длине волны 5 мкм рекордное значение квантовой эффективности составляет $\sim 1\%$ при рабочей температуре 1,6 К и токе смещения $0,95 I_c$. Эквивалентная мощность шума на этой длине волны и токе $0,89 I_c$ составляет $4 \times 10^{-19} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$. Согласно данным результатам SSPD является практически детектором способным работать в высокочастотной терагерцовой астрономии.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] G. Gol'tsman, et al. "Picosecond superconducting single-photon optical detector" Applied Physics Letters 79 (2001): 705-707
- [2] A.Korneev, et. all. "Detection efficiency of large-active-area NbN single-photon superconducting detectors in ultraviolet to near-infrared range.", Appl. Phys. Lett., v.80, №25, pp.4687, 2002.
- [3] A. Korneev, et. All. "Sensitivity and gigahertz counting performance of NbN superconducting single-photon detectors", Applied Physics Letters volume 84, number 26, 28 June 2004, pp 5338-5340
- [4] G. Gol'tsman, "Middle-Infrared to visible-light ultrafast superconducting single-photon detector", Moscow State Pedagogical University; D. Pan, A. Cross, A. Pearlman, I. Komissarov, W. Slys, R. Sobolewski, University of Rochester

Образование решетки наноструктур на совершенных кристаллах $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

С.А. Чуриц, Ю. Н. Дроздов, С.А. Гусев

Институт физики микроструктур Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

e-mail: churin@ipm.sci-nnov.ru

Изучение механизма роста кристаллов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ позволяет развить методы выращивания объемных высокотемпературных сверхпроводящих изделий с высокой плотностью транспортного критического тока. С другой стороны возникают предпосылки для создания решетки наноструктур на поверхности совершенных кристаллов. Небольшие монокристаллы $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ высокого качества [1,2,3] выращивают раствор-расплавным методом.

Ранее [2] показано, что рост кристаллов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ идет через образование макро и микро ступеней. Исследования проводились с привлечением оптического микроскопа. В данной работе показано, что рельефы граней совершенных кристаллов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ имеют разный вид. В свою очередь ступени на грани $\{001\}$ покрыты точками роста образующими решетку с нерегулярным периодом в несколько нанометров.

Для приготовления шихты 28 мольных процента $BaCO_3$, 72 мольных процента CuO и 6 мольных процентов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в виде тщательно перемешанных порошков засыпались в алундовый тигель объемом 120 см^3 . Двуокись углерода выжигалась при температуре 970°C в течении четырех часов. После чего полный тигель с приготовленной таким образом шихтой помещался в муфельную печь в область с градиентом температуры $5-10^\circ\text{C}/\text{см}$ на поддон с порошком Al_2O_3 . При температуре 1015°C тигель выдерживался 4 часа. Далее температура в печи снижалась до 990°C за 20 минут, после чего, медленно со скоростью 1°C за час печь остывала вместе с тиглем до 960°C . При данной температуре тигель опрокидывался и жидкая фаза выливалась в поддон с порошком Al_2O_3 . После остывания тигель извлекался из печи и с внутренней его поверхности, свободной от расплава, механически снимались остатки пористой твердой фазы. Среди снятой массы находились кристаллики с зеркальной поверхностью площадью до нескольких квадратных миллиметров и толщиной десятые доли миллиметра. Встречаются также сростки кристалликов.

Структура кристалликов изучалась с помощью дифрактометра ДРОН-4, электронного сканирующего микроскопа Supra 50 VP и сканирующего зондового микроскопа Solver P7-

SPMLS-MD. Радиус закругления зонда был 10 нм. Рентгеноструктурный анализ кристалликов показал, что наибольшая по площади зеркальная поверхность кристалликов представляет собой плоскость $\{001\}$ кристаллов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ с полушириной кривой качания на половине высоты заметно меньше одной десятой доли градуса. Среди кристалликов встречаются и двойники. В большинстве случаев срастание кристалликов идет плоскостями $\{001\}$. Видно, что наибольший кристаллик является источником для кристаллика более мелкого. При этом угол разориентации кристалликов небольшой. Видны ступени роста, рис.1. Высота ступеней роста заметно больше моноатомной.

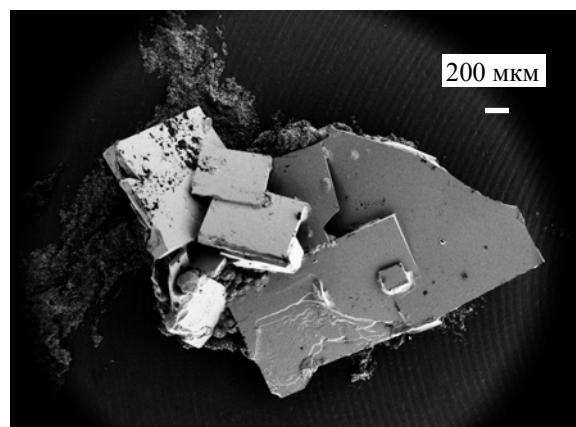


Рис. 1. Сросток кристаллов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

Геометрия ступеней меняется от их местоположения. С удалением от края кристаллика высота и ширина ступеней уменьшаются. Возможно, что в процессе роста идет отравление поверхности $\{001\}$ кристалликов атомами примеси. В результате отравления скорость роста падает и происходит уменьшение высоты и ширины ступеней. Преимущественно ступенчатый рост кристаллов, возможно, свидетельствует об отравлении ступеней [4]. Сама ступенька, похоже, растет по нормальному закону. Характер ступеней роста может быть самый разный. На рис. 2

представлена структура линейных ступеней. На рис. 3 – спиральных ступеней.

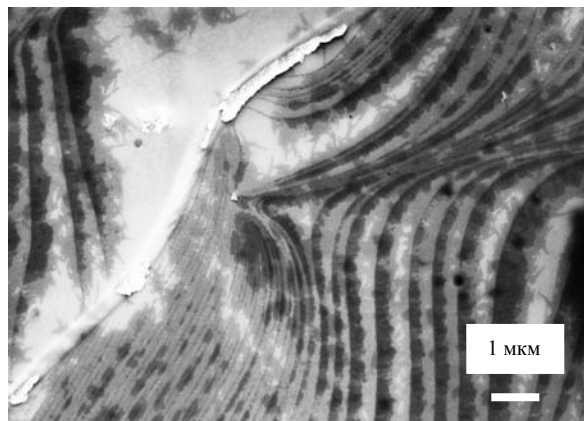


Рис.2. Ступени роста на поверхности 001 кристалла $YBaCuO$

Не исключено, что в процессе роста раствором переносится макропримесь, которая осаждается на поверхности растущего кристалла, рис. 2. Видно, что макропримесь на поверхности грани сдерживает движение ступени. Однако торможение движения ступеней происходит только до определенного момента, после чего ступень начинает двигаться с большей скоростью. Снижение скорости движения ступеней приводит к увеличению их высоты. На поверхности ступени при большем увеличении видны также темные пятна с размерами от десятых долей микрометра до нескольких микрометров, рис. 2.

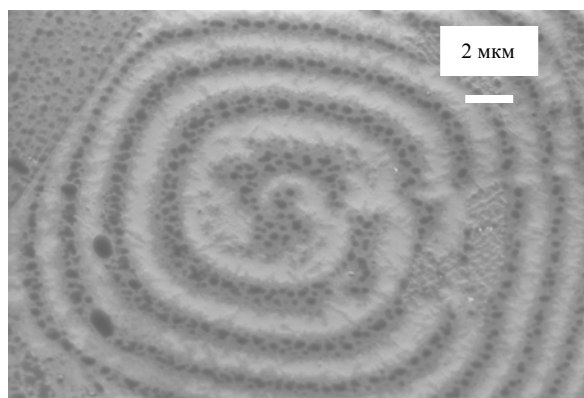


Рис.3. Ступени роста в виде спиралей на поверхности {001} кристалла $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

С другой стороны с привлечением зондовой микроскопии на поверхности ступеней обнаружена решетка выступов - предположительно точек роста, рис.4.

Отдельный выступ имеет высоту десятки нанометров, в основании его размеры не превышают нескольких нанометров. Точки роста

образуют нерегулярную решетку с периодом десятки нанометров.

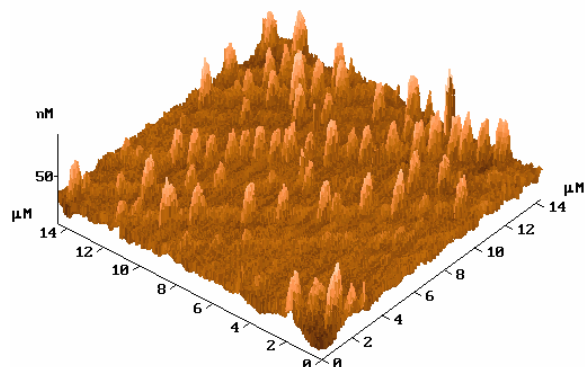


Рис. 4 Решетка выступов на поверхности {001} кристалликов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

Можно предположить, что рост грани {001} $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ кристаллов идет на первом этапе через точки роста, затем через ступени. Точки роста на гранях тормозят развитие ступеней. Снижают скорость роста кристаллов. Малая скорость роста грани {001} обусловлена также, возможно, цепочкой химических реакций протекающих при образовании соединения $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ [2]. Рентгеновский микроанализ выявил наличие на поверхности кристалликов атомов алюминия и углерода. Очевидно, что атомы алюминия на поверхности кристаллов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ появились в результате растворения жидкой фазой $BaCuO_2 + CuO$ стенок тигля. Источником атомов углерода является $BaCO_3$.

1. Lin C.T., Zhou W., Liang W.Y. et all. Physica C 195 (1992) 291-300

2. Макарова Н.Г., Белый А.В., Дмитрук Т.М. и др. Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1995, т. 8, № 5-6, с.714-728

3.Высокотемпературная сверхпроводимость: Фундаментальные и прикладные исследования: Сб. статей. Вып. 1 под ред. Проф. А.А. Киселева.- Л.: Машиностроение. Ленинградское отделение, 1990.- 686 с., ил.

4. Е. Б.Трейвус. Кинетика роста и растворения кристаллов.// Издательство Ленинградского университета. Ленинград 1979. 248 с.

Проводимость в двумерных системах: переходы металл-сверхпроводник

К.Н. Югай

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, пр. Мира 55а, Омск 644077, Россия
e-mail: yugay@omsu.ru

1. Известно, что в двумерных системах при достаточно малых концентрациях электронов при понижении температуры имеет место переход металл-диэлектрик (MI). Причиной такого перехода являются процессы локализации, в частности, моттовская при наличии сильной электронной корреляции [1] (см. также [3]) и андерсоновская при наличии беспорядка [2] (см. также [3]). Однако целый ряд экспериментов ([4-9], см. также [10]) показал, что при повышении плотности электронов в одном и том же материале, например, в Si, имеет место при понижении температуры не только переход MI, но и переход в металлическое и даже сверхпроводящее состояние. Например, резкое уменьшение сопротивления вплоть до перехода в сверхпроводящее состояние наблюдалось в тонкой пленке TiN [11,12]. Удовлетворительного объяснения этого явления до сих пор, как нам известно, нет.

Заметим, что термин «квантовый фазовый переход», применяемый в настоящее время для характеристики перехода в металлическое состояние в 2D системах типа упомянутых выше, не вполне содержателен, поскольку не содержит сколько-нибудь внятной физической картины процесса. В настоящее время этот термин представляет собой больше обозначение определенного круга явлений, упомянутых выше, чем метод расчета. Характерно в этой связи, что авторы работы [13] ссылаются на теорию БКШ, используя термин «квантовый фазовый переход».

В данной работе мы будем рассматривать 2D систему при отсутствии внешнего магнитного поля и магнитных примесей. Предлагаемая качественная картина явления выглядит следующим образом. Во-первых, в 2D системе кроме моттовской и андерсоновской локализаций, приводящих к образованию связанных состояний электрона, а следовательно, к переходу в диэлектрическое состояние, возможно связанное состояние электрона в коллективном эффективном потенциале V_{eff} . В этом состоянии электрон не теряет подвижность, т.е. является мобильным. Далее мы будем называть это локализованное состояние «мобильным». «Мобильная» локализация является функцией плотности электронов и возможна только при достаточно большой, критической, плотности электронов. Ниже критической плотности эффективна моттовская или андерсоновская или мотт-андерсоновская локализация электронов [14]. Примером «мобильной» локализации

является образование связанного состояния куперовских пар в металлических сверхпроводниках. Во-вторых, при понижении температуры 2D система с «мобильно» связанными электронами претерпевает фазовый переход, в результате которого в системе устанавливаются корреляции ее квантовых характеристик, в частности, спиновых и кинематических, и система приобретает коллективные свойства. С рассматриваемой точки зрения различные 2D системы отличаются величиной эффективного потенциала V_{eff} и критической плотности электронов.

2. Чтобы показать возможность «мобильной» локализации используем уравнение Дайсона:

$$G(\vec{k}, \omega) = [\omega - \varepsilon_k - \Sigma(\vec{k}, \omega) + i\delta_k]^{-1}, \quad (1)$$

где одночастичная функция Грина $G(\vec{k}, \omega)$ определяется полной собственно

энергетической частью $\Sigma(\vec{k}, \omega)$, учитывающей в общем случае все возможные взаимодействия электрона с другими электронами и остальными частицами системы. Полус функции Грина (1), как известно, соответствует квазичастице и при этом эффективная масса перенормированного электрона больше массы невзаимодействующего электрона. Однако полюс функции Грина может соответствовать и связанному состоянию электрона с эффективной массой меньше массы невзаимодействующего электрона. Как легко показать, это связанное, локализованное, состояние является мобильным. Разлагая собственно энергетическую часть вблизи полюса, получаем условие для связанного состояния:

$$\left. \frac{\partial \Sigma(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\tilde{\varepsilon}_k} > 0, \quad (2)$$

где энергия электрона в связанном состоянии $\tilde{\varepsilon}_k$ определяется эффективной массой m^* :

$$\tilde{\varepsilon}_k = \frac{k^2}{2m^*} - \mu. \quad (3)$$

Для эффективной массы m^* получаем с учетом (2)

$$\frac{m^*}{m} = \left(1 - \left. \frac{\partial \Sigma}{\partial \omega} \right|_{\omega=\tilde{\varepsilon}_k} \right) \left[1 + \frac{\partial \Sigma}{\partial \varepsilon_k} \right]^{-1} < 1. \quad (4)$$

Заметим, что соотношение (3), определяющее условие, налагаемое на собственно энергетическую часть, при нахождении

связанного состояния в многочастичной системе имеет общий характер. Очевидно, что оно справедливо и в системах с размерностью, отличной от $D=2$.

Можно показать также, что $0 < m^* < 1$, т.е. в уравнении (3) $k^2/2m^* > 0$ и связанное состояние является мобильным.

3. Известно, что эффективный потенциал определяется с помощью поляризационного оператора:

$$V_{eff}(\vec{k}, \omega) = V(\vec{k}) \left[1 - V(\vec{k}) \Pi(\vec{k}, \omega) \right]^{-1}, \quad (5)$$

где $V(\vec{k})$ – Фурье-образ потенциала «голового» электрона, $\Pi(\vec{k}, \omega)$ – поляризационный оператор. Для системы невзаимодействующих электронов эффективный потенциал положителен и мы имеем случай экранированного потенциала. Однако можно показать, что в случае системы с сильным взаимодействием и выполнении условия

$$V(\vec{k}) \Pi(\vec{k}, \omega) > 1 \quad (6)$$

$V_{eff} < 0$ и имеет место притягивательное взаимодействие, которое в 2D системе всегда приводит к образованию связанного состояния. Условие (6) является условием «мобильной» локализации электрона. Следует заметить, что это условие имеет место и при образовании куперовских пар в металле.

«Мобильная» локализация электронов в рассматриваемой системе приводит к увеличению проводимости с понижением температуры и переходу в сверхпроводящее состояние. Во-первых, из общих квантовых принципов следует, что связанное состояние электрона является бездиссипативным. Примером такого бездиссипативного поведения является связанное состояние электронов в куперовских парах, ответственных за сверхпроводящее состояние в 3D металлах. Во-вторых, «мобильная» локализация большого числа электронов при понижении температуры означает увеличение проводимости системы и постепенный переход в сверхпроводящее состояние. Этот переход минимизирует энергию системы и именно при этом возникает коррелированное спиновое состояние «мобильно» локализованных электронов системы. Иными словами, это спиново-коррелированное состояние и является коллективизированным, когерентным состоянием электронной системы.

4. В общем случае, очевидно, существуют три разновидности электронов: 1) электроны, локализуемые по Мотту или Андерсону. Эти электроны выбывают из диффузионного движения. 2) Электроны обычные, их движение сопровождается диссипативными процессами. И, наконец, 3) электроны, локализуемые по «мобильному» сценарию. Две последние разновидности электронов являются подвижными. Соотношение между этими тремя разновидностями электронов и приводит к

наблюдаемым явлениям в 2D системах. При высоких температурах основные свойства системы определяются второй разновидностью электронов. Проводимость системы определяется при этом соотношением типа Друде. При низких температурах электроны второй разновидности уменьшаются из-за двух других сценариев. При низкой плотности электронов их поведение регламентируется сценарием Мота или Андерсона, и мы имеем переход в диэлектрическое состояние. Квантовые поправки к проводимости в отсутствие внешнего магнитного поля приводят к усилению эффекта локализации по первому сценарию. При высоких плотностях, $n > n_c$, где n_c – плотность электронов, соответствующая сепаратрисе [5], превалирует третий сценарий, и мы имеем переход в сверхпроводящее состояние.

Соотношение между тремя разновидностями электронов, безусловно, зависит от многих факторов: температуры, плотности электронов, наличия беспорядка в системе, характера парного взаимодействия электронов со всеми другими частицами системы, магнитного поля и др. Этим соотношением определяются многие важные свойства 2D систем, но, возможно, не только двумерных.

- [1] Мотт, Н.Ф. Переходы металл-изолятор. М.: Наука, 1979.
- [2] Anderson, P.W., Phys. Rev., **109**, 1492 (1958).
- [3] Belitz, D. and Kirkpatrick, T.R., Rev. Mod. Phys., **66**, 261 (1994).
- [4] Abrahams, E., Anderson, P.W., Licciardello, D.C., and Ramakrishnan, T.W., Phys. Rev. Lett., **42**, 673 (1979).
- [5] Kravchenko, S.V., Mason, W., Furneaux, J.E., and Pudalov, V.M., Phys. Rev. Lett., **75**, 910 (1995).
- [6] Kravchenko, S.V., Simonian, D., Sarachik, M.P., Mason, W., and Furneaux, J.E., Phys. Rev. Lett., **77**, 4938 (1996).
- [7] Simonian, D., Kravchenko, S.V., and Sarachik, M.P., Phys. Rev. B, **55**, 13421 (1997).
- [8] Kravchenko, S.V., Simonian, D., Sarachik, M.P., Kent, A.D., and Pudalov, V.M., Phys. Rev. B, **58**, 3553 (1998).
- [9] Hanein, Y., Meirav, U., Shahar, D., Li, C.C., Tsui, D.C., and Shtrikman, H., Phys. Rev. Lett., **80**, 1288 (1998).
- [10] Abrahams, E., Kravchenko, S.V., and Sarachik, M.P., Rev. Mod. Phys., **73**, 251 (2001).
- [11] Батурина, Т.И., Миронов, А.Ю., Bentner, J., Strunk, C., Baklanov, M.R., and Satta, A. Труды 2-й международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», ФПС'06, 9-13 октября 2006, Звенигород. М.: Изд. ФИАН, 2006, стр. 314-316.
- [12] Baturina, T.I., Strunk, C., Baklanov, M.R., and Satta, A., cond-mat/0602557.
- [13] Galitski, V.M. and Larkin, A.I., Phys. Rev. B, **63**, 174506 (2001).
- [14] Aguiar, M.C.O., Dobrosavljevic', V., Abrahams, E., and Kotliar, G., Phys. Rev. B, **73**, 115117 (2006).

Теория сверхпроводимости в 2D-системах с сильными взаимодействиями

К.Н. Югай

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, пр. Мира 55а, Омск 644077, Россия
e-mail: yugay@omsu.ru

1. Открытие Беднорзом и Мюллером [1] сверхпроводящего купрата с температурой перехода 30 К и последовавший почти сразу же синтез сверхпроводников с критической температурой порядка 100 К вызвал шквал работ по построению теории высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) (см. [2-22], а также обзоры [23-29]). Но, несмотря на интенсивную работу в течение 20 с лишним лет, приемлемая теория ВТСП так и не создана. Возможно потому, что все, так или иначе, находилось под грузом фундаментальной идеи теории БКШ: сверхпроводимость обусловлена образованием куперовских пар. И поскольку температура сверхпроводящего перехода в ВТСП оказалась гораздо выше энергии фонона - переносчика взаимодействия между электронами в куперовской паре, то представлялось естественным найти им достойную замену. Предлагались разные кандидаты на эту роль – экситоны, плазмоны, магноны, спиновые флуктуации, «спиновые мешки» и т.д., однако, ни один из них не оправдал возлагавшихся на них надежд.

Среди множества предлагавшихся моделей ВТСП наибольшей пользовалась модель Хаббарда и ее расширенные модификации, описывающие сильные электронные корреляции на узлах кристаллической решетки ([2-15], см. также обзоры [16-22]). В них спаривание электронов, предполагается, происходит из-за антиферромагнитных спиновых флуктуаций. Следует упомянуть также попытки использования модели латтинжеровской жидкости [22-27], модели с отталкиванием [28-30].

В настоящей работе сделана попытка построения теории сверхпроводимости исходя только из двух фундаментальных фактов: двумерности системы и сильных взаимодействий между частицами. В этой связи нужно четко понимать, что предлагаемая теория не может претендовать на роль теории ВТСП, например, здесь не будет рассматриваться межплоскостное взаимодействие.

Следует также отметить, что было бы желательно построить теорию, достаточно общую, в которой не возникало бы необходимости детального учета параметров всех участвующих в картине ионов, электронов и других частиц, т.е. построить, скажем, «идейную» картину.

2. Можно доказать, что справедливо следующее утверждение: В идеальной ферми-системе (электроны на однородном размазанном фоне ионов) сверхпроводимость отсутствует.

Действительно, в однородной идеальной системе фрёлиховского взаимодействия нет, а, следовательно, нет и притягивательного взаимодействия между электронами, приводящего к куперовской неустойчивости электронного газа.

Кроме того, очевидно, что сверхпроводимость может возникнуть только при наличии неоднородного в пространстве взаимодействия между электронами и ионами. Однако следует, конечно, заметить, что это утверждение определяет необходимое, но не достаточное условие перехода в сверхпроводящее состояние.

Отличительной особенностью двумерных систем является то, что в них в любой мелкой потенциальной яме возможно образование связанного состояния [31]. Двумерность системы способствует локализации электронов по мотовскому или андерсоновскому сценарию и переходу в диэлектрическое состояние. Однако, как показано в настоящей работе, возможна «мобильная» локализация, не приводящая к потере проводимости, и более того она приводит к переходу в сверхпроводящее состояние.

Очевидно, что в системе сильно взаимодействующих частиц каждая частица будет находиться в некотором эффективном потенциале, определяемом, строго говоря, всеми остальными частицами. Вычисление этого потенциала сводится к вычислению поляризационного оператора:

$$V_{eff}(\vec{k}, \omega) = V_k [1 - V_k \Pi(\vec{k}, \omega)]^{-1}, \quad (1)$$

где $\Pi(\vec{k}, \omega)$ – поляризационный оператор.

Нами показано, что в общем случае эффективный потенциал будет неоднородным и притягивательным, т.е. имеет место локализация электронов. Можно показать также, что такая локализация в отличие от мотовской и андерсоновской локализаций не приводит к потере подвижности и переходу в диэлектрическое состояние. Такая локализация является мобильной. Одним из примеров «мобильной» локализации является образование куперовских пар в металлах. Существенную роль играет глубина эффективной потенциальной ямы, т.е. энергия связи электрона.

3. Подчеркнем, что «мобильная» локализация не приводит к переходу в диэлектрическое состояние. Можно, очевидно, предположить, что в общем случае часть электронов будет локализована по мотовскому или андерсоновскому сценарию. Другая часть – это обычные электроны, движение которых сопровождается диссипацией. И, наконец, третья часть, это электроны, локализованные по

«мобильному» сценарию. Соотношение между ними и определяет, будет ли система в состоянии моттовского или андерсоновского диэлектрика, или в металлическом состоянии, или происходит переход «металл-сверхпроводник». Очевидно, что «мобильная» локализация объясняет поведение двумерных систем, например, Si [32,33]: резкое увеличение проводимости при понижении температуры при плотности электронов больше некоторой критической величины и при отсутствии внешнего магнитного поля.

Переход всех электронов системы в состояние «мобильной» локализации представляет собой переход в сверхпроводящее состояние. Этот переход минимизирует энергию системы, а, следовательно, приводит к возникновению коррелированного спинового состояния «мобильно» локализованных электронов системы. Иными словами, это минимизированное по энергии спиново-коррелированное состояние является коллективизированным, когерентным, в котором любая пара соседних спинов имеет противоположное направление.

Волновую функцию основного состояния такой системы электронов можно записать в следующем виде:

$$|GS\rangle = A \sum_k a_{1,k\uparrow}^+ a_{2,-k\downarrow}^+ \cdots a_{n,-k\downarrow}^+ |0\rangle,$$

(2)

где $n=N/2$, N – число электронов системы. Удобно записать выражение (2), объединив попарно операторы рождения с противоположными спинами. Тогда мы получаем выражение, в точности совпадающее с соответствующим выражением теории БКШ. Однако различие есть и оно заключается в том, что нашем случае оператор $a_{k\uparrow}^+ a_{k\downarrow}^+$ не связан с рождением куперовской пары и объединение попарно этих операторов является чисто формальным, это просто удобство обозначения.

Щелевая функция определяется также как и в БКШ аномальной функцией Грина, и уравнение согласования имеет вид:

$$\Delta_0 = V_{eff} \sum_k u_k v_k.$$

(3)

Здесь u_k и v_k – функции Боголюбова. В отличие от БКШ постоянная взаимодействия вычисляется с помощью выражения (1). Критическая температура $T_c \approx \Delta_0$ и, следовательно, определяется глубиной потенциальной ямы V_{eff} .

Таким образом, существуют три вида поведения электронов: 1) моттовская и андерсоновская локализации, приводящие к переходу в диэлектрическое состояние, электроны при этом теряют подвижность. 2) «Металлическое» поведение электронов, сопровождающееся диссипацией. 3) «Мобильная» локализация, при которой электрон находится в связанном состоянии

в V_{eff} , его движение является бездиссипативным, т.е. сверхпроводящим.

- [1] Bednorz, J.G. and Müller, K.A., Z. Phys. B: Condens. Matter, **64**,189 (1986).
- [2] Schrieffer, J.R., Wen, X.G. and Zhang, S.C., Phys. Rev. Lett., **60**, 944 (1988).
- [3] Schrieffer, J.R., Wen, X.G., and Zhang, S.C., Phys. Rev. B, **39**, 11663 (1989).
- [4] Kampf, A. P., and Schrieffer, J.R., Phys. Rev. B, **42**, 7967 (1990).
- [5] Anderson, P.W., Shastry, B.S., and Hristopoulos, D., Phys. Rev. B, **40**, 8939 (1989).
- [6] Ren, Y. and Anderson, P.W., Phys. Rev. B, **48**, 16662 (1993).
- [7] Tao, R., Zhang, X., Tang, X., and Anderson, P.W., Phys. Rev. Lett., **83**, 5575 (1999).
- [8] Anderson, P.W., cond-mat/0510053.
- [9] Anderson, P.W., Phys. Rev. Lett., **96**, 017001 (2006).
- [10] Emery, V.J., Phys. Rev. Lett., **58**, 2794 (1987).
- [11] Emery, V.J., and Reiter, G., Phys. Rev. B, **38**, 4547 (1988).
- [12] Emery, V.J., Kivelson, S.A., and Lin, H.Q., Phys. Rev. Lett., **64**, 475 (1990).
- [13] Carlson, E.W., Orgad, D., Kivelson, S.A., and Emery, V.J., Phys. Rev. B, **62**, 3422 (2000).
- [14] Садовский, М.В., Тимофеев, А.А., СФХТ, **4**, 11 (1991).
- [15] Chakravarty, S., Laughlin, R.B., Morr, D.K., and Nayak, C., Phys. Rev. B, **63**, 094503 (2001).
- [16] Dogatto, E., Rev. Mod. Phys., **66**, 763 (1994).
- [17] Van Harlingen, D.J., Rev. Mod. Phys., **67**, 515 (1995).
- [18] Tsuei, C.C., and Kirtley, J.R., Rev. Mod. Phys., **72**, 969 (2000).
- [19] Lee, P.A., Nagaosa, N., and Wen, X.-G., Rev. Mod. Phys., **78**, 17 (2006).
- [20] Овчинников, С.Г., УФН, **167**, 1043 (1997).
- [21] Изюмов, Ю.А., УФН, **169**, 225 (1999).
- [22] Максимов, Е.Г., УФН, **170**, 1033 (2000).
- [23] Anderson, P.W., Phys. Rev. Lett., **64**, 1839 (1990).
- [24] Anderson, P.W., Phys. Rev. B, **42**, 2624 (1990).
- [25] Ogata, M., and Anderson, P.W., Phys. Rev. Lett., **70**, 3087 (1993).
- [26] Anderson, P.W., Ramakrishnan, T.V., Strong, S., and Clarke, D.G., Phys. Rev. Lett., **77**, 4241 (1996).
- [27] Anderson, P.W., Phys. Rev. B, **55**, 11785 (1997).
- [28] Белявский, В. И., Капаев, В. В., Копаев, Ю. В., ЖЭТФ, **118**, 941 (2000).
- [29] Belyavsky, V.I., and Kopaev, Yu.V., Phys. Rev. B, **67**, 024513 (2003).
- [30] Belyavsky, V.I., Kopaev, Yu.V., and Smirnov, M.Yu., Phys. Rev. B, **72**, 132501 (2005).
- [31] Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М. Квантовая механика. М., Наука, 1989.
- [32] Kravchenko, S.V., Mason, W., Furneaux, J.E., and Pudalov, V.M., Phys. Rev. Lett., **75**, 910 (1995).
- [33] Abrahams, E., Kravchenko, S.V., and Sarachik, M.P., Rev. Mod. Phys., **73**, 251 (2001).

Проникновение вихрей Пирла-Абрикосова в магнитно-сверхпроводящую гетероструктуру

Максимова Г.М., Айнбиндер Р.М., Максимов И.Л.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия

Взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма в магнитно-сверхпроводящей системе было исследовано в большом количестве работ. Такие системы, как правило, состоят из ферромагнетика и сверхпроводника, разделенных тонким слоем изолирующего оксида для избежания эффекта близости. В подобных структурах экспериментально изучались эффекты намагничивания, такие, как рождение и пиннинг вихрей Пирла-Абрикосова. Неоднородно намагниченный ферромагнетик создает в окружающем пространстве магнитное поле, которое проникает в сверхпроводник, индуцируя сверхток и изменяя результирующее магнитное поле. Для изучения величины пиннинга магнитного потока сверхпроводящих пленок несколькими экспериментальными группами были изготовлены периодические массивы магнитных точек (антиточек), помещенных над или под сверхпроводящей пленкой. Оказывается, что пиннингом и динамикой вихрей в тонких сверхпроводящих пленках можно управлять, изменяя конфигурацию массива магнитных точек. Как показано в недавних работах Lange и др., решетка магнитных точек, помещенная над сверхпроводящей пленкой, может быть использована для увеличения критического поля сверхпроводника. Сверхпроводимость, индуцированная магнитным полем, наблюдалась в таких гибридных системах благодаря компенсации поля магнитных точек внешним полем.

В большинстве предыдущих теоретических работ практически не обсуждалась возможность существования краевого барьера, контролирующего вход/выход вихрей в сверхпроводник. В работе S. Erdin изучалась гетероструктура, состоящая из полубесконечной ферромагнитной пленки, помещенной над полубесконечной пленкой сверхпроводника. Такая система обнаруживает поверхностный барьер Бина – Ливингстона на вход/выход вихрей, управляемый намагниченностью ферромагнетика и параметром Гинзбурга сверхпроводника. Но магнитный отклик гибридных систем, состоящих из пленок конечной ширины, выполненных из сверхпроводника II рода, и магнитной пленки, не был подробно рассмотрен. Так как пленочная геометрия часто встречается в применениях сверхпроводников в различных устройствах,

данная задача имеет высокую технологическую значимость.

В данной работе мы изучаем вихревые состояния, возникающие в сверхпроводящей пленке конечной толщины d и ширины w вследствие наличия над ней продольно намагниченной ферромагнитной полоски. Нами рассмотрена узкая пленка, выполненная из сверхпроводника II рода, в котором пирловская длина $\lambda_{\perp} = 2 \lambda^2 / d$ много больше чем w : $\lambda_{\perp} \gg w$ (λ - лондонская глубина проникновения) и ферромагнетик, расположенный над ней. Получено аналитическое выражение для экранирующего мейснеровского тока и энергии взаимодействия вихря с ферромагнетиком в зависимости от высоты ферромагнитной полоски и ее расстояния от сверхпроводника. С помощью метода изображений найдена полная энергия конфигурации “вихрь - антивихрь” и показано, что существование такой пары становится энергетически выгодным при значениях намагниченности ферромагнетика $m > m_c$. Если намагниченность становится меньше порогового значения m^* , такая пара оказывается абсолютно неустойчивой. В зависимости от геометрии нашей гетероструктуры (т.е. от высоты ферромагнитной полоски и ее расстояния от сверхпроводника) и намагниченности ферромагнетика могут реализовываться два сценария входа/выхода магнитного потока:

1). Максимум мейснеровского тока достигается на краях сверхпроводящей пленки. В этом случае при намагниченности $m > m_{s,1}$ барьер на вход пары “вихрь - антивихрь” подавлен и вихри (антивихри) проникают в пленку соответственно с левого (правого) края и занимают свои равновесные положения. При $m < m^*$ краевой барьер на выход вихрей исчезает, и вихри (антивихри) выходят из пленки;

2). Максимум мейснеровского тока достигается в центре сверхпроводящей пленки. Тогда (аналогично первому сценарию) процессы рождения пары (при $m > m_{s,2}$) и ее аннигиляции (при $m < m^*$) происходят на оси симметрии сверхпроводника.

Рассчитана фазовая диаграмма для пары “вихрь - антивихрь”. При $m < m^*$ сверхпроводящая пленка находится в

мейсснеровском состоянии; при $t^* < t < t_c$ в пленке находится одна пара в метастабильном состоянии; при $t_c < t < t_s$ вихрь и антивихрь занимают равновесные положения; при $t > t_s$ сверхпроводящая пленка в смешанном состоянии.

Р.М. Айнбиндер благодарит Фонд некоммерческих программ «Династия» за поддержку.

Плотность критического тока в неоднородных SFS Джозефсоновских переходах

М. Ю. Куприянов¹, Н.Г. Пугач², М. М. Хапаев¹, А. В. Ведяев²

¹НИИ Ядерной Физики им. Д.В. Скобельцина, Ленинские Горы, МГУ, Москва, Россия

²Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские Горы, Москва, Россия
e-mail: pugach@magn.ru

В последние годы необычные свойства контактов Джозефсона вызывают неизменный интерес исследователей [1,2], так как они имеют широкие перспективы для применения в нанoeлектронике. В частности, такие структуры считаются перспективными для создания кубитов (единиц записи и хранения информации) на их основе [3]. Величина тока Джозефсона определяется плотностью куперовских пар, которая связана с пространственным распределением параметра сверхпроводящего порядка в структуре. В противоположность давно известным 0-контактам, в контактах с ферромагнитной связью (F) разность фаз параметра порядка между сверхпроводящими электродами (S) может равняться π в основном состоянии [1,2]. Хорошо известно, что критический ток в структуре с ферромагнитной прослойкой осциллирует в зависимости от толщины F-слоя. При увеличении толщины величина плотности тока проходит через 0 и изменяет знак, что свидетельствует о смене 0 и π -фазы. Такое поведение связано с затухающими осцилляциями волновой функции куперовских пар внутри ферромагнетика, находящегося в контакте со сверхпроводником и образованием неоднородного сверхпроводящего состояния типа ЛОФФ-фазы (Ларкина, Овчинникова, Фулде, Феррелла).

В настоящее время достижения в области нанотехнологии позволяют изготавливать не только 0 или π -контакты, но также длинные контакты Джозефсона с изменяющимися свойствами вдоль плоскости контакта [4-6]. В таких контактах при определенных условиях вероятно возникновение замкнутого сверхпроводящего тока, несущего половину кванта магнитного потока. Возможность создания таких структур открывает новые перспективы для Джозефсоновской электроники потому, что в них снимаются определенные ограничения, характерные для уже существующих устройств записи и хранения информации [7]. В то время как классические электромагнитные свойства неоднородных Джозефсоновских контактов находятся под пристальным вниманием ученых [8-12], их микроскопические свойства еще недостаточно изучены [13, 14].

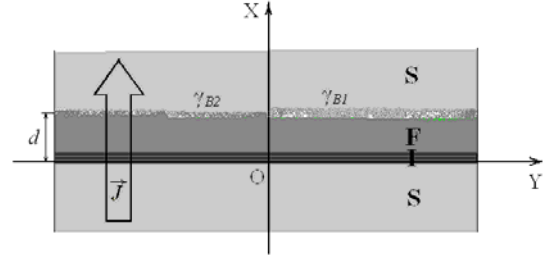


Рис.1 Неоднородный контакт Джозефсона.

В предлагаемой работе исследован SIFS джозефсоновский контакт, в котором слабой связью служит пленка ферромагнитного металла, покрытая тонким слоем диэлектрика (I), при этом проводимость другой S/F границы изменяет скачком свое значение вдоль контакта (см. рис.1). Мы предполагаем, что во всех слоях структуры выполняются условия «грязного» предела, сопротивление границы $x=d$ везде достаточно велико, чтобы можно было пренебречь эффектом близости в сверхпроводящих электродах и применять реализованное уравнение Узалея. Для такой двумерной задачи, это уравнение имеет вид:

$$\xi_F^2 \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \Phi_F - \frac{\tilde{\omega}}{\pi T_C} \Phi_F = 0,$$

где $\Phi_F = \Phi_F(x, y, \omega)$ – параметризованная функция Узалея $\Phi_F = \omega F_F / G_F$, F_F и G_F – функции Узалея, $\tilde{\omega} = \omega + iH$, H – энергия ферромагнитного обмена, $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровская частота, T – температура, n – целое число. ξ_F – длина когерентности в ферромагнетике $\xi_F^2 = D_F / 2\pi T_C$, D_F – коэффициент диффузии электронов в F-слое, T_C – критическая температура сверхпроводящего металла.

Граница между ферромагнетиком и сверхпроводником неоднородна. Параметр сопротивления границы принимает значения γ_{B1} при $y > 0$, и γ_{B2} при $y < 0$, где $\gamma_{B1(2)} = R_{1(2)} S / \rho_F \xi_F$, $R_{1(2)}$ – сопротивление границы справа и слева от оси OZ соответственно, S – площадь соответствующего участка границы, ρ_F – удельное сопротивление ферромагнитного металла. Тогда граничные условия при $x=d$ имеют вид:

$$\gamma_{B1(2)} \frac{\xi_F}{\tilde{\omega}} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_F + \frac{G_0}{\tilde{\omega}} \Phi_F = G_0 \frac{\Delta \exp(i\varphi/2)}{\omega^2},$$

при $y > (<) 0$. Здесь Δ – энергетическая щель в сверхпроводнике, φ – разность фаз параметра порядка между S-контактами, $G_0 = \omega / \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}$ функция Узаледа сверхпроводника.

На интерфейсе с диэлектрическим слоем $x=0$ граничные условия записываются в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi_F = 0.$$

А на свободных концах джозефсоновского контакта:

$$\frac{\partial}{\partial y} \Phi_F = 0.$$

Решение сформулированной краевой задачи, например при $y \geq 0$, представимо в виде:

$$\Phi_F(x, y, \omega) = \frac{g \exp(i\varphi/2)}{\gamma_{B1}} \left\{ \frac{ch(x\sqrt{\omega})}{\sqrt{\omega} sh(d\sqrt{\omega})} - \frac{\gamma_{B2} - \gamma_{B1}}{\gamma_{B2}} d \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \cos(\pi k x / d)}{d^2 \omega + \pi^2 k^2} \exp\left[-y\sqrt{\omega + (\pi k / d)^2}\right] \right\}$$

Подстановка этого решения в выражение для сверхпроводящего тока J приводит к синусоидальной зависимости $J(\varphi)$ с плотностью криттока, равной:

$$J_c(y) = \frac{\pi T}{eRS} \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{\Delta^2}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}} \operatorname{Re}[\Phi_F(0, y, \omega)]$$

где R – сопротивление контакта в нормальном состоянии.

Из-за изменения проводимости S/F границы плотность критического тока тоже должна иметь неоднородное распределение в плоскости контакта. Расчет распределения плотности криттока дал следующий неожиданный результат. Если толщину ферромагнитного слоя подобрать так, что при однородной проводимости границы (т. е. вдалеке от места ее изменения), плотность критического тока равна нулю, то в месте изменения проводимости границы возникает осцилляция критического тока (см. рис.2). Его значение отлично от нуля и меняет знак.

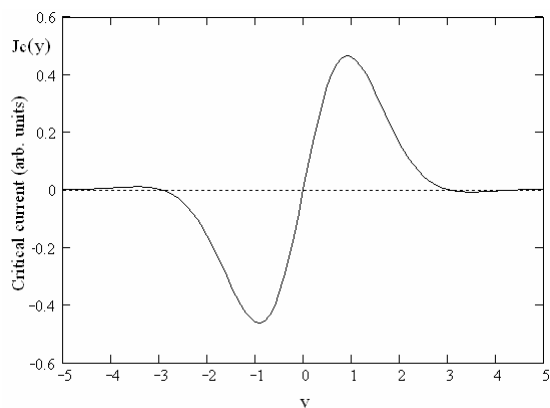


Рис.2 Распределение плотности критического тока (в единицах $\pi T/eRS$) вдоль плоскости неоднородного контакта Джозефсона. По оси абсцисс y отложен в единицах ξ_F , толщина прослойки $d=1.515 \xi_F$.

где
$$g = \frac{\Delta \bar{\omega}}{\omega \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}},$$

$\bar{\omega}$ означает, что в качестве члена суммы при $k=0$ берется половинное значение функции, и введены безразмерные величины: все длины выражены в единицах длины когерентности ξ_F , а энергия в πT_C .

Второй член этого выражения описывает неоднородность функции Узаледа в ферромагнетике, связанную с изменением прозрачности S/F интерфейса по линии $x=d$, $y=0$. Решение при $y < 0$ записывается аналогично с заменой $\gamma_{B1} \rightarrow \gamma_{B2}$ и знака у переменной y .

Это изменение плотности криттока происходит в масштабе порядка длины когерентности ферромагнетика. В связи с этим возникает вопрос, может ли такое распределение тока приводить к возникновению микровихря в месте изменения проводимости S/F границы, то есть вблизи $y=0$. Именно это будет целью наших дальнейших исследований.

Работа была выполнена при поддержке фонда РФФИ, гранты 06-02-90865-мол_а, 07-02-00918-а.

[1] A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
 [2] I. Buzdin, Rev. Mod. Phys., 2005, v.77, p. 935.
 [3] L.B. Ioffe, V.B. Geshenbein, M.V. Feigelman et al., Nature (London) **398**, 679 (1999).
 [4] L.N. Bulaevskii, V.V. Kuzii, A.A. Sobyenin, Solid State Commun. **25**, 1053 (1978).
 [5] M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin, et al., Phys. Rev. Lett. (accepted), (2006), cond-mat/0605656.
 [6] M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin, et al., Appl. Phys. Lett. **89**, 122511 (2006).
 [7] C.C. Tsuei, J.R. Kirtley, Physica C **367**, 1 (2002).
 [8] J.R. Kirtley, C.C. Tsuei, and K.A. Moler, Science **285**, 1373 (1999).
 [9] H. Hilgenkamp, Ariando, H.-J. H. Smilde et al., Nature (London) **422**, 50 (2003).
 [10] E. Goldobin, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. B **67**, 224515 (2003).
 [11] E. Goldobin, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. B **70**, 174519 (2004).
 [12] E. Goldobin, N. Stefanakis, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. B **70**, 094520 (2004).
 [13] A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, M. Siegel, Pis'ma v ZhETF **81**, 217 (2005).
 [14] M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, M. Siegel, Nanoscale Devices – Fundamentals and Applications, 173 (2006).

Вихревые состояния индуцированные эффектом близости в гибридных структурах ферромагнетик–сверхпроводник

А. И. Буздин¹, А. С. Мельников², А. В. Самохвалов²

¹Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

Конкуренция ферромагнитного (F) и сверхпроводящего (S) типов упорядочения в гибридных системах ферромагнетик–сверхпроводник (FS) с эффектом близости служит, как известно, причиной сильного подавления и возникновения знакопеременных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка ψ в F-слое (см., например, обзор [1]). Следствием подобного взаимодействия являются немонотонная зависимость критической температуры T_c слоистой FS структуры от толщины ферромагнетика и возможность реализации π -фазной сверхпроводимости [2].

С другой стороны, осцилляции критической температуры перехода T_c в гибридных FS структурах могут быть связаны и с орбитальным механизмом подавления сверхпроводимости, когда неоднородное магнитное поле, индуцированное ферромагнетиком, изменяет условия возникновения сверхпроводимости [3]. Немонотонные зависимости $T_c(H)$ в этом случае объясняются переходами между состояниями с различным значением циркуляции L фазы сверхпроводящего параметра порядка ψ [4], подобно эффекту Литтла-Паркса [5] в многосвязных сверхпроводниках при изменении величины внешнего магнитного поля H .

В докладе приведены результаты расчетов критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние мезоскопической гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра, покрытого тонким слоем сверхпроводника (см. рис.1). Показано, что в такой системе возможны вихревые состояния, индуцированные эффектом близости между F- и S-металлами, а температура T_c немонотонно зависит от радиуса F-цилиндра и величины обменного поля.

Будем считать, что для образующих FS гибридную структуру материалов выполнены условия "грязного" предела, критическая температура ферромагнетика равна нулю, а величина его обменной энергии $h \gg T_{c0}$, где T_{c0} - критическая температура массивного сверхпроводника. Для вычисления критической температуры T_c гибридной структуры

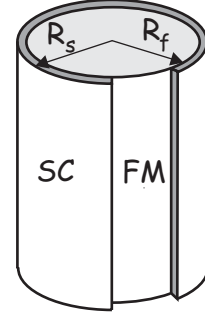


Рис. 1: Схематическое изображение гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра радиуса R_f и тонкой сверхпроводящей оболочки толщиной $d = R_s - R_f$.

воспользуемся линеаризованными уравнениями Узаделя для функций $F_{f,s}$ соответственно в F- и S-областях:

$$-D_f \nabla^2 F_f + 2i h \operatorname{sgn}(\omega) F_f = 0, \quad r \leq R_f, \quad (1)$$

$$-D_s \nabla^2 F_s + 2|\omega| F_s = 2\Delta, \quad R_f \leq r \leq R_s. \quad (2)$$

Здесь $\omega = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровские частоты, $D_{f,s}$ – коэффициенты диффузии в F- и S-металлах, а Δ – комплексный потенциал спаривания, отличный от нуля только в S-слое. Уравнения (1, 2) следует дополнить граничными условиями на внешней поверхности $r = R_s$

$$\partial_r F_s = 0 \quad (3)$$

и на FS границе $r = R_f$:

$$\sigma_s \partial_r F_s = \sigma_f \partial_r F_f, \quad \gamma_b \xi_s \partial_r F_f = F_s - F_f, \quad (4)$$

где σ_f (σ_s) – проводимость F-цилиндра (S-оболочки в нормальном состоянии), параметр $\gamma_b = R_b \sigma_f / \xi_s$ связан с удельным сопротивлением R_b FS границы, а $\xi_s = \sqrt{D_s / 2\pi T_{c0}}$ – длина когерентности в сверхпроводнике. Принимая во внимание симметрию уравнений Узаделя $F_{f,s}(-\omega) = F_{f,s}^*(\omega)$, критическая температура T_c гибридной системы определяется уравнением самосогласования для потенциала спаривания Δ в S-слое:

$$\Delta \ln \left(\frac{T_c}{T_{c0}} \right) + 2\pi T_c \sum_{\omega > 0} \left(\frac{\Delta}{\omega} - \operatorname{Re}(F_s) \right) = 0. \quad (5)$$

В цилиндрической системе координат (r, θ, z) решение уравнений (1, 2), описывающее волновую функцию куперовских пар с орбитальным моментом L , имеет вид

$$\Delta = \Delta_s(r) e^{iL\theta}, \quad F_{f,s} = f_{f,s}(r) e^{iL\theta} \quad (6)$$

и соответствует состоянию с L вихрями в сверхпроводящем кольце.

Используя решение уравнения (1) для $\omega > 0$ в F-цилиндре

$$f_f = C J_L(rq_f), \quad q_f = (1 - \nu)/\xi_f, \quad (7)$$

где J_L – функция Бесселя порядка L , а длина $\xi_f = \sqrt{D_f/\hbar}$ определяет характерный масштаб изменения параметра порядка в ферромагнетике, и ограничиваясь для простоты случай прозрачной FS границы ($\gamma_b \rightarrow 0$), легко получить из (4) следующее граничное условие для амплитуды $f_s(r)$ при $r = R_f$:

$$\sigma_s \left. \frac{df_s}{dr} \right|_{R_f} = \frac{\alpha_L \sigma_f}{R_f} f_s(R_f), \quad (8)$$

$$\alpha_L = L - u_f \frac{J_{L+1}(u_f)}{J_L(u_f)}, \quad u_f = q_f R_f.$$

Будем считать в дальнейшем сверхпроводящее кольцо тонким ($d = R_s - R_f \ll \xi_s$), так что f_s и Δ_s почти постоянны по толщине S-слоя. В этом случае влияние эффекта близости максимально, в то время как орбитальный механизм подавления сверхпроводимости ослаблен. Подставляя решение (6) в (2) и усредняя полученное уравнение по толщине сверхпроводника с учетом условий (3, 8), можно выразить амплитуду параметра порядка f_s через потенциал спаривания Δ_s :

$$f_s = \frac{\Delta_s}{\omega + \frac{D_S}{2R_f^2} \left(L^2 + \frac{\sigma_f R_f}{\sigma_s d} \alpha_L \right)}. \quad (9)$$

Окончательно, используя (5), получим уравнение относительно критической температуры T_c перехода в гибридной FS системе:

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - Re \Psi \left(\frac{1}{2} + \Omega_L \right), \quad (10)$$

где $\Psi(x)$ – дигамма-функция, а фактор

$$\Omega_L = \frac{T_{c0}}{2T_c} \left(\frac{\xi_s}{R_f} \right)^2 \left[L^2 + \frac{\sigma_f R_f}{\sigma_s d} \alpha_L \right], \quad (11)$$

играет роль параметра распаривания за счет разрушения куперовских пар вследствие как обменного, так и орбитального эффектов.

На рис.2 приведены зависимости критической температуры T_c от безразмерного радиуса F-цилиндра $\rho_f = R_f/\xi_f$ для различных значений орбитального момента L . Поскольку для тонких F-цилиндров ($R_f \ll \xi_f$) ферромагнетик оказывает слабое влияние на сверхпроводимость, то разность фаз сверхпроводящего параметра порядка между диаметрально

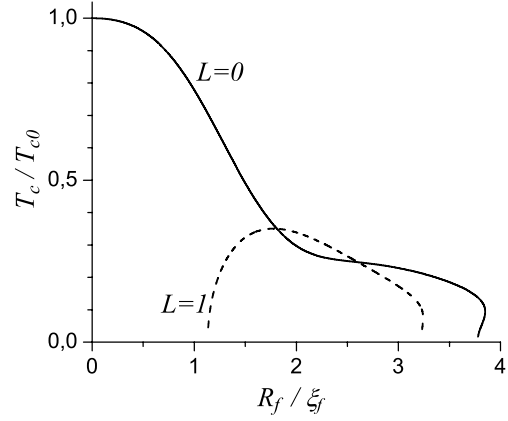


Рис. 2: Зависимость критической температуры T_c/T_{c0} от безразмерного радиуса F-цилиндра $\rho_f = R_f/\xi_f$ для двух значений орбитального момента $L = 0, 1$: $\sigma_s/\sigma_f = 2.5$, $\xi_s/\xi_f = 0.265$.

противоположными участками S-кольца должна быть равной нулю: $F_s(r, \theta) = F_s(r, \theta + \pi)$. В этом случае возможны только состояния с $L = 0$ для которых вихревые токи в сверхпроводящем кольце отсутствуют, а любое состояние с $L \neq 0$ энергетически невыгодно из-за орбитального механизма разрушения сверхпроводимости. С увеличением радиуса R_f влияние орбитального механизма уменьшается, и определяющими становятся эффект близости и осцилляции сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике. Если диаметр F-цилиндра соизмерим с характерным периодом осцилляций ($\sim \xi_f$) и приблизительно соответствует условиям π -фазной сверхпроводимости для многослойных FS структур ($2\xi_f < 2R_f < 5\xi_f$) [1], то $F_s(r, \theta) = -F_s(r, \theta + \pi)$. Подобное состояние с орбитальным моментом $L = 1$ возможно при $T_c(L = 1) > T_c(L = 0)$ и описывает присутствие одного вихря в сверхпроводящем кольце. Немонотонная зависимость T_c от радиуса F-цилиндра (и/или обменной энергии \hbar) объясняется переходами между состояниями с различным значением циркуляции L фазы сверхпроводящего параметра порядка.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Фонда поддержки отечественной науки и программы РАН "Квантовая макрофизика".

- [1] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77** 935 (2005);
- [2] А. И. Буздин, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ, **52**, 1089 (1990).
- [3] M. Lange, et al., Phys. Rev. Lett., **90**, 197006 (2003).
- [4] A. Yu. Aladyshkin, A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, J. Phys.: Condens. Matt., **15**, 6591 (2003); D. S. Golubovic, et al., Phys. Rev. B, **68**, 172503 (2003).
- [5] W. A. Little and R. D. Parks, Phys. Rev. Lett., **9**, 9 (1962); Phys. Rev. A, **133**, 97 (1964).

Исследование магнитного состояния слоистых Fe/V наноструктур типа «ферромагнетик-сверхпроводник» при помощи стоячих нейтронных волн.

В.Л. Аксенов^{1,2}, К.Н. Жерненков^{2,3}, Ю.В. Никитенко², А.В. Петренко²,
В.В. Проглядо², Ю.Н. Хайдуков², Х. Цабель³

¹ Российский научный центр «Курчатовский институт», пл. ак. Курчатова 1, Москва, Россия.

² Объединённый институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, Дубна, Россия.

³ Рурский университет, D 44780, Бохум, Германия.

e-mail: khaiduk@nf.jinr.ru

Данная работа посвящена исследованию наносистем, состоящих из слоев сверхпроводника (S) и ферромагнетика (FM). Теория предсказывает, что в таких системах, благодаря эффекту близости происходит модификация параметров магнитного и сверхпроводящего порядка [1 , 2]. Классическими методами исследования данной проблемы являются такие «интегральные» по объёму методы как СКВИД магнитометрия, эффект Керра, измерение электрического сопротивления и т.д. В последнее время стали также применяться селективные по глубине методы рефлектометрии поляризованных нейтронов [3] и ядерно-резонансной рефлектометрии [4]. Данные методы позволяют исследовать пространственное распределение намагниченности с нанометровым разрешением.

Для селективного по глубине изучения магнетизма с субнанометровым разрешением в данной работе предлагается использовать метод стоячих нейтронных волн [5]. Для его реализации используют т.н. генератор стоячих волн (ГСВ) – периодическую слоистую структуру (ПС) с периодом D несколько нанометров. Благодаря этому, плотность нейтронов с длиной волны $\lambda = \lambda_{1B} \pm \lambda Q$ в окрестности границы раздела S и FM слоев (будем обозначать эту границу раздела как S/FM) имеет максимум при определённом расстоянии $\delta z \approx z - z_{S/FM} = X \delta Q / Q_{1B} = -X \delta \lambda / \lambda_{1B}$ от середины границы раздела. Здесь $X \approx nD/2$, где n – количество повторений слоев в ПС, D – толщина периода, λ_{1B} и Q_{1B} длина волны и переданный момент, соответствующие первому брэгговскому максимуму отражения от ПС. Координата z отсчитывается по направлению к подложке (рис. 1). Предположим, что сверхпроводимость способствует увеличению неколлинеарности и/или неоднородности намагниченности вблизи SC/FM интерфейса. Такие процессы приведут к увеличению спин-флип (с переворотом спина нейтрона) и незеркального рассеяния соответственно. Интенсивность такого рассеяния может быть

выражена через плотность нейтронов $\eta(Q,z) = |\psi(Q,z)|^2$ и сечение рассеяния $\sigma(Q,z)$, как

$$I(Q) \sim \int \eta(Q,z) \sigma(Q,z) \quad (1)$$

Данное выражение получено в приближении небольшой величины данного рассеяния, так что не происходит значительного возмущения волновой функции. Тогда для $Q = Q_{1B}$ можно избавиться от интеграла в выражении (1) и записать выражение для сечения рассеяния вблизи SC/FM границы как

$$\sigma(\pm \delta z) \sim I(Q_{1B} \pm \delta Q) / [1 + R^{++}(Q_{1B} \pm \delta Q)^{1/2}]^2. \quad (2)$$

Выражение (2) хоть и является приближённым, но оно вполне пригодно для определения симметрии магнитной структуры относительно границы раздела из соотношения $\rho = \sigma(\delta z) / \sigma(-\delta z)$. Таким образом, сканируя спин-флип и диффузный сигнал вблизи $Q = Q_{1B}$ мы можем селективно по глубине получать информацию о магнитной неколлинеарности и неоднородности вблизи S/FM интерфейса.

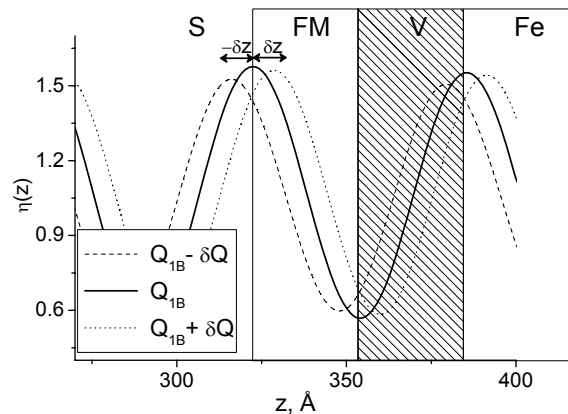


Рис.1. Пространственная зависимость плотности нейтронов вблизи S/FM интерфейса в состоянии с проекцией спина вдоль направления магнитного поля.

Исследуемые образцы представляли собой две $20 \times 20 \text{ мм}^2$ многослойные структуры $\text{Pd}(\sim 20 \text{ \AA})/\text{V}(d_s)/\text{FM}(d_{Fe})/[\text{V}(d_v)/\text{Fe}(d_{Fe})]_n/\text{MgO}$,

приготовленные методом магнетронного напыления в университете г. Уппсала, Швеция. Соответствующие толщины слоев, количество повторений и температуры сверхпроводящего перехода приведены в таблице 1.

Таблица 1. Структурные и сверхпроводящие параметры системы.

№	$d_S, \text{Å}$	T_c, K	$d_{FM}, \text{Å}$	D	n
1	390	3.8	32	63	20
2	365	3.3	47	94	10

Нейтронные измерения были проведены в основном на время-пролётном спектрометре РЕМУР, расположенном на восьмом канале реактора ИБР-2. Отдельные измерения проводились на монохроматических спектрометрах Д17 и АДАМ института Лауэ-Ланжевена в Гренобле, (Франция). На рис.2

становится меньше единицы. При $H=3$ кЭ максимум ρ_{SF} для образца №1 смещается в сторону больших температур. Асимметрия сечения диффузного рассеяния в целом коррелирует с асимметрией спин-флип отражения, однако, величина изменений не превосходит значение ошибок. Таким образом можно утверждать, что при $T < T_c$ при некоторых температурах в железе на расстоянии 2-6 Å от S/FM интерфейса происходит увеличение неоднородности и неколлинеарности намагниченности. Такое поведение можно объяснить образованием магнитных доменов или кластеров с неколлинеарной внешнему полю намагниченностью. Следует, однако, отметить, что проведенные нами исследования показали, что магнитное состояние ПС также изменяется при низких температурах, что несколько ухудшает селективность по глубине.

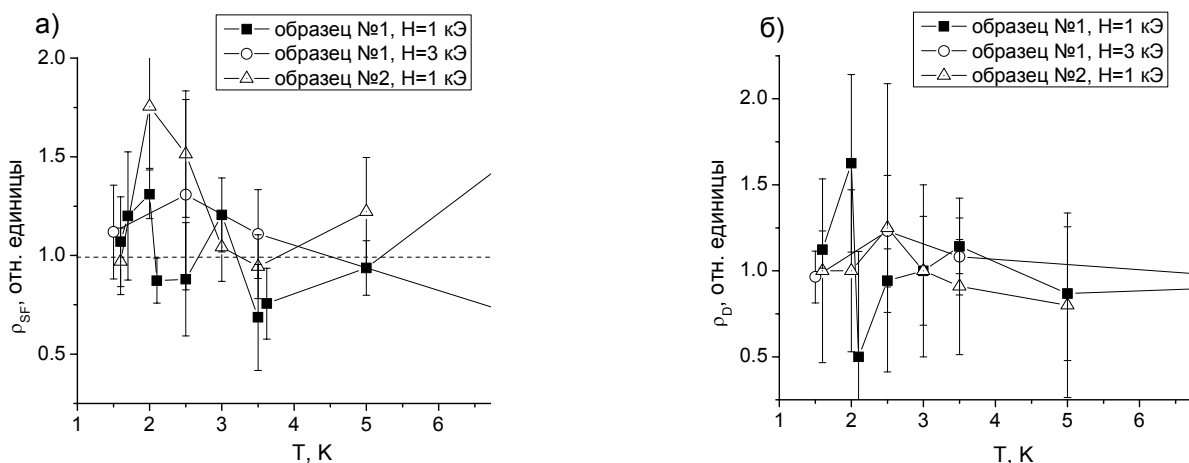


Рис.2. Величины асимметрии сечений спин-флип (а) и диффузного (б) рассеяния вблизи S/FM интерфейса как функция температуры при различных напряженностях внешних полей.

представлены асимметрии сечения спин-флип ρ_{SF} (рис 2 а) и диффузного ρ_D (рис 2 б) рассеяния. Углы зеркального отражения для образцов №1 и №2 составляли $\theta_1=13.5$ и 16.644 мрад соответственно. Для расчета асимметрии использовалась величина $d\lambda=0.015$ Å. Интенсивность диффузного рассеяния для улучшения стат. обеспеченности была проинтегрирована по углам рассеяния θ_2 . Для того чтобы оставаться в рамках приближения (1) для интегрирования брались $\theta_2 > \theta_1 + 4$ мрад. Таким образом, величина δz составляла 6 и 2 Å для первого и второго образца соответственно.

Из рис.2 видно, что поведение системы вблизи S/FM интерфейса ниже T_c немонотонно. При $T=2$ К и $H=1$ кЭ наблюдаются максимумы ρ_{SF} для обоих образцов. Помимо этого, для образца №1 при данной напряженности внешнего поля существует максимум вблизи $T=3$ К. Данная точка повторялась в нескольких экспериментах. При приближении к T_c величина ρ_{SF} образца №1 при $H=1$ кЭ

Авторы выражают благодарность К. Вестерхольт (К. Westerholt), за помощь в проведении экспериментов с сопротивлением. Настоящая работа поддержана гос. контрактом Роснауки № 02.434.11.2033, грантом ИНТАС 03-51-4778 и грантов Российского фонда фундаментальных исследований 06-02-16221 и 04-02-16024.

- [1] Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. УФН. Т. 172, №2. С. 113
- [2] Buzdin A.I. Rev. of Mod. Phys. 2005. V.77. P.935.
- [3] Aksenov V.L., Jernenkov K.N., Khaidukov Yu.N. et al. Physica B. 2005.V. 356. P. 9; Аксенов В.Л., Никитенко Ю.В., Петренко А.В. и др. Кристаллография, в печати.
- [4] Andreeva M. A., Haggstrom L., Lindgren B. et al. Hyperfine Interactions. 2004. V 156/157. p 607
- [5] Аксенов В.Л., Игнатович В.К., Никитенко Ю.В., Кристаллография. 2006. Т. 51. №5. С. 785.

Мономолекулярные пленки GaN на поверхности (100)GaAs: получение, свойства, применение

В. Л. Берковиц, А.Б. Гордеева, А. Н. Карпенко, Т. В. Львова, В. П. Улин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая 26 Санкт-Петербург, 194021, Россия

e-mail: Vladimir.Berkovits@mail.ioffe.ru

Монослойные кристаллические пленки нитрида галлия, когерентно связанные с решеткой подложки GaAs, представляют большой научный и практический интерес. Вследствие высокой прочности связи Ga-N, такие пленки обладают достаточной химической стабильностью, чтобы предотвратить окисление поверхности GaAs и разрушение ее кристаллической структуры. Кроме того, поскольку собственные электронные состояния нитридных пленок лежат вне запрещенной зоны GaAs, нитридизация должна кардинальным образом улучшать электронные и оптические характеристики поверхностей GaAs - снижать скорость поверхностной рекомбинации и уменьшать поверхностные токи утечки в приборных структурах. Наконец, минимальная толщина и туннельная прозрачность пленок обеспечивают их совместимость с технологиями создания полупроводниковых МП и МДП-структур.

Следует, особо отметить, что перечисленными свойствами могут обладать только нитридные пленки монослойной толщины. При больших толщинах из-за разницы в постоянных решетки GaN и GaAs в пленке неизбежно возникают множественные дефекты несоответствия, приводящие к утрате ее сплошности. В то же время существующие методики нитридизации, использующие плазменно-активированный азот или продукты высокотемпературного крекинга азотсодержащих соединений (NH_3 , N_2H_4 и др.), обеспечивают формирование лишь относительно толстых, сильно дефектных или аморфизированных нитридных пленок и, к тому же, нарушают кристаллическую структуру подложки GaAs на глубину десяти и более атомных слоев [1].

Недавно было показано, что сплошной мономолекулярный слой нитрида галлия, когерентно связанный с невозмущенной поверхностью (100)GaAs, можно создать за счет хемосорбции молекул гидразина (N_2H_4) из водного раствора, содержащего небольшие (~0.01M) добавки сульфидов [2]. При взаимодействии со щелочным раствором (pH~13) с поверхности GaAs удаляется слой естественного окисла, а затем и атомы мышьяка в результате их взаимодействия с анионами SH и образования растворимых производных тиомышьяковистой кислоты. Формирование нитридной пленки, происходит в результате

диссоциативной адсорбции молекул гидразина на атомах галлия с образованием связей N-Ga-N [2,3]. Данные рентгеновской электронной фотоэмиссии подтверждают формирование нитридной пленки. Так в спектре Ga 3d оболочки наблюдается интенсивная компонента, обусловленная связью Ga-N, а спектр As 3d состоит из одной линии, характерной для объема GaAs [2]. При этом связанный с кристаллом кислород отсутствует и не обнаруживается даже после хранения нитридизованных образцов GaAs на воздухе в течение нескольких месяцев [2,3].

В настоящей работе мы исследовали поверхности GaAs(100), нитридизованные в гидразин-сульфидных растворах, методами Оже спектроскопии, а также оптическими методами фотолуминесценции и фотоотражения.

На поверхности GaAs(100) после химической нитридизации обнаруживаются азот, углерод, кислород и сера (см. спектры Оже на Рис.1а). Два последних элемента удаляются с поверхности при температурах 400С и 510С соответственно. После удаления серы сигнал азота возрастает примерно в 2.5 раза (Рис.1б).

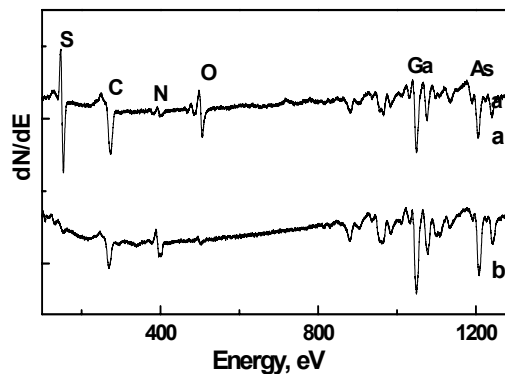


Рис.1 Оже спектры нитридизованной поверхности GaAs а- сразу после нитридизации, б- после отжига при 510С.

Дальнейшее повышение температуры отжига вплоть до 650С не вызывает изменений интенсивности Оже пика азота. Такая термическая устойчивость является дополнительным подтверждением того, что атомы азота химически связаны с атомами Ga поверхности кристалла. После отжига при 510С (см. Рис.1б) образец GaAs извлекался из камеры сверхвысокого вакуума на воздух на нескольких часов. После вторичного помещения в камеру на

поверхности обнаруживался кислород, который, однако, удалялся с поверхности при температуре ~400С, что существенно ниже, чем температура термического удаления окисла с поверхности GaAs (~560С). Таким образом, нитридная пленка, сформированная в результате химической нитридации эффективно предохраняет поверхность GaAs от окисления.

По сравнению с объемным материалом GaN сигнал Оже атомов азота в нитридной пленке заметным образом сдвинут в сторону больших кинетических энергий – см. Рис.2.

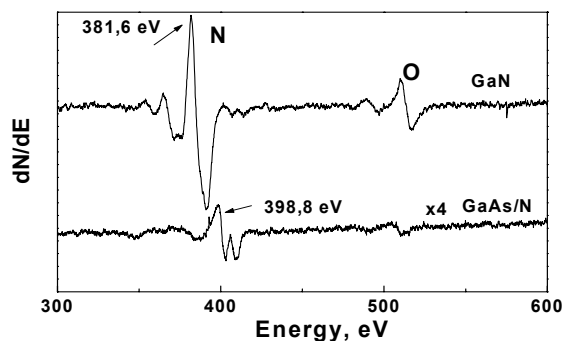


Рис.2 Оже KLL пики атомов азота в объемном кристалле GaN – сверху, и в нитридной пленке на поверхности GaAs(100) – внизу.

Это сдвиг обусловлен разницей в зарядовом состоянии атомов азота, существующих в объеме GaN и в поверхностной пленке. Каждый из атомов азота, терминирующий поверхность GaAs(100) связан с двумя атомами галлия подлежащего слоя; одна из внешних орбиталей образует связь с атомом водорода [3], вторая содержит неподеленную пару электронов. Поскольку атомные электроотрицательности атомов галлия и водорода практически одинаковы, то очевидно, что наличие неподеленной пары приводит к большему эффективному отрицательному заряду у атомов азота в нитридной пленке, чем в объеме GaN. Именно это и является основной причиной +

сдвига Оже сигнала азота в сторону больших кинетических энергий. В ту же сторону изменяет величину кинетической энергии и разница в факторах внешнего экранирования [4].

Обращает на себя внимание также отличие в формах сигналов Оже атомов азота на Рис.2. В спектре нитридной пленки, кроме основного пика азота, присутствует дополнительный пик, сдвинутый в сторону больших энергий на ~6 эВ, который не наблюдается в спектрах объемного GaN. Если основной пик обусловлен эмиссией Оже электронов, со связывающих орбиталей (Ga-N, Ga-H) атомов азота, то дополнительный пик, скорее всего, вызван эмиссией электронов с несвязывающих орбиталей, занятых неподеленными парами электронов.

Химическая нитризация поверхности GaAs вызывает в слаболегированных образцах сильное, (~ 18 раз), увеличение интенсивности рекомбинационной фотолюминесценции – см. Рис.3

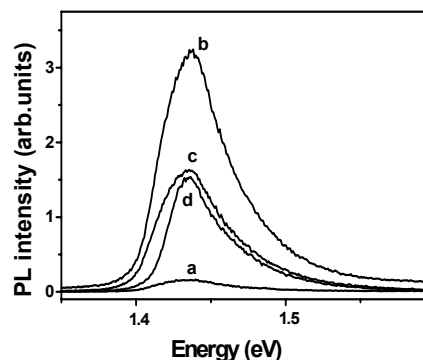


Рис.3 Спектры фотолюминесценции слаболегированного GaAs, а-окисленная поверхность, b-поверхность после нитридации, с – после годичного (!) хранения нитризованного образца на воздухе d- после травления в H₂SO₄:H₂O₂:H₂O и последующей обработки в HF (без нитридации).

Чтобы оценить влияние нитридации на плотность поверхностных состояний в запрещенной зоне GaAs, необходимо выяснить поведение приповерхностного изгиба зон в тех же условиях. С этой целью мы использовали методику фотоотражения. Согласно измерениям, величина изгиба зон у поверхности n-GaAs увеличивается в результате нитридации всего в 1.03 раза. Столь малое изменение величины изгиба зон позволяет связать наблюдаемое увеличение интенсивности люминесценции непосредственно с уменьшением плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне GaAs, которая снижается более чем на порядок в результате формирования нитридного монослоя.

Работа выполнена при содействии Программа Президиума РАН П-03 «Квантовая Макрофизика», Грант №2.10-6

[1] H. Okumura, K. Ohta, G. Feuillet, K. Balakrishan, S. Chichibu, H. Hamagushi, P. Hacke, and S. Yoshida, *J. Cryst. Growth*, **178**, 113 (1997).
 [2] V.L. Berkovits, V.P. Ulin, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, *Appl. Phys. Lett.* **80**, №20, 3739 (2002).
 [3] V.L. Berkovits, V.P. Ulin, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno *J. Electrochem. Soc.* **152** (5), G349-353 (2005).
 [4] R.V. Berghe and R. Vlaemnick, *Surf. Interface Anal.* **10**, 316 (1987)
 [5] V.L. Berkovits, D. Paget, A.N. Karpenko, V. P. Ulin, O.E. Tereshchenko, *Appl. Phys. Lett.* **90** (2), 022103 (2007)

Закономерности формирования структур с нанокластерными слоями Al в матрице GaAs в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии

Н.В. Востоков, В.М. Данильцев, Ю.Н. Дроздов,
Д.А. Пряхин, В.И. Шашкин, И.Ю. Шулешова
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Полупроводниковые материалы с металлическими наноразмерными включениями вызывают интерес исследователей в качестве искусственной нелинейной среды, перспективной для различных приложений. Однако создание такой среды без нарушения кристаллической матрицы полупроводника представляет собой сложную задачу. Одним из примеров такого материала является эпитаксиальный GaAs, выращенный методом молекулярно-пучковой эпитаксии при пониженной температуре и имеющий самосформированные нанокластеры мышьяка [1]. В последнее время интерес исследователей вызывают структуры на основе GaAs с внедренными полуметаллическими наночастицами ErAs [2]. Другая возможность формирования искусственной среды, представляющей собой матрицу монокристаллического GaAs с внедренными слоями нанокластеров Al, реализуемая методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ), была продемонстрирована в работах [3, 4]. Настоящая работа посвящена поиску новых оптимальных условий формирования и изучению закономерностей роста таких структур с алюминиевыми нанокластерными слоями.

Эпитаксиальные слои GaAs выращивались методом МОГФЭ на подложках GaAs (100) в горизонтальном реакторе с пониженным давлением. Источниками Ga, As, Al служили $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$ – триметилгаллий, AsH_3 – арсин и $\text{AlH}_3(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ – диметилэтиламиналан. Газом носителем являлся водород. Для анализа получаемых структур использовались: атомно-силовой микроскоп (АСМ) “Solver-P4” (NT-MDT, Зеленоград) и рентгеновский дифрактометр ДРОН-4.

Особенности формирования слоев алюминия в процессе МОГФЭ на начальных стадиях роста были изучены в работах [3-5]. Сначала происходит послойный рост Al. При превышении толщины слоя алюминия некоторой величины, равной нескольким монослоям, происходит формирование Al нанокластеров. На рис. 1а показано АСМ-изображение поверхности структуры с алюминиевым слоем на этой стадии роста. При увеличении количества осаждаемого Al, размеры нанокластеров также растут. На рис. 2а приведено АСМ-изображение поверхности Al

слоя с количеством алюминия в 6 раз большим, чем в структуре, изображенной на рис. 1а.

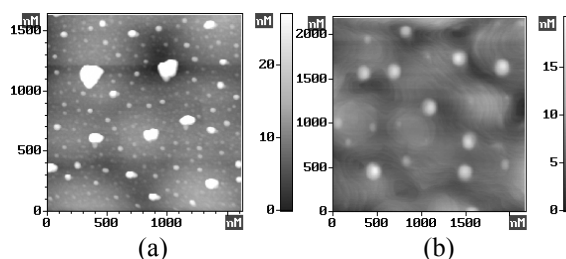


Рис. 1. АСМ-изображения нанокластерного слоя Al (а) и аналогичного слоя после зарастивания низкотемпературным GaAs (б).

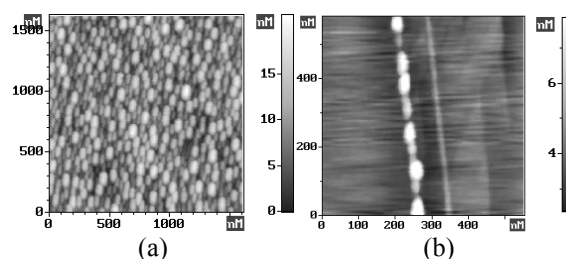


Рис. 2. АСМ-изображения нанокластерного слоя Al (а) и скола структуры с внедренным аналогичным нанокластерным слоем (б).

Ранее, в работе [3] нами исследовался процесс зарастивания нанокластеров Al слоем GaAs. Было показано, что эпитаксиальный рост GaAs над слоем Al происходил по механизму Фольмера-Вебера. Рост начинался с образования зародышей, которые в дальнейшем срастались между собой. За счет этого, планаризация поверхности зарастивающего слоя GaAs происходила при толщине ~ 100 нм, что на порядок больше высоты нанокластеров. Такой механизм роста GaAs поверх нанокластеров был связан, по-видимому, с особенностями режима формирования структур. Рост нанокластерного слоя производился при температуре 500°C , затем температура поднималась до 600°C , и начинался рост GaAs. Известно, что во время прерывания роста, необходимого для подъема температуры, может происходить адсорбция на ростовую поверхность различных примесей, содержащихся в элементах конструкции реактора и газе носителе [6]. Во время прерывания роста адсорбция кислорода приводила к окислению поверхности алюминиевого слоя, срыву послойного роста арсенида галлия, и реализации

механизма роста Фольмера-Вебера. Выбор температур роста металла и полупроводника не случаен, а обусловлен рядом причин: хорошо известно, что GaAs выращенный методом МОГФЭ при температурах ниже 600°C обладает большим количеством примеси углерода и дефектов; увеличение температуры роста Al может привести к деградации GaAs на открытой поверхности из-за ухода мышьяка, т.к. во время роста Al выключена подача в реактор арсина [7].

В настоящей работе, мы использовали новый двухступенчатый метод зарощивания нанокластерных слоев Al. Сразу после формирования нанокластерного слоя при температуре 500°C производился рост тонкого (10-20 нм) слоя GaAs при той же температуре. Этот низкотемпературный покрывающий слой полупроводника необходим для консервации поверхности Al. После этого температура поднималась до 600°C, при которой и происходило дальнейшее зарощивание. На рис. 1b приведено АСМ-изображение поверхности структуры, аналогичной изображенной на рис. 1a, но в данном случае нанокластеры зарощили тонким низкотемпературным слоем GaAs. Как видно из рисунка, происходил послойный рост GaAs – на поверхности присутствуют характерные ростовые ступени. Над крупными кластерами сохранились возвышенности. Дальнейшее высокотемпературное зарощивание приводило к быстрой планаризации поверхности.

Описанный метод зарощивания был применен для формирования структур, содержащих металлические слои в полупроводниковой матрице, с количеством Al во много раз большим, чем на стадии зарождения нанокластеров. На рис. 2b приведено АСМ-изображение скола структуры, с внедренным в GaAs нанокластерным слоем Al, аналогичным изображенному на рис. 2a. В процессе зарощивания слоя Al арсенидом галлия в структуре был выращен тонкий слой AlAs, который виден на АСМ-изображении скола правее слоя нанокластеров. Как видно из рисунка, слой AlAs плоский, что свидетельствует о планарности ростового фронта при зарощивании. На рис. 3 показано АСМ-изображение скола другой структуры с внедренным металлическим слоем. Данная структура была выращена с целью определения того количества Al, при котором произойдет срыв эпитаксиального роста зарощивающего GaAs. Количество Al в слое было в 6 раз больше, чем у структуры с рис. 2b. Скол структуры был подвергнут травлению в селективном травителе (0,5% раствор KOH), который удаляет Al без воздействия на GaAs. В результате, кластеры Al вытравились, и на их месте остались ямки, которые видны на АСМ-изображении. Как видно из рисунка, рост GaAs при зарощивании начинается в пространствах между кластерами –

за счет этого дальний порядок кристаллической решетки передается в верхний полупроводниковый слой. Высота Al кластеров составляла 50-80 нм, что в несколько раз больше толщины низкотемпературного слоя GaAs. По этой причине Al кластеры, вероятно, не были полностью закрыты арсенидом галлия на этапе низкотемпературного зарощивания, в результате, над вершинами кластеров эпитаксиальный рост был подавлен. Вследствие этого полупроводниковый слой над вершинами кластеров содержит большое количество пустот (рис.3).

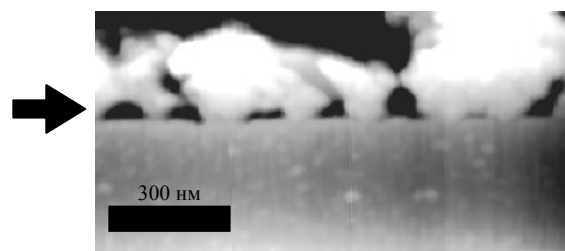


Рис. 3. АСМ-изображение скола структуры с вытравленным нанокластерным слоем Al. Стрелка показывает на нанокластерный слой.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при зарощивании нанокластерного слоя Al арсенидом галлия, может реализовываться как послойный рост полупроводника, так и механизм роста Фольмера-Вебера, в зависимости от условий процесса МОГФЭ. Найден новый режим зарощивания, благодаря которому формирование GaAs после слоя нанокластеров Al происходит по послойному механизму роста. В этом случае планаризация поверхности зарощивающего слоя GaAs происходит при его толщине, сравнимой с высотой нанокластеров. Метод применен для формирования структур, содержащих толстые алюминиевые слои в матрице GaAs.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16474.

- [1] Gregory I.S., Baker C., Tribe W.R. et al. Appl. Phys. Lett., **83**, 4199 (2003).
- [2] Vjarnason J.E., Chan T.L.J., Lee A.W.M. et al. Appl. Phys. Lett., **85**, 3983 (2004).
- [3] Востоков Н.В., Данильцев В.М., Дроздов М.Н. и др. Известия академии наук. Серия физическая., **68**, №1, 55 (2004).
- [4] Востоков Н.В., Гусев С.А., Данильцев В.М. и др. ФТП, **39**, В.1, 92 (2005).
- [5] Shashkin V., Rushworth S., Daniltsev V. et al. Journal of Electronic Materials, **30**, 980 (2001).
- [6] Данильцев В.М., Востоков Н.В., Гапонова Д.М. и др. Материалы симпозиума "Нанопизика и наноэлектроника", март 2005. Н. Новгород. С.118.
- [7] Быков Ю.В., Еремеев А.Г., Жарова Н.А., и др. Известия вузов. Радиофизика., **XLVL**, №8-9, 836 (2003).

Вертикальный транспорт электронов в сверхрешетках с узкими запрещенными минизонами.

А.А.Андронов, Е.П.Додин¹, Д.И.Зинченко, Ю.Н. Ноздрин.

¹ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия, e-mail: dodin@ipm.sci-nnov.ru

Традиционные исследования активных свойств блоховского осциллятора в постоянном электрическом поле E [1], в основном, направлены на поиск генерации на частотах ниже блоховской, $\omega < \omega_B = eEd/\hbar$, где дифференциальная проводимость сверхрешеток (СР) отрицательна, практически, с нулевой частоты[2]. На этом пути одним из препятствий в создании терагерцового генератора на основе СР является токовая неустойчивость, приводящая к нарушению однородности электрического поля и спонтанному возбуждению, в данном случае, паразитных низкочастотных осцилляций тока. Многочисленные попытки подавления низкочастотной неустойчивости путем применения различных способов и режимов накачки электрическим полем до настоящего времени не привели к желаемым результатам[3].

В работе [4] показано, что в СР с узкой запрещенной минизонной, где нерезонансное зинеровское туннелирование электронов в верхнюю минизону проводимости достаточно эффективно, а преобладающим является рассеяние на неупругих оптических фононах во второй минизоне, положительной на низких частотах, $\omega < \omega_B$, и отрицательной на частотах, выше блоховской, $\omega > \omega_B$, может быть *динамическая* ОДП. Необходимый для этого энергетический спектр может быть получен в сверхрешетках, например, $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$, с широкими квантовыми ямами и узкими потенциальными барьерами. Именно такие СР и изучаются в данной работе. Следует подчеркнуть, что исследуемые структуры не могут быть однозначно отнесены ни к сильно, ни к слабо связанным СР (см. определение в [5]). Несмотря на относительно сильное взаимодействие между квантовыми ямами (узкие, $< 20\text{Å}$, и низкие, $< 100\text{мэВ}$, потенциальные барьеры), уже в небольшом электрическом поле межминизонное зинеровское туннелирование в таких структурах оказывается эффективным настолько, что некоторые из свойств, обычно наблюдаемых в слабо связанных СР, проявляются и в исследуемых сверхрешетках. В частности, это пилообразные плато на ВАХ, гистерезис, токовая мультистабильность, а также спонтанная генерация низкочастотных токовых осцилляций с широким (вплоть до стохастического) частотным спектром. Более того, при определенных условиях, в исследуемых СР могут наблюдаться резонансно-туннельные межминизонные переходы электронов.

В докладе ряд особенностей электронного транспорта в слабо легированных СР с узкой запрещенной минизонной при постоянном и импульсном напряжениях идентифицированы и проанализированы на основании моделей пространственно-временной динамики заряженных слоев и доменов электрического поля.

Структуры. Исследованы сверхрешетки $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, различающиеся числом периодов N , шириной ям w и барьеров b (Таблица).

Sample, №	426	502	698	816
$E_0(\text{meV})$	3.2	3.7	6.5	6.2
$\Delta E_1(\text{meV})$	11.2	14.8	11.8	10.7
$E_1(\text{meV})$	14.4	18.5	18.3	16.9
$E_{\text{gap}}(\text{meV})$	7.1	7.9	18.0	13.9
$E_2(\text{meV})$	21.3	26.4	31.6	30.8
$\Delta E_2(\text{meV})$	34.9	45.0	38.4	34.9
$d = w+b(\text{Å})$	185+10	163+10	155+20	161+20
N	100	150	500	1000

Структуры $n^+ - n - p^+$ - типа выращены методом МOCVD на эпитаксиальной подложке $n^+ - \text{GaAs}(100)$ с концентрацией примесей $N_i = (1.0 - 3.5) \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ (Si). С обеих сторон к СР примыкают слои $n^+ - \text{GaAs}$ с $N_i = (1.5 - 4) \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ (Si). Концентрация свободных носителей в СР не превышает $n \sim 2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$. Структуры выполнены в виде мез диаметром от 30 до 500 мкм. В таблице: E_0 , E_1 - энергия дна и потолка первой минизоны проводимости, E_2 - энергия дна второй минизоны проводимости, $\Delta E_{1,2}$ - ширина первой и второй минизон проводимости, E_{gap} - ширина запрещенной минизоны. Расчеты энергетических спектров выполнены методом трансфер-матрицы.

Измерения ВАХ. В докладе представлены усредненные по времени ВАХ СР, измеренные при температурах решетки 4К и 77К. Обнаружено пилообразное плато, в начале которого области ОДП и положительной дифференциальной проводимости (ПДП) чередуются, а далее, при увеличении приложенного напряжения остаются, в основном, области ПДП, которые прерываются скачками среднего тока, (Рис.1). На участках с ОДП наблюдаются спонтанные мегагерцовые осцилляции тока с широким спектром. На основании наблюдений токовых колебаний и численных оценок, в том числе - модельных расчетов зинеровского туннелирования методом

Монте Карло, установлено, что форма плато в начале определяется внутримининовой динамикой электронов, а при увеличении напряжения принципиальный вклад в ВАХ дает нерезонансное туннелирование носителей во вторую минилову. Скачкообразное изменение тока обусловлено изменением положения монополя - области повышенной концентрации заряда, разделяющей СР на домены слабого и сильного электрического поля. Пространственный размер монополя зависит от уровня легирования структуры и составляет в исследуемых образцах несколько десятков периодов СР. Установлено существование как статических, так и динамических монополей и доменов слабого и сильного электрического поля. В ряде СР наблюдались гистерезис ВАХ, эффекты би- и мультистабильности (Рис.1б, BS и MS на вставке), непосредственно определяющие вид пилообразного плато на ВАХ ([5]).

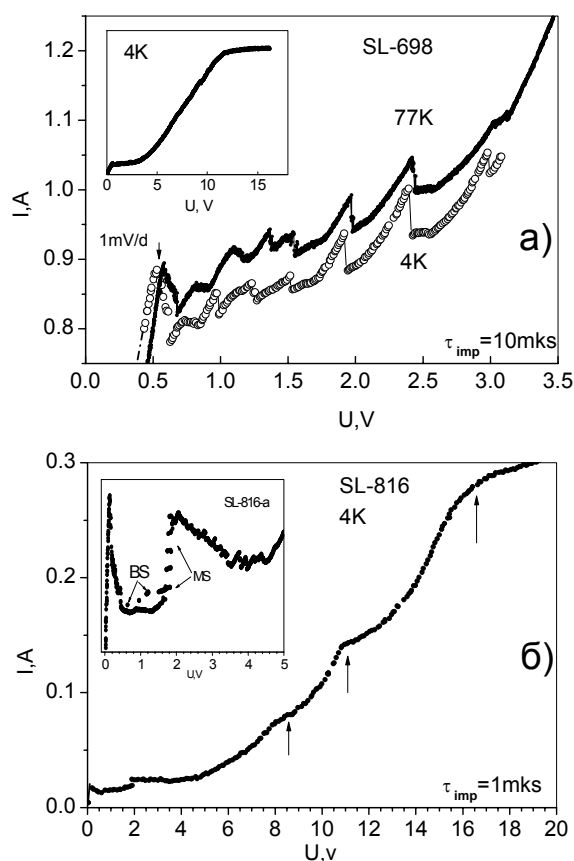


Рис.1. Средние по времени ВАХ: а) СР-698 при $T=4$ и 77K и б) СР-816 при $T=77\text{K}$.

Вне пилообразной области при напряжениях $U \sim N^*(35\text{мэВ})/en$, где $n=4,3,2$, e - заряд электрона на ВАХ обнаружены регулярные особенности (стрелки на Рис.1б), которые обусловлены резонансно-туннельными переходами электронов между энергетическими уровнями 1-ой, 2-ой и 3-ей минилову в квантовых ямах, отстоящих друг от друга на 4,3,2 периода (подробнее см.[6]).

Токковые неустойчивости. Получены осциллограммы спонтанных колебаний тока, спектральный состав которых характеризует исследуемые СР как сильно нелинейные среды с большим числом степеней свободы. В общем случае основная частота колебаний сложным немонотонным образом зависит от приложенного напряжения, а полный частотный спектр может содержать несколько десятков гармоник (как полный ряд, так и только нечетный). Ниже приведены примеры частотных спектров некоторых из наблюдавшихся осцилляций: от дискретного (Рис.2а) до почти сплошного (Рис.2б). Обнаружено, так же, бифуркационное удвоение, а в присутствии внешнего U_{\sim} - и деление пополам основной и собственных частот колебаний.

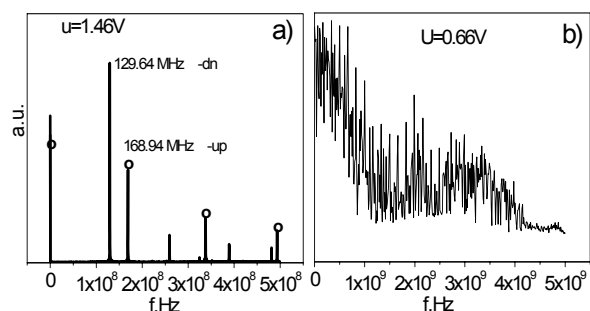


Рис.3. а) спектр квазигармонических токовых осцилляций СР-816 при $T=4\text{K}$ в прямом (основная частота-168,94 МГц) и обратном (-129,64 МГц) сканировании напряжения $U=1.46\text{В}$; б) пример стохастического спектра СР-816 при $U=0.66\text{В}$.

В докладе пространственно-временная динамика монополей исследуются, так же, численно на основе дрейфово-диффузионной модели транспорта электронов в СР.

Работа поддержана РФФИ, грант N 05-02-16468 и Программами РАН «Квантовые структуры» и «Когерентное излучение полупроводниковых соединений и структур». Авторы выражают благодарность Ю.Н. Дроздову за рентгеноструктурный анализ образцов и И.Ю. Шулешовой, В.В. Рогову и А.Ю. Климову за обработку образцов.

- [1] L. Esaki and R. Tsu, IBM J.Res.Dev. **14**,61 (1970);
- [2]. Ktitorov S.A et al, Sov.Phys.Solid State, **13**, 8, P.1872-1874(1971)
- [3] H. Kroemer, cond-mat/0009311 (2000);
- [4] А.А.Андронов и др., ФТП, **37**,3, С.378-383(2003)
- [5] L.L. Bonilla, H.T. Grahn, Rep. Prog. Phys. **68**, 577-683(2005)
- [6] А.А.Андронов и др., этот сборник.

Транспортные свойства гетероструктур p -Si/SiGe в ультраквантовом пределе.

И.Л. Дричко¹, И.Ю. Смирнов¹, А.В. Суслов², Ю.М. Гальперин^{1,3}, О.А. Миронов⁴,
М. Миронов⁵, Т.Е. Whall⁶, В.М. Винокур⁷

¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Политехническая 26, 194021, С.-Петербург, Россия

²National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA

³Department of Physics and SMN, University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, 0316, Oslo, Norway

⁴NANOTEC, 111 Thailand Science Park Paholyothin Rd, Phatumthani, 12120, Thailand

⁵Musashi Institute of Technology, 8-15-1 Todoroki, Setagaya-ku, Tokyo, Japan

⁶Department of Physics, University of Warwick, Coventry, CV4 7AL, UK

⁷Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA

e-mail: irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

Механизмы электронного (дырочного) транспорта в системах с 2-мерной проводимостью в сильных магнитных полях при низких температурах (в условиях ультраквантового предела) интенсивно изучаются в последнее время [1]. Основными объектами, в которых производились эти исследования, являются гетероструктуры с низкой концентрацией примесей, такие как n -GaAs/AlGaAs [2], инверсионные пленки Si с высокой подвижностью [3], гетероструктуры InGaAs/InP [4].

Существует несколько возможных объяснений диэлектрического поведения, наблюдаемого в этих объектах в ультраквантовом пределе. Это возникновение андерсоновского диэлектрика при локализации носителей заряда в случайном потенциале заряженных примесей, холловского диэлектрика, а также образование вигнеровского кристалла.

В настоящей работе впервые исследуется гетероструктура p -Si/GeSi с низкой концентрацией примесей и большим дырочно-дырочным взаимодействием. Причем впервые для исследования основного состояния 2-мерного дырочного газа в ультраквантовом пределе будет использоваться кроме общепринятой методики на постоянном токе акустическая бесконтактная методика, позволяющая определять компоненты комплексной высокочастотной проводимости.

Высокочастотная (в.ч.) проводимость $\sigma_{xx}^{AC} = \sigma_1 - i\sigma_2$ и $\sigma_{xx}^{DC} = \rho_{xx} / (\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ были измерены в гетероструктуре p -Si/SiGe с концентрацией $p = 8.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ с подвижностью $\mu = 1 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$ в магнитных полях до 18 Т, в температурном интервале 0.3-4.2 К. В.ч. проводимость определялась акустическими бесконтактными методами: посредством измерения поглощения и скорости поверхностных акустических волн (ПАВ), частотой $f = (30-255) \text{ МГц}$. Измерения проводились «гибридным» методом, когда ПАВ распространялась по поверхности пьезоэлектрика LiNbO₃, а гетероструктура

прижималась к его поверхности. Поглощение происходило из-за взаимодействия ПАВ с носителями заряда в 2-мерном канале гетероструктуры. На другом образце, вырезанном из той же пластины в форме холловского мостика, были измерены магнитосопротивление ρ_{xx} , холловское сопротивление ρ_{xy} и вольтамперные характеристики (ВАХ).

На рисунке 1 представлена зависимость проводимости, измеренной на постоянном токе от обратной температуры.

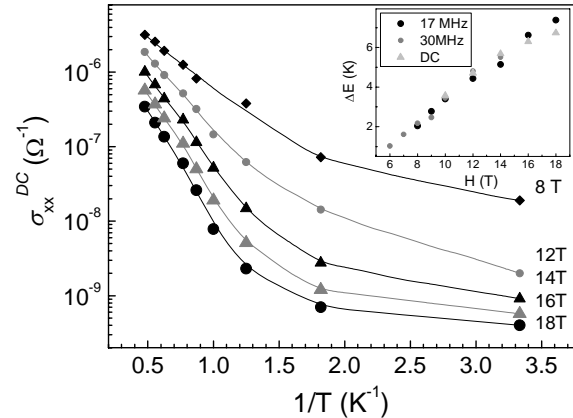


Рис.1. Зависимость σ_{xx}^{DC} от $1/T$ для различных H . На вставке – зависимость E_a от H из измерений на постоянном токе и из акустических измерений.

Условие ультраквантового предела выполнялось для этого образца при $H > 3.5 \text{ Т}$. В исследуемом интервале температур при $H = 0$ проводимость образца была металлического типа. Однако, при $H > 4 \text{ Т}$ и $T = 2-0.8 \text{ К}$ σ_{xx}^{DC} так же, как и $\text{Re}\sigma_{xx}^{AC} = \sigma_1$, имела активационный характер с одинаковыми энергиями активации, зависящими от магнитного поля.

Если активационную зависимость проводимости, повидимому, можно связать с вымораживанием носителей заряда на состояния вблизи уровня Ферми в $0\uparrow$ -зоне Ландау, то при $T < 0.6 \text{ К}$ определить закон, по которому

изменяется проводимость затруднительно, т.к. слишком мал интервал изменения температуры и σ_{xx}^{DC} . При температурах $T < 0.6$ К и $H > 8$ Т абсолютные величины σ_{xx}^{DC} и $Re\sigma_{xx}^{AC}$ не совпадают, причем $Re\sigma_{xx}^{AC} > \sigma_{xx}^{DC}$, что свидетельствует о локализации носителей заряда [5]. Из рис.2 видно, чем выше частота ПАВ, тем сильнее различаются величины σ_{xx}^{DC} и $Re\sigma_{xx}^{AC}$.

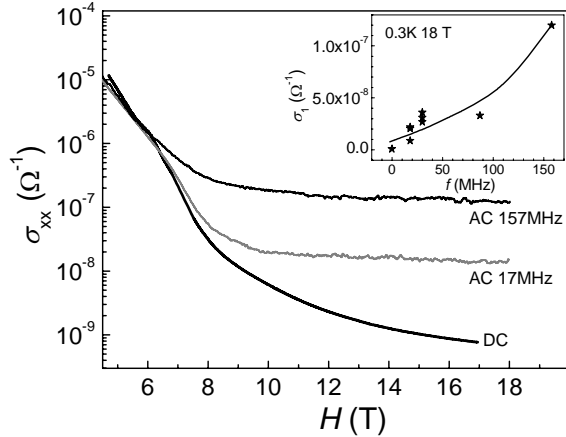


Рис. 2. Зависимость σ_{xx}^{DC} и $Re\sigma_{xx}^{AC} = \sigma_1$ от H при $T=0.3$ К при разных частотах ПАВ. На вставке: зависимость σ_1 от частоты ПАВ – f , $H=18$ Т, $T=0.3$ К.

АС проводимость $\sigma_1 \sim f^n$, где $n \approx 1$. Что касается $Im\sigma_{xx}^{AC} = \sigma_2$, то во всем интервале частот, температур и магнитных полей (в ультраквантовом пределе) $\sigma_2 < \sigma_1$, а в полях $H > 10$ Т $\sigma_2 \sim 0$.

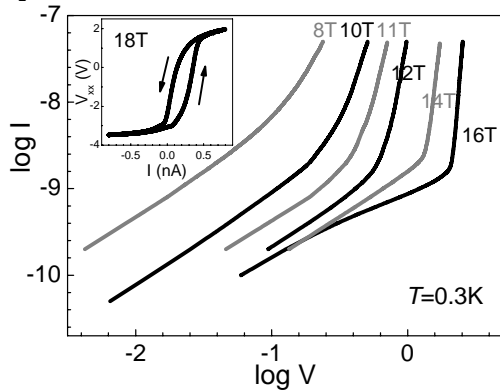


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики в различных магнитных полях, $T=0.3$ К. На вставке: ВАХ при $T=0.3$ К, при медленной (0.1 нА/мин) развертке по току.

На рис.3 представлены вольт-амперные характеристики при скорости развертки тока 5 нА/мин. при $T=0.3$ К и разных магнитных полях. Из рисунка видно, что кривые становятся нелинейными при очень малых значениях тока, а порог нелинейностей зависит от H . Оказалось, что при $H > 16$ Т вблизи порога нелинейностей наблюдается гистерезис, характер которого представлен на вставке к рис. 3, а предпороговая зависимость $I(V)$ зависит от скорости развертки тока. На рис. 4 представлена эта зависимость для

скорости развертки тока 0.02 нА/мин. Ее можно описать в виде $I \sim \exp(-A/V^\mu)$ с $\mu=0.3-0.4$, что демонстрируется на вставке к рис.4.

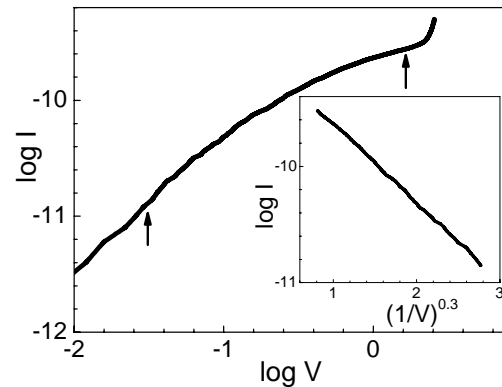


Рис.4. Зависимость $\log I$ от $\log V$ при медленной развертке по току 0.02 нА/мин; $H=18$ Т, $T=0.3$ К.

Совокупность необычных экспериментальных данных при $T < 0.8$ К и $H > 14$ Т: соотношение $\sigma_1 \gg \sigma_2$, пороговый характер вольтамперных характеристик, наличие гистерезиса, закон $I \sim \exp(-A/V^\mu)$, типичный для крипа в кристаллах [6], дают основание полагать, что наблюдается образование Вигнеровского кристалла (стекла). Это согласуется с результатами работы [7]. Однако, невозможность определить механизм проводимости в этой области температур, частотная зависимость $\sigma_1 \sim f$ не исключают полностью влияния других возможных механизмов – прыжковой проводимости в условиях андерсоновской локализации.

Эта работа поддержана грантами Президиума РАН, Программой Отделения физических наук «Спинтроника», NSF DMR-0084173, State of Florida, NHMFL-IHRP, NANOTEC (Thailand), U.S. Department of Energy Office of Science through contract No. W-31-109-ENG-38. Авторы благодарны В.М. Пудалову за полезные дискуссии.

- [1] Шашкин, А.А., УФН **175**, 139 (2005).
- [2] Ye, P.D., Engel, L.W., Tsui, D.C., Lewis, R.M., Pfeiffer, L.N., West, K., Phys. Rev. Lett. **89**, 176802 (2002).
- [3] Dolgoplov, V.T., Kravchenko, G.V., Shashkin, A.A., Kravchenko, S.V., Phys. Rev. B **46**, 13303 (1992).
- [4] Pödör, B., Kovács, Gy., Reményi, G., Savel'ev, I.G., Novikov, S.V., Inorg. Mat. **37**, 439 (2001).
- [5] Drichko, I.L., Diakonov, A.M., Smirnov, I.Yu., Galperin, Yu.M., and Toropov, A.I., Phys. Rev. B **62**, 7470 (2000).
- [6] Blatter, G., Feigel'man, M.V., Geshkenbein, V.B., Larkin, A.I., Vinokur, V.M., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [7] Pudalov, V.M., in Phys. of Quantum Sol. of Electrons, 124 (1994), Int. Press.

Эффекты зинеровского туннелирования при вертикальном транспорте в СР с узкими минизонами.

А.А.Андронов¹, Е.П.Додин¹, Д.И.Зинченко¹, Ю.Н.Ноздрин¹

¹Институт Физики Микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия.

e-mail: dimazz80@mail.ru

Возможность перестройки энергетического спектра в низкоразмерных структурах не только путем технологического выбора параметров, но и внешними электрическими и магнитными полями открывает дополнительные перспективы для поиска новых физических механизмов преобразования электромагнитных сигналов и создания на основе этих механизмов новых приборов полупроводниковой электроники. На этом пути изучение явления зинеровского пробоя [1], лежащего в основе эффектов резонансного и нерезонансного туннелирования, и напрямую связанной с ним проблемы локализации волновых функций электронов электрическим полем, становится все более актуальным.

Эффективное межминизонное зинеровское туннелирование относительно просто реализовать в полупроводниковых сверхрешетках (СР), что позволяет по-новому оценить перспективы создания терагерцового генератора, основанного на резонансных свойствах блоховского осциллятора [2]. Здесь, как показывают расчеты [3], имеется возможность реализовать динамическую ОДП на частотах выше блоховской, избежав тем самым паразитной низкочастотной токовой неустойчивости, как правило, нарушающей однородность электрического поля в СР и препятствующей когерентной динамике осцилляторов. (Отметим, что в работе [3] при расчетах ОДП принималось во внимание только нерезонансное зинеровское туннелирование электронов в постоянном электрическом поле.) С целью изучения возможности реализации динамической ОДП в СР с узкими запрещенными минизонами нами экспериментально исследован электронный транспорт в постоянном электрическом поле в структурах GaAs/Al_{0,1}Ga_{0,9}As с короткими и низкими потенциальными барьерами, в которых ширина запрещенной минизоны не превосходит 20 мэВ [4]. Исследования показали, что, наряду с нерезонансным, важную роль в транспортных свойствах играет резонансное зинеровское туннелирование, которое в СР с узкими запрещенными минизонами проявляется в виде регулярных особенностей на ВАХ.

Эксперимент. Исследованы ВАХ СР, параметры которых приведены в [4]. Наиболее интересными с точки зрения рассматриваемых эффектов зинеровского туннелирования являются образцы СР426 и СР816 (Рис.1), где обнаружены регулярно повторяющиеся особенности на ВАХ

при значениях приложенного напряжения $U \sim N \cdot 0.35 / e n$ мэВ, где e - заряд электрона, $n=4,3,2$, N - число периодов СР. Как показано ниже, наблюдаемые на ВАХ особенности связаны с резонансными переходами электронов между уровнями Ванье-Штарковской лестницы (ВШЛ), принадлежащими квантовым ямам, отстоящим друг от друга на несколько периодов СР. Отметим, что похожие эффекты туннелирования электронов в электрическом поле исследованы в [5] на СР с более широкими запрещенными минизонами и наблюдались, соответственно, в более сильных полях, где НЧ ОДП нарушала однородность поля структуры. Для идентификации наблюдаемых переходов и определения характерных параметров авторам [5] потребовались более строгие самосогласованные расчеты ВАХ, а также дополнительные измерения кондактанса СР. В наших структурах область НЧ ОДП оказалась сдвинутой в область слабых полей [4] и особенности на ВАХ наблюдались в умеренных электрических полях в условиях практически однородного их распределения по длине СР.

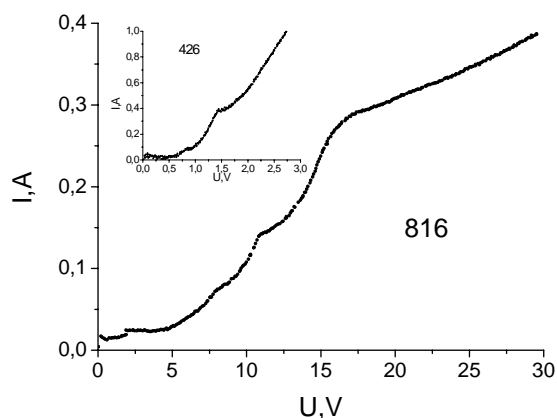


Рис.1 Вольтамперная характеристика образца 816 при 4К. Вставка: Вольтамперная характеристика образца 426 при 4К.

Результаты расчетов. Известно [6], что при приложении электрического поля минизоны расщепляются в набор Ванье-Штарковских уровней. Каждая зона порождает эквидистантный набор уровней, их общее число равно числу периодов сверхрешетки. При изменении электрического поля уровни различных минизон сдвигаются друг относительно друга, и для некоторых значений поля имеют место резонансы

между уровнями различных минизон. Это происходит при полях, удовлетворяющих условию $E_i - E_j = n \cdot eFd$. Здесь E_i и E_j – энергии i -го и j -го уровней квантовой ямы (точнее это энергия «центра масс» соответствующей минизоны), e – заряд электрона, F – электрическое поле, d – период сверхрешетки.

Для более точного определения положения резонансов разработан численный алгоритм решения уравнения Шредингера (УШ) для периодического потенциала СР, содержащей N периодов, в постоянном электрическом поле. При решении УШ вначале методом трансформации рассчитывались стационарные функции Блоха. Затем с их помощью рассчитывались функции Ванье для трех нижних минизон, и наконец в базе этих функций диагонализовался гамильтониан с полем. Подобный подход к решению УШ описан в [7].

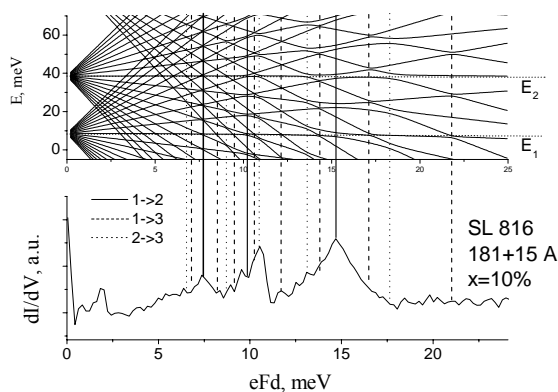


Рис. 2. *Вверху*: рассчитанная «веерная диаграмма» уровней первых трех минизон для структуры 816. *Внизу*: численная производная ВАХ СР 816. Линии показывают положение антикроссингов ВШ уровней.

Результат расчета показан в верхней части Рис. 2 и 3. На рисунках изображена зависимость положения энергетических уровней от приложенного поля (так называемая «веерная диаграмма» Ванье-Штарковских уровней). Когда уровни разных минизон сближаются, происходят антикроссинги энергетических уровней. Совокупность антикроссингов при заданном поле F отвечает резонансному взаимодействию уровней соответствующих минизон в квантовых ямах, отстоящих друг от друга на n периодов. Расстояние n равно числу антикроссингов, помещающихся между уровнями E_i и E_j соответствующих минизон (показаны горизонтальным пунктиром на Рис. 3). В расчете в качестве базиса использовались функции Ванье первых трех минизон и на основании этого идентифицированы резонансы между уровнями 1, 2 и 3 минизон (1->2, 1->3, 2->3). В нижней части рисунков приведены производные экспериментальных ВАХ, изображенных на Рис.1. Большинство пиков ВАХ соответствуют положению антикроссингов в верхней части.

Также наблюдается корреляция между размером пика на нижней кривой и минимальным расстоянием между уровнями при антикроссинге, поскольку обе величины пропорциональны перекрытию волновых функций при резонансе.

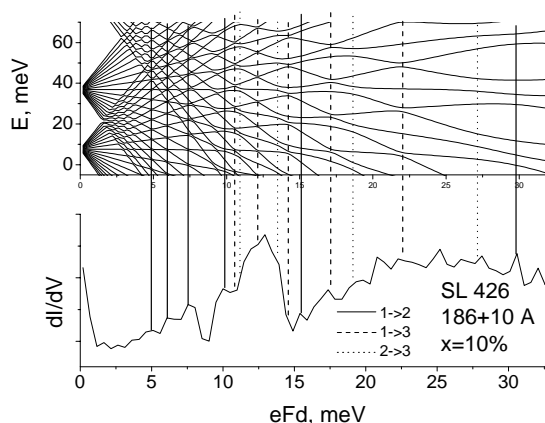


Рис. 3. То же, что и на рис.2 для СР426.

Удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов и расчетов на основе решения УШ позволяет утверждать, что уже в относительно небольших электрических полях (>5 кВ/см) возможна локализация волновых функций электрическим полем, приводящая к образованию Ванье-Штарковской лестницы электронных состояний, и резонансному зинеровскому туннелированию между квантовыми ямами СР с узкими запрещенными минизонами. Можно предполагать, что в окрестности таких резонансов могут возникнуть новые возможности для динамической ОДП.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 05-02-16468 и Программ РАН «Квантовые структуры» и «Когерентное излучение полупроводниковых соединений и структур». Авторы выражают благодарность А.А. Падалице и А.А. Мармалюку за выращенные структуры, Ю.Н. Дроздову за рентгеноструктурный анализ образцов и И.Ю. Шулешовой, В.В. Рогову и А.Ю. Климову за обработку образцов.

[1] C.Zener Proc. Roy. Soc., **145**, 523 (1934)
 [2] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Develop. 14, 61 (1970);
 [3] A.A.Andronov, I.M.Nefedov, A.V.Sosnin Semiconductors **37**, 378 (2003).
 [4] А.А.Андронов и др., в этом сборнике.
 [5] A.Sibille, J.F.Palmier, F. Laruelle, Phys. Rev. Lett., **80**, 4506 (1998).
 [6] G.Wannier, Rev. Mod. Phys., **34**, 645 (1962).
 [7] K.Hino, N.Toshima, Phys. Rev. B., **71**, 205326 (2005).

Циклотронные переходы в гетероструктурах InAs/AlSb в ультраквантовом пределе

В. Я. Алешкин¹, В. И. Гавриленко¹, А. В. Иконников¹, С. С. Криштопенко¹,
М. Л. Орлов^{1,5}, Ю. Г. Садофьев¹, О. Drachenko², М. Goiran³, М. L. Sadowski⁴,
W. Knap⁵

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²Research center Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, FZR, FZD, Dresden.

³Laboratoire National des Champs Magnétiques Pulsés, Toulouse, France

⁴Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, Grenoble, France

⁵University of Montpellier 2, CNRS, Place Eugene Bataillon, 21, F34095, Montpellier, France

e-mail: antikon@ipm.sci-nnov.ru

Гетероструктуры InAs/AlSb имеют целый ряд примечательных свойств, что делает их привлекательными для создания новых электронных и оптоэлектронных приборов, а также приборов спинтроники. К таким свойствам можно отнести высокую подвижность электронов (до $9 \cdot 10^5$ см²/Вс при $T = 4,2$ К [1]), малую эффективную массу ($0,03 m_0$) и значительную величину эффективного g^* -фактора электронов [2]. Исследование спектров циклотронного резонанса (ЦР) является эффективным методом изучения непараболичности зоны проводимости и спиновых эффектов [3–7]. В данной работе мы представляем результаты исследований ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb в магнитных полях до 35 Т с использованием подсветки видимым светом, что позволило значительно изменять концентрацию электронов в КЯ InAs за счёт эффекта отрицательной остаточной проводимости [8].

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом МПЭ на полуизолирующих подложках GaAs(100) с использованием буфера AlSb (или GaSb для образца B824) [2]. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 12 нм, квантовой ямы InAs с номинальной толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlSb толщиной 30–40 нм и покрывающего слоя GaSb (6 нм). Исследования ЦР проводились на образцах квадратной формы размерами 5×5 мм² с двумя полосковыми омическими контактами по краям для измерения магнетосопротивления.

При измерениях в полях до 13 Т в GNMFL образцы располагались в световодной вставке в гелиевом криостате в центре сверхпроводящего соленоида. Имелась возможность освещать структуру с помощью синего светодиода, расположенного непосредственно вблизи образца. В данных измерениях для значительно уменьшения концентрации носителей в образце приходилось освещать образец непрерывно, поскольку остаточные эффекты были слабы, возможно, из-за паразитного ИК излучения, проникающего во вставку. Исследования ЦР проводились с помощью фурье-спектрометра

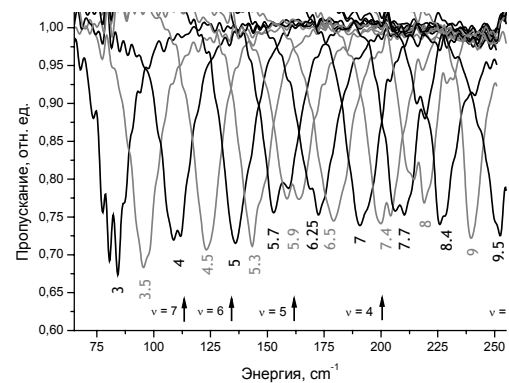


Рис. 1. Спектры ЦР в структуре A692 ($n_s = 7,1 \cdot 10^{11}$ см⁻²). Под линиями указаны значения магнитных полей в Тесла. Стрелками указаны поля, отвечающие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

BRUKER 113V при температуре $T = 2$ К. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образцов. Прошедшее через структуру излучение детектировалось с помощью Si болометра. Все спектры пропускания, измеренные в магнитном поле, нормировались на спектр в нулевом магнитном поле. Кроме того, измерялось магнитосопротивление образцов в двухконтактной геометрии, что позволяло определять концентрацию непосредственно в тех же условиях, что и при измерении ЦР.

Измерения в полях до 35 Т проводились в LNCMP с использованием импульсного соленоида. Длительность импульса составляла ~ 800 мс, энергия импульса – 1,2 МДж. В качестве источника излучения использовался квантовый каскадный лазер ($\lambda = 14,8$ мкм, $E = 675,7$ см⁻¹).

Для расчёта уровней Ландау в КЯ InAs использовалась 8-зонная модель Кейна [9] с учётом эффектов деформации и g -фактора электронов [10]. Расчёты проводились методом матрицы переноса в пренебрежении в гамильтониане слагаемыми, пропорциональными квадрату волнового вектора дырок. Расчёты проводились как для прямоугольного, так и для самосогласованного профиля квантовой ямы (ср. [11]). Обнаружено, что учёт деформации и встроенного

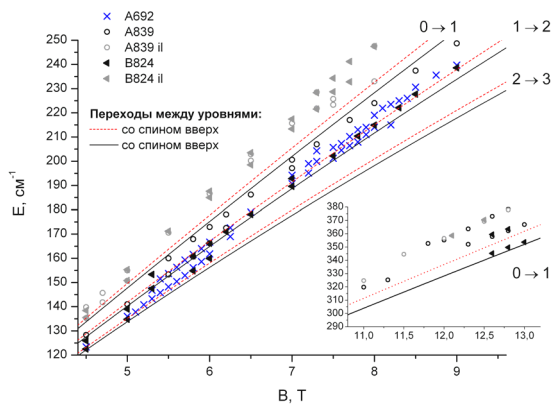


Рис. 2. Положение спектральных линий ЦР в образцах InAs/AlSb (символы) и рассчитанные энергии переходов между нижними уровнями Ландау (линии). Темновая концентрация электронов $\sim 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, при освещении синим светом (ii) $\sim 3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

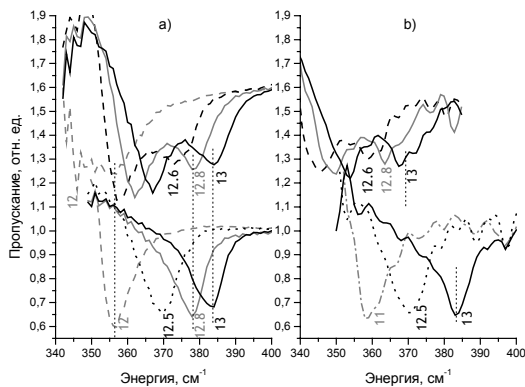


Рис. 3. Спектры ЦР в образцах А839 (а) и В824 (б) без подсветки (верхние кривые) и при подсветке синим светом (нижние кривые) при различных значениях магнитного поля (в Тесла).

электрического поля слабо влияет на электронный спектр в 1-ой подзоне размерного квантования, но существенно изменяет расстояние между подзонами, что важно для описания циклотронных переходов в легированных образцах (ср. [7]).

На рис. 1 представлены спектры ЦР для образца А692. Видно, что значительное расщепление линии ЦР наблюдается при целых значениях фактора заполнения уровней Ландау $\nu = 4, 5, 7$, что типично для полупроводников с параболической зоной проводимости (ср. [3–5]). На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости энергий циклотронных переходов от магнитного поля для прямоугольной КЯ. В полях до 6 Т циклотронные переходы происходят между уровнями Ландау $2 \rightarrow 3$, в более сильных полях до 9 Т начинают преобладать переходы $1 \rightarrow 2$, а в полях свыше 11 Т ЦР вызван переходами между самыми нижними уровнями Ландау $0 \rightarrow 1$.

В спектре ЦР образца В824 в импульсных магнитных полях наблюдался один пик с максимумом в 25,5 Т. Этот пик связан с переходом между уровнями Ландау $0 \rightarrow 1$ со спином вниз.

Для этого магнитного поля расчёт даёт энергию перехода $646,9 \text{ см}^{-1}$, в то время, как энергия кванта излучения составляла $675,6 \text{ см}^{-1}$. Как видно из вставки на рис. 2, в полях около 13 Т как абсолютное значение энергии этого перехода, так и расщепление линии ЦР в этом образце превышают рассчитанные значения. Расхождение может быть связано с обменным электрон-электронным взаимодействием (такое нарушение теоремы Кона обсуждалось в работе [12]).

Рис. 3 иллюстрирует влияние освещения на ЦР в образцах А839 и В824 в ультраквантовом пределе (переходы $0 \rightarrow 1$). Без освещения концентрация электронов в этих образцах была $7,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $6,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. При освещении концентрация уменьшилась и составила $3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в обоих образцах. До освещения в магнитных полях от 12 до 13 Т фактор заполнения уровней Ландау был чуть больше 2, а две линии ЦР (см. рис. 3, а) были вызваны переходами с двух нижних уровней Ландау на вышележащие (см. вставку на рис. 2, ср. [5]). При подсветке концентрация электронов в образцах уменьшилась в два раза, что соответствует $\nu \sim 1$. Соответственно 0^{ii} уровень Ландау со спином вниз оказывается практически незаселённым и мы наблюдаем только переход $0 \rightarrow 1$ между уровнями со спином вверх. В образце А839 энергия этого перехода как без, так и при подсветке одинакова. А в образце В824 при подсветке энергия перехода оказывается больше на 15 см^{-1} (при этом она становится такой же как в А839). Наиболее вероятной причиной такого различного поведения представляется различие буферных слоёв образцов А839 (AlSb) и В824 (GaSb), однако более точная интерпретация требует проведения дальнейших исследований.

Работа поддержана РФФИ (проекты 05-02-17531, 07-02-01382), INTAS (YS Fellowship 04-83-3169) и РАН. Измерения в GHMFL (Гренобль) и LNCMP (Тулуза) выполнены при поддержке в рамках 6-ой рамочной программы ЕС: контракты RITA-CT-2003-505474 (ref. SE3806) и R113-CT2004-506239. (Ref. TSE8-206).

- [1] C. Nguyen *et al.*, J. Elec. Mater. **22**, 255 (1993).
- [2] Yu.G.Sadofyev *et al.*, APL **81**, 1833 (2002).
- [3] J. Scriba *et al.*, Semicond. Sci. Tech. **8**, S133 (1993).
- [4] M. J. Yang *et al.*, Phys. Rev. **B47**, 1681 (1993).
- [5] M. J. Yang *et al.*, Phys. Rev. **B47**, 6807 (1993).
- [6] Yu. B. Vasil'ev *et al.*, JETP Lett. **79**, 674 (2004).
- [7] V.Ya.Aleshkin *et al.*, Semicond. **39**, 71 (2005).
- [8] V.Ya.Aleshkin *et al.*, Semicond. **39**, 30 (2005).
- [9] E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solids **1**, 249 (1957).
- [10] H.-R. Trebin *et al.* Phys. Rev. **20**, 2, (1979)
- [11] R. Winkler, Surf. Sci. **361/362**, 411 (1996).
- [12] H. Arimoto *et al.* Phys. Rev. B **67**, 155319 (2003).

Оптические переходы между состояниями акцепторов в одноосно сжатом германии

Козлов Д.В.

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

e-mail: dzkoz@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Интерес к состояниям акцепторов в одноосно сжатом германии возник благодаря обнаружению генерации стимулированного терагерцового излучения на переходах с резонансных состояний в одноосно сжатом p-Ge при температуре жидкого гелия [1]. В работах [1,2] различными методами рассчитаны энергии резонансных состояний акцепторов в одноосно сжатом p-Ge. Энергии резонансных состояний мелких акцепторов в полупроводниках и полупроводниковых структурах определялись экспериментально по положению особенностей в спектрах фотопроводимости или поглощения, связанных с переходами на эти состояния с основного примесного уровня. Спектры фотопроводимости и поглощения одноосно сжатого Ge, легированного галлием, представлены в работах [3,4]. В этих работах обнаружена коротковолновая полоса примесной фотопроводимости одноосно сжатого германия, образованная переходами в верхнюю дырочную подзону. Однако в этих работах в измеренных спектрах не удалось обнаружить каких-либо признаков спектральных линий слева от коротковолновой полосы поглощения, которые можно было бы связать с переходами с основного состояния акцептора, на резонансные примесные состояния, связанные с отщепленной зоной, что возможно связано с неоднородностью деформации и размытием линий. Авторы [4] связывают одну из особенностей в спектре поглощения одноосно сжатого германия расположенную вблизи длинноволнового края поглощения с переходом на резонансный акцепторный уровень, выходящий с континуум нижней подзоны. Это означает, что резонансное состояние после выхода в континуум остается около его края при увеличении деформации. Отмечу, что такой неожиданный результат противоречит теоретическим оценкам энергий резонансных состояний акцепторов в одноосно деформированном германии [2]. В связи с этим возникла необходимость детальных расчетов спектра возбужденных состояний акцепторов в одноосно сжатом германии и сил осцилляторов оптических переходов на эти состояния с основного уровня

Метод расчета.

При расчете энергий и волновых функций акцепторов использовалось приближение эффективной массы. Использовалось аксиальное приближение, т.е. закон дисперсии дырок полагался изотропным в плоскости, перпендикулярной оси

деформации. В аксиальном приближении сохраняется проекция полного момента J на ось деформации (ось z), и спектр акцептора оказывается двукратно вырожденным по знаку этой проекции (т.е. $\pm J$). Волновая функция акцептора разлагалась по базису из огибающих волновых функций свободных дырок, которые являются собственными функциями гамильтониана в отсутствие кулоновского потенциала. Затем разложение подставляли в уравнение эффективной массы и решали интегральное уравнение для коэффициентов разложения. Метод позволяет рассчитывать не только локализованные состояния, но и состояния непрерывного спектра. Отмечу, что ранее акцепторные состояния в одноосно деформированном германии рассчитывались вариационными методами [5]. Расчет вероятностей оптических переходов между состояниями акцепторов в таком материале до настоящего времени не проводился.

Результаты и обсуждение

При одноосном сжатии основное состояние акцепторов в германии соответствует проекции полного момента импульса на ось z $J = \pm 1/2$. С такого уровня разрешены переходы на состояния соответствующие проекции момента импульса на ось z $J = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$. Зависимость энергий квантов этих разрешенных переходов представлены сплошными и пунктирными линиями на рис.1. Сплошные линии показывают энергии переходов с основного состояния на уровни соответствующие проекции полного момента на ось z $J = \pm 3/2$ (линии $1^{3/2}-4^{3/2}$), пунктирные – энергии переходов на уровни, соответствующие проекции момента $J = \pm 1/2$ (линии $1^{1/2}-4^{1/2}$), точечная линия соответствует краю поглощения, связанного с возбуждением в континуум. В скобках после номера линии указаны состояния водородоподобного спектра, на которых “выходит” конечное состояние соответствующего перехода при больших значениях сжатия. Штрих-пунктирной линией представлен переход с уровня, отщепившегося от основного состояния, на нижний уровень, соответствующий проекции полного момента импульса на ось z $J = \pm 5/2$. Символами представлены положения особенностей в спектрах примесного поглощения одноосно сжатого германия из работы [4].

На рис.2 представлены рассчитанные силы осцилляторов переходов на нижние возбужденные состояния. Сплошные и пунктирные линии – переходы под действием электромагнитной вол-

ны распространяющейся параллельно оси деформации (x - поляризация) Штрих – пунктирные линии соответствуют переходам под действием волны распространяющейся перпендикулярно оси деформации (z - поляризация). Обозначения переходов совпадают с обозначениями на рис.1. Кривые, соответствующие переходам по действием z – поляризованной волны, помечены (z).

Из рис.1 видно, что наблюдаемая мощная длинноволновая линия в [4] (квадраты на рис.1) может быть образована переходами на состояния $2^{3/2}$, $2^{1/2}$ и $3^{1/2}$, разница энергий которых значительно меньше характерной ширины линий поглощения представленных в [4] (0.6 мэВ). Из рис.2 видно, что переходы на эти уровни должны быть интенсивными и доминировать в спектре поглощения одноосно сжатого германия. Средняя линия в спектре поглощения, измеренном в [4] (кружки на рис.1), интенсивность которой растет с ростом величины деформации [4], может быть связана с переходом на состояние $4^{1/2}$, который совпадает по положению в спектре с измеренной линией (см. рис.1) и интенсивность которого также увеличивается с ростом величины сжатия (см. рис.2). Коротковолновая линия поглощения (ромбы на рис.1) может быть связана с возбуждением носителей в непрерывный спектр и на очень мелкие акцепторные уровни. Таким образом, вывод авторов [4] о том, что в некоторые наблюдаемые в спектре поглощения линии связаны с переходами на резонансные уровни, находящиеся вблизи края нижней подзоны не подтверждается.

Штрих- пунктирной линией на рис.1 представлен переход с уровня, отщепившегося от основного состояния на нижний возбужденный уровень, соответствующий проекции полного момента импульса на ось z , $J = \pm 5/2$. Энергия этого перехода соответствует положению длинноволновой особенности [4], отщепившейся от D – линии (звездочки на рис.1) и исчезающей при увеличении деформации из-за уменьшения заселенности начального (верхнего, отщепившегося от основного) состояния.

При поглощении электромагнитной волны, распространяющейся вдоль направления деформации (x - поляризация), быстро растет интенсивность G- линии и при больших значениях одноосного сжатия эта линия начинает доминировать в спектре поглощения. Для волны, распространяющейся перпендикулярно оси деформации (z - поляризация,) G- линия остается слабой. Это связано с тем, что нижние возбужденные состояния, с переходами на которые в спектре связывают G – линию, соответствуют проекции полного момента $J_z = \pm 3/2$ и для z – поляризации переходы на такие состояния в пределе больших давлений с основного уровня запрещены. Таким образом, спектры поглощения, фотопроводимости, а также и электролюминесценции одноосно сжатого германия должны существенно меняться при изменении поляризации излуче-

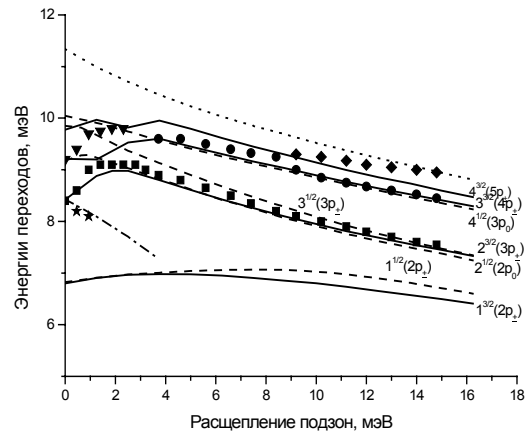


Рис.1

ния: при x -поляризации в длинно волновой части спектра должна присутствовать мощная линия G. Этот эффект в спектрах электролюминесценции

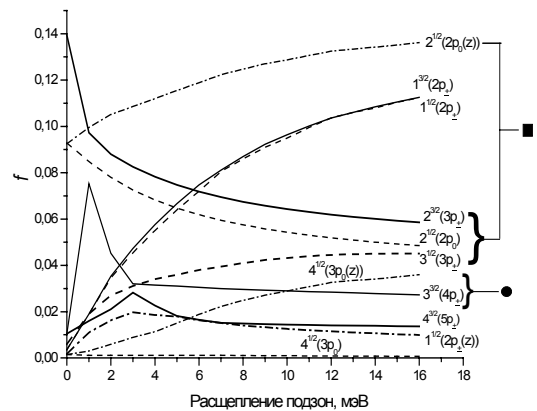


Рис.2

одноосно сжатого германия наблюдался в работе [6]

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 05-02-17341, 04-02-17178), BRNE (Y2-P-01-08), Фонда содействия отечественной науке и гранта Президента России МК-1860.2005.02

[1] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А.. Королев и др. ЖЭТФ, **101**, 756 (1992).
 [2] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.В. Козлов. ЖЭТФ, **120**, 1495 (2001).
 [3] V.Y. Aleshkin, A.V. Gavrilenko, V.I. Gavrilenko et al. Phys. Status Solidi (c), **0**, 680 (2003).
 [4] Я.Е.Покровский, Н.А. Хвальковский, ФТП, **39**, 197 (2005).
 [5] J.Broeckx and J.Vennik Phys. Rev.B, **35**, 6165 (1987).
 [6] А.В.Андрьянов, А.О.Захарьин, И.Н.Ясиевич, Н.Н.Зиговьев, письма в ЖЭТФ, **83**, 410 (2006).

Диагностика низкобарьерных диодов Шоттки с приповерхностным δ -легированием

А.В. Мурель, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: murel@ipm.sci-nnov.ru

Для создания чувствительных микроволновых детекторов, в частности для систем миллиметрового видения, используются низкобарьерные диоды Шоттки (НБДШ) - оптимальные значения высоты барьера которых находятся в пределах $0.15 \div 0.3$ эВ [1]. В этом случае имеется возможность детектировать сигнал без использования постоянного напряжения смещения, что обеспечивает низкий уровень шумов и, соответственно, высокую чувствительность при детектировании. Для расчета и оптимизации детектора необходимо знание радиотехнических параметров диода (дифференциальное сопротивление, емкость, последовательное сопротивление) и структурных характеристик (фактор неидеальности, высота барьера, ток насыщения). Процедуры определения параметров, применяемые для диодов с большой высотой барьера ($0.7 \div 1$ эВ), не годятся для НБДШ, поскольку ВАХ таких диодов в полулогарифмических координатах не спрямляются. Мы предлагаем метод диагностики низкобарьерных диодов Шоттки, основанный на анализе зависимости дифференциального сопротивления диода от напряжения смещения $R_d(V)$. Зависимость $\ln R_d(V)$ имеет участки, которые хорошо аппроксимируются прямыми линиями, что позволяет провести простую и наглядную диагностику диодов.

Теория и основные принципы работы низкобарьерного диода, основанного на изовалентном приповерхностном дельта-легировании барьера Шоттки, рассмотрены ранее в [2,3]. Причиной снижения высоты барьера является возникновение термополевой компоненты тока, обусловленной сильным электрическим полем между металлом и заряженной примесью, находящейся в плоскости δ -слоя. На рис. 1 показаны профили потенциала в структуре металл- n - n^+ -подложка, рассчитанные с помощью программы одномерного решения уравнения Пуассона. В плоскости $x=d$ располагается δ -слой атомов донорной примеси с поверхностной концентрацией N_s . Эффективная высота барьера в зависимости от напряжения смещения определится как [2]:

$$\phi^{eff}(V) = \left[\Phi - \frac{4\pi q^2 N_s d}{\epsilon} \right] \cdot \left[1 - \frac{d}{D} \right] + \frac{d}{D} \cdot qV = \Delta_0 + \frac{d}{D} \cdot qV$$

где Φ – барьер на границе металл-полупроводник (М-П), Δ_0 – эффективная высота барьера при нулевом смещении. ВАХ НБДШ описывается формулой [1,2]:

$$I = I_s \cdot e^{-\frac{q\alpha V}{kT}} \cdot (e^{\frac{q}{nkT} V} - 1)$$

где $\alpha = d/D$; $I_s = A \cdot T^2 \cdot e^{-q\Delta_0/kT}$

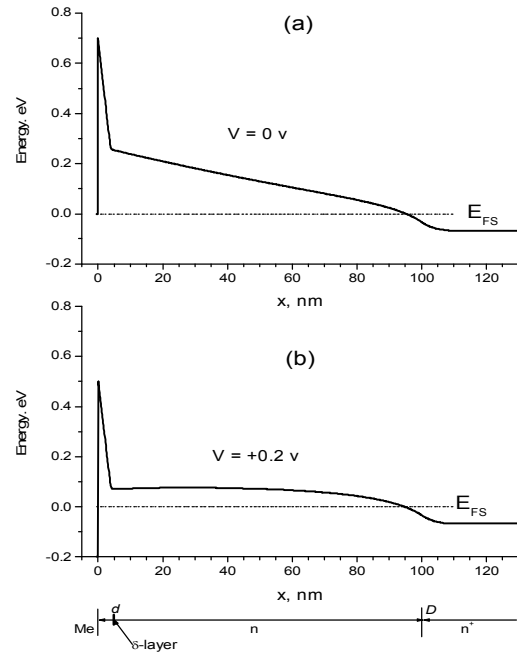


Рис. 1. Рассчитанный ход края зоны проводимости в структуре НБДШ при напряжениях 0 В (а) и +0.2 В (б).

Общее выражение для дифференциального сопротивления можно записать следующим образом:

$$R_d(V) = \frac{nkT}{q} \frac{1}{I_s} \frac{e^{\frac{q\alpha V}{kT}}}{\alpha \cdot n + (1 - \alpha \cdot n) \cdot e^{-\frac{q}{nkT} V}}$$

При обратном напряжении смещения имеем экспоненциальную зависимость от смещения:

$$R_d(V) = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_s} \frac{e^{\frac{q\alpha V}{kT}}}{\alpha}$$

откуда можно определить отношение $\alpha = d/D$. Для больших положительных напряжений смещения $eV/kT \gg 1$:

$$R_d(V) = \frac{nkT}{qI_s} \frac{1}{1 - \alpha \cdot n} \exp\left[\frac{1 - \alpha \cdot n}{n} \cdot \frac{qV}{kT} \right]$$

Значение фактора неидеальности определяется из соотношения:

$$n = \frac{1}{-\frac{q}{kT} \frac{d(\ln R_d(V))}{dV} - \alpha}$$

При нулевом напряжении смещения:

$$R_d(V=0) = \frac{nkT}{qI_s},$$

что позволяет найти величину тока насыщения I_s , связанного с эффективной высотой барьера.

ВАХ НБДШ, изготовленного с помощью техники дельта-легирования приповерхностного слоя арсенида галлия [1], показана на рис.2.

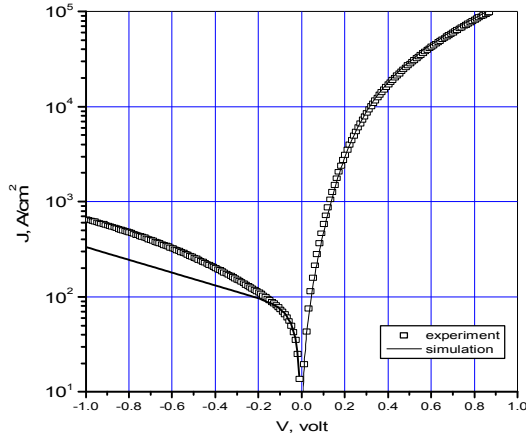


Рис.2. ВАХ низкобарьерного диода Шоттки при комнатной температуре.

Технологические параметры роста: $D=100$ нм, $N_d=10^{16}$ см⁻³, $d=4$ нм, $N_s=8 \times 10^{12}$ см⁻², высота барьера на границе М-П-0.7 эВ, $n^+=2 \times 10^{18}$ см⁻³. Площадь анода составляет около 8 мкм². Численным дифференцированием ВАХ получена зависимость $R_d(V)$, приведенная на рис.3.

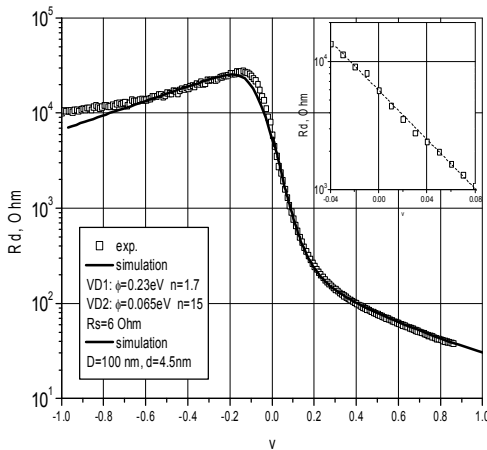


Рис.3. Экспериментальная и расчетная зависимости $R_d(V)$ для НБДШ.

Значение $\alpha=0.043$, определенное из зависимости $R_d(V)$ при обратном смещении, оказывается близко к заданным параметрам $d/D=4$ нм/100 нм=0.04. Участок кривой вблизи нулевого напряжения аппроксимируется прямой (вставка на рис.3) и ее наклон численно равен коэффициенту нелинейности диода $\beta \equiv \frac{d^2 I / dV^2}{dI/dV}$, который определяет чувствительность квадратичного детектора. Для идеального диода

при $n=1$ и комнатной температуре $\beta=q/nkT \sim 38$ А/В. Для НБДШ из рис.3 находим $\beta=22B^{-1}$ и $n=1.5$. Эффективная высота барьера диода оказывается равной 0.23 эВ.

$R_d(V)$ не имеет выраженного участка насыщения при прямом смещении, что свидетельствует о наличии последовательно включенного нелинейного элемента, предположительно $n-n^+$ -перехода со стороны подложки (см. рис.1). Действительно, для электронов, инжектируемых из сильнолегированной подложки, на $n-n^+$ -переходе существует небольшой потенциальный барьер. Для полного описания токопереноса в НБДШ необходимо проанализировать случай больших прямых смещений, когда роль этого нелинейного элемента оказывается наиболее существенной. Для двух последовательно включенных диодов легко получить выражение для $R_d(V)$:

$$R_d(V) = \frac{kT}{e} (n_1 + n_2) \cdot \frac{1}{I_0} \cdot \exp \left[-\frac{eV}{(n_1 + n_2)kT} \right]$$

Для области напряжений 0.4÷0.8В (рис.3) из угла наклона $n_1+n_2=16.7$, то есть $n_1=1.5$ и $n_2=15.2$. Достаточно большое значение связано тем, что барьер $n-n^+$ является ограничивающим при этом направлении тока. Высота барьера составляет ~0.065 эВ, вполне разумное значение для $n-n^+$ -перехода. Моделирование цепи из двух последовательно включенных диодов и сопротивления хорошо описывает экспериментальные данные, что видно из рис.3. Значение последовательного сопротивления 6 Ом получено подгонкой к экспериментальным данным для максимальных значений токов. Рассчитанная ВАХ диода показана на рис.2.

Таким образом, из зависимости $R_d(V)$ можно найти основные параметры диода Шоттки n , ϕ_b и R_s . Заметим, что для обычных диодов Шоттки с высотой барьера (0.7÷1эВ) дифференциальное сопротивление вблизи нулевого смещения очень велико и подобные измерения и расчеты затруднены.

Проведено определение параметров низкобарьерного диода с барьером Шоттки. Показано, что возможно точное и полное описание ВАХ диода. В результате диагностики выявлена роль последовательного $n-n^+$ -перехода. Определена высота потенциального барьера, величина последовательного сопротивления и другие параметры.

Работа поддержана грантом Программы Президиума РАН «Электромагнитные волны терагерцового диапазона».

- [1] Шашкин В.И., Вакс В.Л., Данильцев В.М., Масловский А.В., Мурель А.В. и др. Изв.ВУЗов, Радиофизика, **XLVIII**, 1 (2005).
- [2] Шашкин В.И., Мурель А.В., Данильцев В.М., Хрыкин О.И., ФТП, **36**, 537 (2002).
- [3] Шашкин В.И., Мурель А.В., ФТП, **38**, 574 (2004).

Магнитные спиновые блоховские состояния электронов, находящиеся в поле двумерной сверхрешетки

А.А. Перов, О.А. Кузнецова

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

В настоящей работе впервые решена обобщенная задача Харпера-Ховштадтера для двумерного электронного газа со спин-орбитальным (СО) взаимодействием Рашбы с учетом зеемановского расщепления невозмущенных периодическим потенциалом сверхрешетки уровней Ландау. Исследовано влияние СО взаимодействия и зеемановского расщепления на зонный спектр, волновые функции и распределение спиновой плотности 2D электронов, находящихся в поле периодического двумерного потенциала и постоянном однородном магнитном поле, перпендикулярном к плоскости электронного газа. Расчеты электронной плотности, спиновых плотностей, а также средних значений проекций спинов в квантовых состояниях, определяемых квазиимпульсом частицы, при различных значениях магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки, произведены для электронного газа с параметрами, типичными как для систем со слабым СО взаимодействием (*AlGaAs/GaAs*) [1], так и относительно сильным (*GaAs/InGaAs*) взаимодействием Рашбы [2].

Гамильтониан рассматриваемой системы представим в виде суммы двух слагаемых $\hat{H} = \hat{H}_0 + V(x, y)$, где в слагаемом

$$\hat{H}_0 = \frac{(\hat{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})^2}{2m^*} + \frac{\alpha}{\hbar}(\hat{\sigma}_x(\hat{p}_y - e/cA_y) - \hat{\sigma}_y(\hat{p}_x - e/cA_x)) - g\mu_B H \hat{\sigma}_z$$

учтено спин-орбитальное взаимодействие Рашбы [3]. Здесь $V(x, y) = V(x+a, y+a)$ - периодический потенциал, где a - период, $\hat{p}_{x,y}$ - компоненты оператора импульса, $\mathbf{A} = (0, Hx, 0)$ - векторный потенциал, m^* - эффективная масса, $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ - матрицы Паули, α - параметр Рашбы, g - фактор Ландэ, μ_B - магнетон Бора. Периодический электростатический потенциал сверхрешетки моделировался функцией $V(x) = V_0(\cos[2\pi x/a] + \cos[2\pi y/a])$. Собственную

функцию гамильтониана \hat{H} , удовлетворяющую условию периодичности Блоха-Пайерлса $\Psi_{\mathbf{k}}(x+qa, y+a) = \Psi_{\mathbf{k}}(x, y)\exp(ik_x qa)\exp(ik_y a)\exp(2\pi i p y/a)$, выберем в виде:

$$\Psi_{\mathbf{k}}(x, y) = \begin{pmatrix} \Psi_{1\mathbf{k}}(x, y) \\ \Psi_{2\mathbf{k}}(x, y) \end{pmatrix} = \sum_{n=1}^p \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \exp(ik_x [lqa + nqa/p]) \times \exp(2\pi i y [lp + n]/a) \left\{ A_{0n}(\mathbf{k}) \cdot \psi_{0n\mathbf{k}}^+(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} (A_{s\mathbf{k}}(\mathbf{k}) \cdot \psi_{s\mathbf{k}}^+(x, y) + B_{s\mathbf{k}}(\mathbf{k}) \cdot \psi_{s\mathbf{k}}^-(x, y)) \right\},$$

где спиноры $\psi_{0n\mathbf{k}}^+$, $\psi_{s\mathbf{k}}^+$ и $\psi_{s\mathbf{k}}^-$ - собственные функции гамильтониана \hat{H}_0 , определенные в [3], $p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$ есть число квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки, p и q - взаимно простые числа. Коэффициенты $A_{s\mathbf{k}}(\mathbf{k})$ и $B_{s\mathbf{k}}(\mathbf{k})$ удовлетворяют системе обобщенных уравнений типа Харпера. При условии, когда спин-орбитальное расщепление уровней Ландау $\Delta E_{SO} \propto V_0 \leq \hbar\omega_c$, система уравнений распадается на группы из $2p$ уравнений, отвечающих уровню Ландау, расщепленному СО взаимодействием.

Расчеты спектра показали (см. рис.1a,b), что при выбранных расчетных параметрах структур каждый уровень Ландау, расщепленный за счет спин-орбитального взаимодействия и эффекта Зеемана, расщепляется периодическим потенциалом сверхрешетки на $2p$ магнитных подзон, группирующихся вблизи невозмущенных уровней. Таким образом, при $p/q \geq 3$ магнитные подзоны в спектре оказываются достаточно хорошо разрешенными.

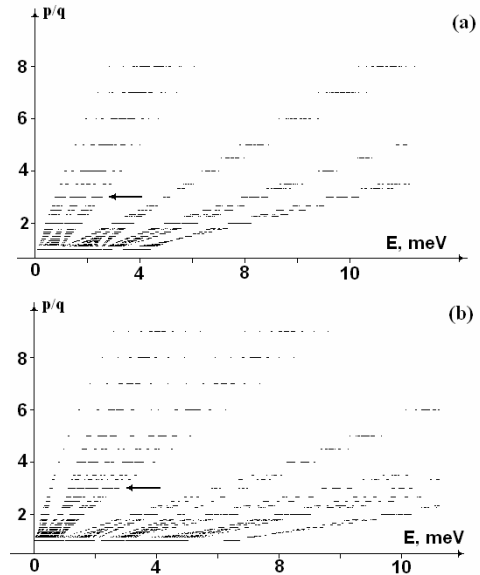


Рис.1. Зависимость положения магнитных подзон от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку p/q : (a) - для структуры *AlGaAs/GaAs* ($m^* = 0.067 m_0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{eV} \cdot \text{m}$, $g = -0.44$, $a = 80 \text{ nm}$, $V_0 = 1 \text{ meV}$); (b) - для структуры *GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As* ($m^* = 0.05 m_0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11} \text{eV} \cdot \text{m}$, $g = -4.0$, $a = 80 \text{ nm}$, $V_0 = 1 \text{ meV}$).

На рис.2 приведено распределение электронной плотности $|\Psi_k(x, y)|^2 = |\Psi_{1k}(x, y)|^2 + |\Psi_{2k}(x, y)|^2$ в элементарной ячейке сверхрешетки в состоянии четвертой магнитной подзоны в структуре $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$ при $p/q = 3/1$, соответствующем центру магнитной зоны Бриллюэна (МЗБ). Видно, что распределение электронной плотности обладает симметрией группы C_{4V} .

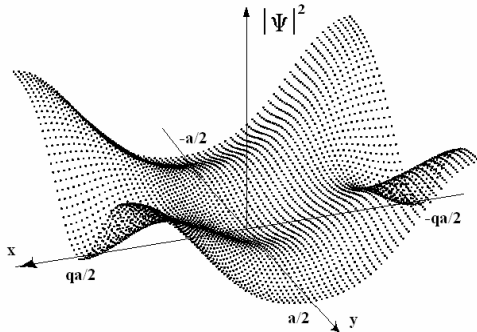


Рис.2. Электронная плотность в элементарной ячейке сверхрешетки (отн.ед.).

Нами была установлена нетривиальная структура в распределении проекций спина электрона в элементарной ячейке сверхрешетки (см. рис.3), возникающая вследствие учета спин-орбитального взаимодействия. Для состояния в центре МЗБ в четвертой магнитной подзоне в структуре $AlGaAs/GaAs$ при $p/q = 3/1$ спиновые плотности $S_x(x, y)$ и $S_y(x, y)$ обладают симметрией группы C_S , а проекция $S_z(x, y)$ - симметрией группы C_{4V} .

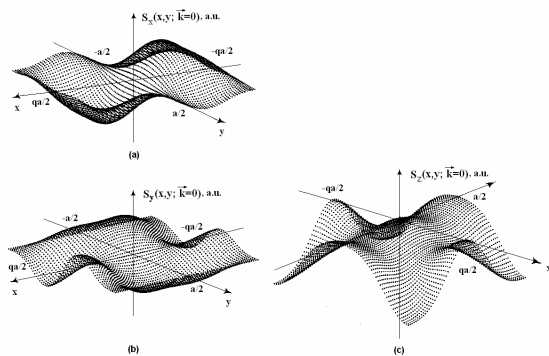


Рис.3. Спиновая поляризация в центре МЗБ.

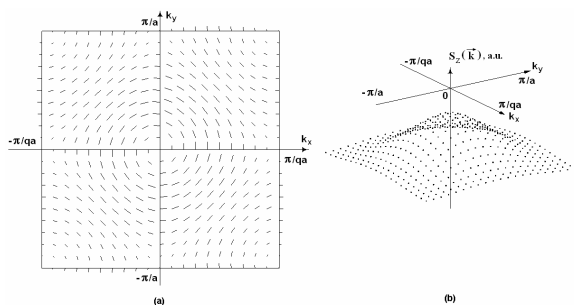


Рис.4. Распределения средних значений спина электрона в МЗБ.

На рис.4 показано распределение средних значений проекций спинов электрона в состояниях МЗБ в четвертой магнитной подзоне (см. рис.1b) при $p/q = 3/1$ в системе $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$. Средняя спиновая поляризация в плоскости XY (рис.4a) имеет вихревую структуру с симметрией группы C_2 , а в направлении, перпендикулярном плоскости гетероперехода со сверхрешеткой, она знакопостоянна и обладает симметрией группы C_{4V} (рис.4b).

[1] C.Albrecht, J.H.Smet, K. von Klitzing et al., Phys. Rev. Lett., **86** (2001) 147.

[2] D.Grundler, Phys. Rev. Lett., **84** (2000) 6074.

[3] V.Ya.Demikhovskii, A.A.Perov, Europhys. Lett., **76** (3), 477 (2006).

Экранирование межконтактных плазмонов удаленным затвором в полевом гетеротранзисторе с двумерным электронным каналом

О.В. Полищук¹, В.В. Попов¹, Т.В. Теперик¹, М.С. Shur²

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия
e-mail: polischuk@soire.renet.ru

²Department of Electrical, Computer, and System Engineering, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York 12180
and RPI/IBM Center for Broadband Data Transfer, CII 9015,
Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York 12180, USA

Известно, что плазменные колебания, возбуждаемые в двумерных (2D) электронных каналах полевых гетеротранзисторов (ПГТ), сильно влияют на терагерцовый (ТГц) отклик таких устройств. Это явление может быть использовано для детектирования, преобразования частоты и генерации ТГц излучения [1–3]. Различают два типа плазменных колебаний, поддерживаемых структурой ПГТ: плазменные колебания, происходящие соответственно под затворным электродом, и на незэкранированных участках канала транзистора. Эти две различные плазменные моды принято называть соответственно подзатворными и межконтактными плазмонами. Наиболее привлекательными с точки зрения практических приложений являются моды плазменных колебаний, возбуждаемые в подзатворной области электронного канала, поскольку частота подзатворных плазменных колебаний может эффективно перестраиваться путем изменения затворного напряжения. При идентичных граничных условиях на краях подзатворного участка канала ПГТ частота плазменных колебаний, возбуждаемых под затворным электродом, может быть аппроксимирована простой формулой [1]

$$\omega_n = \frac{\pi s}{L_{eff}}(2n-1) \quad (n=1,2,3\dots), \quad s = \sqrt{eU_0/m}, \quad (1)$$

где s – фазовая скорость плазменной волны, L_{eff} – эффективная длина затворного электрода $L_{eff} = L + 2d$, определяемая геометрической длиной затвора L и расстоянием d между затвором и каналом транзистора, e и m соответственно заряд и эффективная масса электрона, U_0 – действующая величина затворного напряжения, представляющая собой разность между рабочим затворным напряжением U_g и напряжением отсечки U_{th} , соответствующим полному обеднению электронного канала в подзатворной области, т.е. $U_0 = U_g - U_{th}$. Двумерную концентрацию электронов в подзатворной области канала ПГТ можно оценить в модели плоского конденсатора как $N = \varepsilon_0 \varepsilon U_0 / ed$, где ε – диэлектрическая про-

ницаемость барьерного слоя, ε_0 – электрическая постоянная. Естественно, что концентрация электронов на незэкранированных (межконтактных) участках электронного канала не зависит от затворного напряжения и ее значение может, в общем случае, отличаться от концентрации электронов на подзатворном участке электронного канала. В то же время, практическое использование подзатворных плазмонов затруднено из-за того, что трудно их возбудить внешним ТГц излучением, поскольку подзатворные плазменные колебания сильно экранированы затворным электродом. К тому же, суммарный дипольный момент подзатворной плазменной моды крайне мал из-за акустической природы этой моды, что также значительно снижает эффективность связи подзатворных плазмонов с ТГц излучением. Наконец, подзатворные плазменные колебания сильно вытекают в незэкранированные (межконтактные) участки электронного канала [4]. В отличие от подзатворных плазмонов межконтактные плазмоны могут эффективно возбуждаться внешним ТГц излучением благодаря сильной оптической активности этой плазменной моды из-за ее большого интегрального дипольного момента [5].

В данной работе теоретически показано, что частота высших резонансов межконтактных плазмонов в полевом гетеротранзисторе с удаленным затвором (длина затворного электрода приблизительно на порядок величины меньше общей длины 2D электронного канала между контактами стока и истока) может эффективно перестраиваться за счет влияния удаленного затвора.

Рассмотрим нормальное падение плоской электромагнитной волны на исследуемую структуру. В принятой теоретической модели затворный электрод представляет собой бесконечно длинную, идеально проводящую полосу нулевой толщины шириной L , расположенную на поверхности барьерного слоя толщиной d . Боковые контакты истока и стока представляют собой идеально проводящие полуплоскости, разделенные бесконечно полоской двумерного электрон-

ного канала шириной $l \gg L$. Электрическое поле падающей волны $E_0 \exp(-i\omega t)$ поляризовано поперек полоски затворного электрода (вдоль оси x). Поверхностная проводимость канала ПГТ описывается в модели Друде: $\sigma(\omega) = Ne^2\tau/m(1-i\omega\tau)$, где τ – характерное время электронной релаксации. С использованием закона Ома для 2D электронного канала и условия нулевого тангенциального высокочастотного электрического поля на идеально проводящей полоске затворного электрода и на полубесконечных полуплоскостях электродов стока и истока, система уравнений Максвелла сводится к двум интегральным уравнениям для плотности поверхностного тока на полоске затворного электрода и для латерального электрического поля E_x в 2D электронном канале. Полученная система двух интегральных уравнений решается численно методом Галеркина с использованием полиномов Лежандра в качестве аппроксимирующих и базисных функций на отрезках соответственно $[-L/2; L/2]$ и $[-l/2; l/2]$. В результате вычисляются сечения поглощения и рассеяния ПГТ и индуцированное электрическое поле в плоскости канала ПГТ.

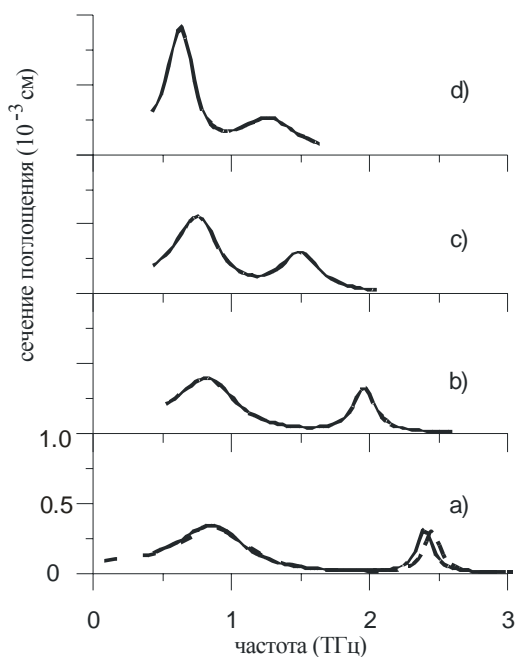


Рис.1. Спектр сечения поглощения ПГТ с параметрами $l=4000$ нм, $d=27$ нм, $\tau=2.3 \times 10^{-12}$ с, $N=10^{12}$ см $^{-2}$ при различных значениях ширины затворного электрода L (нм): 200 (а), 400 (б), 600 (с) и 800 (д). Концентрация электронов на незатворенных участках электронного канала равна 3×10^{12} см $^{-2}$.

Ультракороткий удаленный затвор с длиной затвора короче длины канала больше чем на порядок величины (рис.1а) практически не влияет на межконтактные моды плазменных колебаний. Вследствие этого контуры линий плазмен-

ных резонансов на рис.1а с хорошей точностью воспроизводят фундаментальный и первый высший плазменный резонансы открытого диодного промежутка с 2D электронным каналом между контактами истока и стока (штриховая линия на рис.1а). Когда ширина затворного электрода становится сравнимой с размером пучности высшей межконтактной плазменной моды (см. рис.2), то затворный электрод начинает эффективно экранировать электрическое поле этой моды и, в результате, частота соответствующего плазмонного резонанса понижается [рис.1(б-д)].

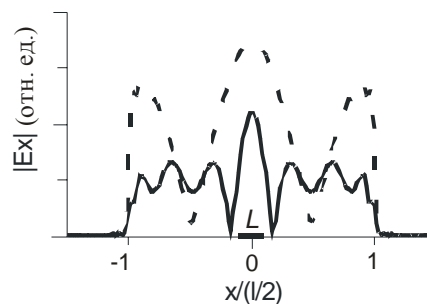


Рис.2. Распределение латерального электрического поля первой высшей плазмонной моды в плоскости канала ПГТ при $L=400$ нм, остальные параметры те же, что на рис.1. Штриховой линией показано аналогичное распределение для соответствующей незатворенной межконтактной (диодной) плазмонной моды.

Положением «экранированного» межконтактного плазмонного резонанса можно управлять путем изменения величины затворного напряжения. При этом в отличие от дисперсии обычного подзатворного плазмонного резонанса [см. формулу (1)] частота «экранированного» межконтактного плазмонного резонанса стабилизируется на конечной нижней частоте при уменьшении до нуля действующей величины затворного напряжения U_0 .

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовые наноструктуры» и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-02-81007).

[1] M.S. Shur and J.-Q.L. Lü, *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **48** (2000) 750.
 [2] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V.V. Popov, and M.S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 2331.
 [3] A. Satou, I. Khmyrova, V. Ryzhii, and M.S. Shur, *Semicond. Sci. Technol.* **18** (2004) 460.
 [4] V.V. Popov, O.V. Polischuk, and M.S. Shur, *J. Appl. Phys.* **98** (2005) 033510.
 [5] V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, M.S. Shur, and W. Knap, *Физика и техника полупроводников* **39** (2005) 157.

Fano resonance induced by a quantum dot in an open three-terminal interferometer

Yong S. Joe¹, Eric R. Hedin¹, Arkady M. Satanin²

¹Center for Computational Nanoscience, Department of Physics and Astronomy
Ball State University, Muncie, IN 47306, USA

²Institute for Physics of Microstructures, RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950 Russia
arkady@ipm.sci-nnov.ru

Electron transmission through quantum dots (QD) and Aharonov-Bohm (AB) rings has shown a rich resonance structure, which includes Fano resonances when the QD is embedded in one arm of the AB ring. The Fano resonance is a manifestation of interference between the localized quasi-bound states of the QD in one arm and the continuum states in the other arm, characterized by both complete transmission and complete reflection. This characteristic of resonance structure (a zero-pole pair) can be controlled by changing the confinement parameters of the QD. Transmission through a QD embedded in an AB ring remains phase-coherent, as indicated by the visibility of the AB oscillations [1]. Experiments with open rings demonstrate a gradual, rather than abrupt, phase change across the transmission resonances. In particular, A. Yacoby *et al.*, and R. Schuster *et al.* produced a four-terminal interferometer in an AlGaAs/GaAs heterostructure which showed smooth phase transitions [1].

In this work, we analyze a three-terminal interferometer with an embedded QD in one arm of the AB ring, sketched schematically in Fig. 1.

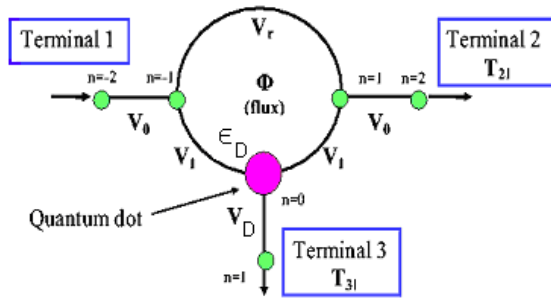


Fig. 1. Schematic of the three-terminal interferometer with a QD embedded in one of the arms.

By employing the exactly solvable formalism of the tight-binding model, the electron transmission through the ring and the transmission phase are studied by modulating the coupling, V_D , of the QD to a third output terminal.

By discretizing the system spatially with lattice constant a and denoting the wave function on site n by ψ_n , the Schrödinger equation in the tight-binding approximation can be written as

$$-\sum V_{n,m}\psi_m + \varepsilon_n\psi_n = E\psi_n. \text{ Here, the sum runs}$$

over the nearest neighbors of n , E is the electron energy, and ε_n is the site energy. The parameters $V_{n,m}$ are overlap integrals (or coupling parameters) involving the overlap of the single site, atomic-like wave functions from sites m and n with the single-site potential of site n . In the presence of the magnetic flux, Φ , a phase difference between the path through the QD and the path through the reference arm is produced. Therefore, we choose a gauge in which the coupling parameter for each segment of the lower arm is modified as $V_1 \rightarrow V_1 e^{\pm i\varphi}$, and the reference arm coupling parameter becomes $V_r e^{\pm 2i\varphi}$ (“+” for counterclockwise transits around the ring and “-” for clockwise transits). The phase, φ , is related to the magnetic flux, Φ , by $2\varphi = \pi\Phi / \Phi_0$.

Applying the Schrödinger equation to the three sites around the AB ring, we obtain the transmission amplitudes for an electron from terminal (channel) j into terminal (channel) i : $t_{ij}(\Phi)$ and all the transmission coefficients $T_{ij}(\Phi) = |t_{ji}(\Phi)|^2$, which obey the property $T_{ij}(\Phi) = T_{ji}(-\Phi)$.

To find the non-local conductance of the open ring we should consider the Büttiker equations [2]

$$I_i = \frac{2e}{h} \left[(1 - R_{ii})\mu_i - \sum_{j \neq i} T_{ij}\mu_j \right], \quad i, j = 1, 2, 3,$$

where $R_{ij}(\Phi)$ are the reflection coefficients (which may be eliminated from the set equations by using current conservation), and μ_i are the chemical potentials of the reservoirs (terminals).

We wish to discuss here a typical situation in which two terminals (1 and 2) are used for injection of current and measurements of the conductance, $G_{12,12}$ (Büttiker’s notations, [2]), whereas the potential drop (which is characterized by the resistance $R_{12,13}$) is measured only between

terminals 1 and 3. For our purpose, we set the current between nodes 1 and 2 as: $I \equiv I_1 = -I_2$. Thus, terminal 3 represents an ideal probe that draws no current ($I_3 = 0$). Solving the set of, we find the coefficient

$$G_{12,12} = \frac{2e^2}{h} \left(T_{21} + \frac{T_{23}T_{31}}{T_{31} + T_{32}} \right)$$

between the current I and the bias: $U_{12} = (\mu_1 - \mu_2)/e$. The potential drop between the nodes 1 and 3, U_{13} , is defined by the resistance $R_{12,13}$: $U_{13} = R_{12,13}I$, where

$$R_{12,13} = \frac{h}{2e^2} \left(\frac{T_{32}}{T_{21}T_{31} + T_{23}T_{31} + T_{32}T_{21}} \right).$$

In the absence of magnetic flux, the transmission amplitude has a pole in complex plane and a zero on the real axis of energy ($E_0 = \varepsilon_D + V_1^2/V_r$), which are both produced by the quantum dot. Analysis of the transmission amplitude shows that the dependence of the amplitude on energy exhibits a standard Fano resonance structure [3,4]. The flux dependence of the zero of the Fano resonance may be determined by: $E_0 = \varepsilon_D + e^{-4i\varphi}V_1^2/V_r$. This shows that the zero orbits in the complex energy plane as a function of magnetic field, periodically returning to the real energy axis.

Since the Fano zero and resonance pole in the transmissions can be tuned by the magnetic flux Φ threading the AB ring, we investigate the magnetic flux dependence of the conductance $G_{12,12}$ and the resistance $R_{12,13}$ for a fixed V_D . In Fig. 2 (a), the conductance $G_{12,12}$ as a function of electron energy with fixed $V_D = 0.3$ are shown for different magnetic flux values: $\Phi/\Phi_0 = 0.0, 0.25$ and 0.5 . Zero-pole pairs motion in complex plane energy results of resonances switching.

The Fano resonance gives a very strong influence on the resistance $R_{12,13}$. As is shown in Fig. 2 (b), the resistance increases dramatically when the energy approaches the zero energy, E_0 , of the Fano resonance. The appearance of the peak in the resistance near the zero of the Fano resonance is connected with almost full reflection of the electron waves traveling from terminal 1 to terminal 2; at this Fermi energy most of the current may transit only through terminal 3.

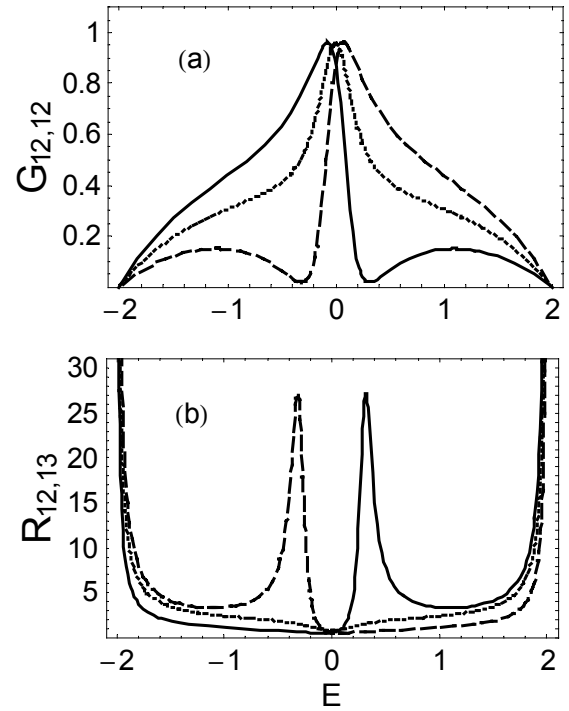


Fig. 2. The conductance (a) and the resistance (b) are depicted as a function of electron energy with fixed $V_D = 0.3$, for different magnetic flux $\Phi/\Phi_0 = 0.0$ (solid curve), 0.25 (dotted curve), and 0.5 (dashed curve). It is seen that the resistance increases dramatically near the zero of the Fano resonance.

In summary, we have studied the Fano zero and transmission phase for a QD embedded in one arm of a three-terminal AB ring using the exactly solvable tight-binding formalism. As discovered in the present work, a manifestation of Fano resonances gives rise to unusual behavior of the conductance (resistance) of a three-terminal ring as a function of Fermi energy and magnetic field. These results may have application in further experimental studies of mesoscopic AB interferometers in which phase and resonance properties continue to be of interest [1].

One of the authors (E. R. H.) is partially supported by a grant from the Center for Energy Research, Education, and Service at Ball State University. The work of AMS was supported in part by the RBRF (Grant No. 05-02-16762)

- [1] A. Yacoby *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4047 (1995); R. Schuster *et al.*, Nature **385**, 417 (1997).
- [2] M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986).
- [3] Y. S. Joe, A. M. Satanin, and G. Klimeck, Phys. Rev. B **72**, 115310 (2005).
- [4] A. M. Satanin, E. R. Hedin, Y. S. Joe, Physics Letters A **349**, 45 (2006).

Влияние условий роста на форму полупроводниковых нанометровых нитевидных кристаллов

Н.В.Сибирев^{*}, В.Г.Дубровский^{□,■}, Г.Э.Цырлин^{*,□,■,^}, И.П.Сошников^{□,■},
J.C.Harmand[^], M.Tchernycheva[^]

^{*}Институт аналитического приборостроения РАН, 190103, Санкт-Петербург, Россия,

[□]Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр РАН», Хлопина 8/3, 195220, Санкт-Петербург, Россия

[■]Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

[^]CNRS-LPN, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

e-mail: NickSibirev@yandex.ru

Полупроводниковые нанометровые нитевидные кристаллы (ННК) имеют большие перспективы применения в различных

микроэлектронных, оптоэлектронных и аналитических приборах [1].

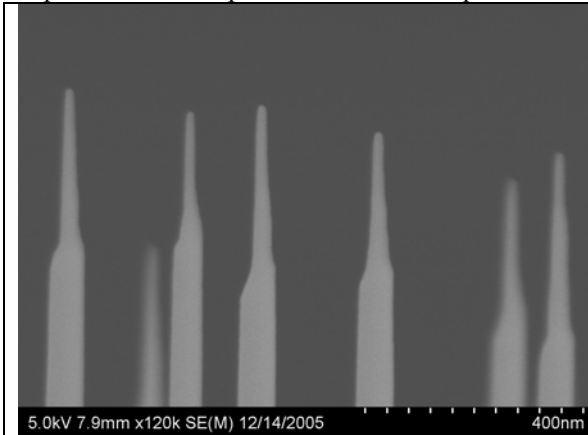


Рис. 1а заострённый ННК (GaAs, T=585⁰C)

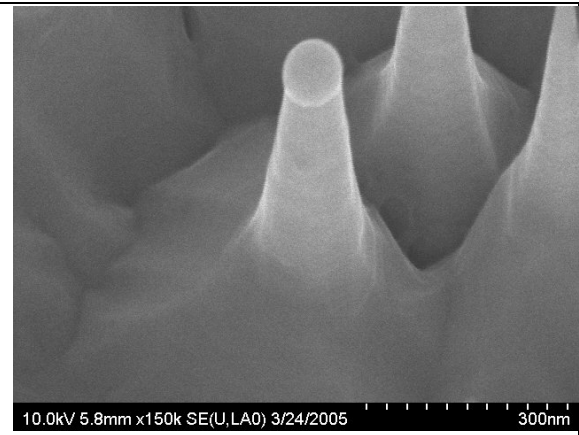


Рис. 1б ННК в форме конуса. (GaAs, T=420⁰C)

Процессы роста ННК представляют сегодня большой интерес [2,3,4] и не до конца изучены. В различных ростовых экспериментах ННК принимают различную форму см. рис.1: призмы, конуса и их комбинаций [5,4]. В работах [3,4] предложена модель, объясняющая рост заострённых ННК. Согласно [4], ННК растут с постоянным радиусом до тех пор, пока их длина не превосходит диффузионную длину адатома на боковой поверхности. При увеличении длины ННК частицы начинают десорбироваться с их боковой поверхности, что приводит к уменьшению размера капли и, как следствие – к заострению ННК. С другой стороны при наличии нуклеации [5] на боковой поверхности, растущие ННК с самого начала имеют форму конуса.

Рассмотрим ННК переменного радиуса R , который зависит от координаты z по оси, перпендикулярной поверхности подложки, и времени t . В стационарном приближении скорости вертикального и латерального роста ННК не зависят явно от времени, а радиус начальной капли постоянен во времени. Для скоростей вертикального роста dL/dt (L – длина ННК) и латерального роста $dR(z,t)/dt$ ($R(z,t)$ – радиус ННК на высоте z) в стационарном случае справедливы уравнения

$$\frac{dL}{dt} = V_L(L) ; L(t=0) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{dR(z,t)}{dt} = V_R(z,L) ; R(z,L(t)=z) = 0 \quad (2)$$

Поскольку в правых частях уравнений время не содержится в явном виде, радиус вискера R можно рассматривать как функцию переменных z и L , где длина вискера L однозначно связана с t .

Дальнейшее исследование требует выбора определенных моделей для скоростей вертикального и латерального роста. Пусть скорость вертикального роста равна сумме скорости осаждения материала за вычетом десорбции из капли и скорости роста неактивированной поверхности, и диффузионного потока на вершину ННК [6,7]:

$$V_L(L) = (\varepsilon - \gamma)V + \frac{\Omega}{\pi R_d^2} j_{diff}(L) \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon = (V - V_s)/V$ есть относительная разность скоростей осаждения материала V и роста неактивированной поверхности V_s . Величина $\gamma = 2C\Omega r_l/V\tau_l$ есть относительная скорость десорбции из капли, $\Omega = h\sigma$, h – высота монослоя, σ – площадь, занимаемая атомом, $r_l \sim h \sim \sigma^{1/2}$ – межмолекулярное расстояние, τ_l – среднее время жизни частиц полупроводникового материала в капле. Число частиц, поступающих за единицу времени на

вершину ННК за счет диффузии с боковой поверхности, равно

$$j_{diff}(L) = -2\pi R_d D \left. \frac{dn}{dz} \right|_{z=L} \quad (4)$$

где n – поверхностная концентрация адатомов на боковой поверхности и D – коэффициент диффузии. В случае высоковакуумного осаждения, поток направлен перпендикулярно поверхности, и адсорбция непосредственно на боковой поверхности будет мала. Тогда поток на вершину ННК состоит из частиц, осажденных на поверхность подложки, и мигрирующих к основанию ННК и через его боковую поверхность - в каплю. Далее считаем заданным диффузионный поток к основанию ННК (при $z=0$) на единицу длины периметра основания:

$$\frac{j_0}{2\pi R_0} = -D \left. \frac{dn}{dz} \right|_{z=0} = const \quad (5)$$

Выражение (5) справедливо [7], если эффективная диффузионная длина адатома на поверхности подложки меньше R_0 , что подтверждается рядом экспериментов для различных III-V [2,6] и Si [8] ННК.

Скорость латерального роста ННК будем рассчитывать в предположении о полицентрическом характере нуклеации.. слоев. Тогда скорость латерального роста за счет двумерной нуклеации определяется выражением.

$$V_R(\zeta) = h [I(\zeta)v^2(\zeta)]^{1/3} \quad (6)$$

Здесь интенсивность нуклеации I и скорость роста островков v зависят от пересыщения адатомов на боковой грани. Последняя определяется согласно $\zeta = n/n_{eq} - 1$, где n_{eq} – равновесная концентрация адатомов на грани. Для функций $I(\zeta)$ и $v(\zeta)$ используются формулы классической теории нуклеации [9]

$$I = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma\tau_D} (\zeta + 1) \ln^{1/2}(\zeta + 1) \exp\left[-\frac{a}{\ln(\zeta + 1)}\right] \quad v = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}} \zeta \quad (7)$$

Здесь $a = \pi\sigma(\chi/k_B T)^2$, χ – межфазовая энергия границы островка на единицу длины, k_B – постоянная Больцмана τ_D – характерное время роста островков.

Концентрация адатомов n подчиняется одномерному стационарному уравнению типа «диффузия + реакции» [5]. На качественном уровне это уравнение можно записать в виде

$$Dn_{eq} \frac{d^2\zeta}{dz^2} = \frac{V_R(\zeta)}{\Omega} \quad (8)$$

Для решения уравнения (8) требуется два граничных условия, одно из которых уже задано (5). Кроме того, будем считать, что фиксировано и значение пересыщения на границе с подложкой $\zeta_0 = \zeta(z=0)$. Из уравнения материального баланса легко оценить диффузионный поток на ННК $j_0 = 2\pi R_0 \varepsilon V / \Omega P_w$.

Для оценки пересыщения ζ_0 предположим, что скорость латерального роста при $z=0$ такая же, как и скорость роста подложки $V_R(0) = (1-\varepsilon)V$. Учитывая выражение (7), получаем трансцендентное уравнение для ζ_0 . Его решение можно записать в виде

$$\zeta_0 \cong \exp\left[\frac{a}{3 \ln(h / ((1-\varepsilon)V\tau_D))}\right] \quad (9)$$

Полученные выражения для j_0 и ζ_0 позволяют оценить значения параметров, входящих в граничные условия к уравнению (8), а также определить их поведение при изменении T и V . Решение уравнения (8) в этих предположениях принимает вид

$$\rho(x, l) = 1 + \frac{f(x, l)}{4sh^2[\alpha(x + x_0)]} \quad (10)$$

$$f(x, l) = \begin{cases} \frac{1}{(1-\beta^2/4\alpha)} \left\{ 2 \ln \left[\frac{ch(\alpha(l+x_0) + arcth(\beta/2\alpha))}{ch(\alpha(x+x_0) + arcth(\beta/2\alpha))} \right] - \beta(l-x) \right\}, \beta < 2\alpha \\ \alpha(l-x) - \frac{1}{2} (e^{-2\alpha(x+x_0)} - e^{-2\alpha(l+x_0)}), \beta = 2\alpha \\ \frac{1}{(\beta^2/4\alpha - 1)} \left\{ \beta(l-x) - 2 \ln \left[\frac{sh(\alpha(l+x_0) + arcth(2\alpha/\beta))}{sh(\alpha(x+x_0) + arcth(2\alpha/\beta))} \right] \right\}, \beta > 2\alpha \end{cases} \quad (11)$$

$$\beta = \frac{(\varepsilon - \gamma)VR_d}{2V_R(0)L_n}, \quad \alpha = \frac{\sqrt{A-2}}{2}, \quad \sqrt{A} \cong \frac{1}{L_n P_l}, \quad L_n \cong \left[\frac{3\Omega\zeta_0}{4(1-\varepsilon)\Gamma V\tau_D} \right]^{1/2}$$

Если диффузионная составляющая скорости вертикального роста много больше адсорбционной, что обычно справедливо для тонких ННК [5], то в полученном решении можно перейти к пределу $\beta \rightarrow 0$. Тогда форма ННК определяется лишь одним параметром α :

$$\rho(x, l) = 1 + \frac{1}{2sh^2[\alpha(x + x_0)]} \ln \left[\frac{ch(\alpha(l + x_0))}{ch(\alpha(x + x_0))} \right] \quad (12)$$

Как следует из (10), (11), (12), профиль пересыщения на боковых гранях и определяемая им форма ННК при МПЭ существенно зависят от потока с основной поверхности к основанию ННК (параметр α). При этом существует критическое значение потока, отвечающее $\alpha_c = 0$, ниже которого диффузионный рост невозможен.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках грантов № 05-02-16495-а, № 06-08-01198-а и № 05-02-08090-офи-а. Сибирёв Н.В. благодарен фонду «династия» за финансовую поддержку.

- [1] A.V.Greytak, L.J.Lauhon, M.S.Gudiksen and C.M.Lieber. Appl. Phys. Lett. **84**, 4176 (2004).
- [2] J.Johansson, B.A.Wacaser, K.A.Dick and W.Seifert. Nanotechnology 17, S355 (2006).
- [3] J.C.Harmand, G.Patriarche, N.P er e-Laperne, M.-N.M erat-Combes, L.Travers and F.Glas. Appl. Phys. Lett. 87, 203101 (2005).
- [4] V.G.Dubrovskii, N.V.Sibirev, G.E.Cirlin, J.C.Harmand, and V.M.Ustinov. Phys. Rev. E 73, 2006,021603
- [5] В.Г.Дубровский, Н.В.Сибирев, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, J.C. Harmand. ФТП (в печати)
- [6] V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, I.P.Soshnikov, A.A.Tonkikh, N.V.Sibirev, Yu.B.Samsonenko, V.M.Ustinov. Phys. Rev. B **71**, 205325 (2005).
- [7] В.Г. Дубровский, Н.В.Сибирев, Р.А.Суриц, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, М. Tchernycheva, J.C. Harmand. ФТП **40**, №9 с 1103-1110 (2006).
- [8] L.Schubert, P.Werner, N.D.Zakharov, G.Gerth, F.M.Kolb, L.Long, U.G osele and T.Y.Tan. Appl. Phys. Lett. **84**, 4968 (2004).
- [9] D.Kashchiev. *Nucleation: Basic Theory with Applications*. Oxford: Butterworth Heinemann, 2000.

Формирование массивов GaAs нитевидных

нанокристаллов методом магнетронного осаждения

И.П.Сошников^{1,2}, Г.Э.Цырлин^{1,2,3}, В.Г.Дубровский^{1,2}, Н.В.Сибирев^{2,3},
В.Т.Барченко⁴, А.В.Веретеха⁴, О.М.Горбенко³, В.М.Устинов^{1,2}

¹НОК С.-Петербургский Физико-Технический Научно-Образовательный Центр РАН, ул.Хлопина 8 к.3, С.-Петербург, Россия

²Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ул.Политехническая 26, С.-Петербург, Россия

³Институт Аналитического приборостроения РАН, Рижский пр-т

⁴С.-Петербургский Государственный Электротехнический Университет (ЛЭТИ)

E-mail: ipsosh@beam.ioffe.ru

Проблемы формирования нитевидных нанокристаллов привлекают внимание многих исследователей в связи с возможностью их применения в различных областях [1-4]. Обычно, такие структуры получают либо методом молекулярно-пучковой эпитаксии [5-7] либо химического газотранспортного осаждения [2,4,8-10], которые отличает относительно высокая стоимость и/или проблемы экологической безопасности. Отметим, что иногда используют и другие методы, например напыления лазерной абляцией [11]. Таким образом, задача поиска альтернативных экологически чистых и экономичных методов получения массивов ННК является актуальной и важной. Поэтому целью настоящей работы является развитием начатых в [12] исследований формирования массивов GaAs ННК методом магнетронного осаждения.

Эксперименты по осаждению полупроводниковых материалов GaAs проводились на установке ВУП 5М, оснащенной магнетроном постоянного тока и испарителем резистивного типа для напыления сверхтонких слоев Au.

Исследование поверхностной морфологии проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) на микроскопе CamScan S4-90FE с полевым катодом.

Исследование дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) проводилось в установке ЭП1203, оснащенной системой анализа ДБЭО.

На рис.1 приведен пример ННК полученных методом магнетронного осаждения на примере GaAs на подложки GaAs и Si (111) и (100). Сопоставление, полученных морфологий показывает, что рост ННК GaAs преимущественно происходит в направлениях $\langle 111 \rangle$ В на подложках GaAs и $\langle 111 \rangle$ на подложках Si. Кроме того, на подложках Si (111) наблюдается рост отдельных ННК вдоль направлений близких к осям $\langle 211 \rangle$, $\langle 311 \rangle$ и $\langle 511 \rangle$.

При росте на подложках GaAs (100) наблюдается преимущественное формирование ННК вдоль двух осей $\langle \bar{1}\bar{1}\bar{1} \rangle$ В. В отличие от этого рост на подложках Si(100) приводит к формированию четырех преимущественных направлений роста ННК $\langle 111 \rangle$ и дополнительно близкие к осям $\langle 211 \rangle$, $\langle 311 \rangle$ и $\langle 511 \rangle$.

Анализ формы НК показывает, что их габитус в большинстве случаев определяется как шестигранная призма вытянутая в направлении роста и ограниченная плоскостями типа $(110)/(11\bar{2}0)$. Отметим, что ННК вытянутые вдоль $\langle 211 \rangle$, $\langle 311 \rangle$ могут иметь периодическую фасеточную структуру габитуса.

Поперечные размеры НК в наших экспериментах составляли от 5 до 200 нм. Характерный диаметр и дисперсия зависят от особенностей подготовки образцов и проведения этапа формирования дисперсных частиц GaAu.

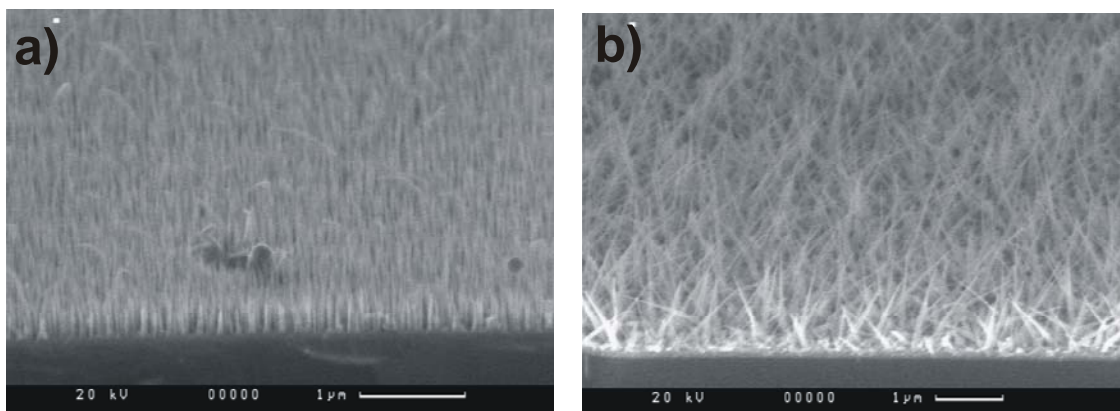


Рис.1 Морфология с ННК полученная в результате осаждения ~ 100 nm GaAs на GaAs(111)В (a) и Si(111) (b) подложки, активированные 1 нм слоем Au.

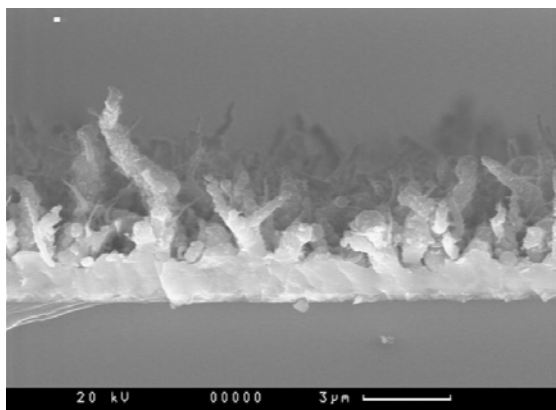


Рис.4 ННК блистерно-дендритная морфология с полученная в результате осаждения 100 nm GaAs на GaAs(111)В подложку, активированную 1 nm слоем Au, при давлении аргона P~0,5 Торр.

Сопоставление образцов с массивами НК, полученными в результате МРО роста, показывает, что

- 1) при температуре превышающей $T \sim 615^\circ\text{C}$ наблюдается подавление образования НК, что связано с активным испарением компонентов.
- 2) повышение скорости осаждения до 1 nm приводит к образованию слоя с блочной структурой.
- 3) отмечается в ряде случаев образование ННК с блочно-винтовой структурой.
- 4) при повышенном давлении рабочего газа Ag в магнетроне формируются ННК блистерно-дендритной морфологии.

Пример картины дифракции электронов приведен на рис.2. Расшифровка картин показывает, что GaAs ННК полученные магнетронным осаждением, как и в случае МПЭ и МОГФЭ [6,8,13] могут содержать гексагональную фазу (вюрцит и/или 4Н).

Полученная зависимость соотношения высоты H и диаметра D для нормальных ННК на GaAs (111)В, (100) и Si(111) подложках является убывающей вида (рис.3)

$$H \sim aD^{-1} + b.$$

где a и b – параметры, зависящие от характеристик материала и условий эксперимента.

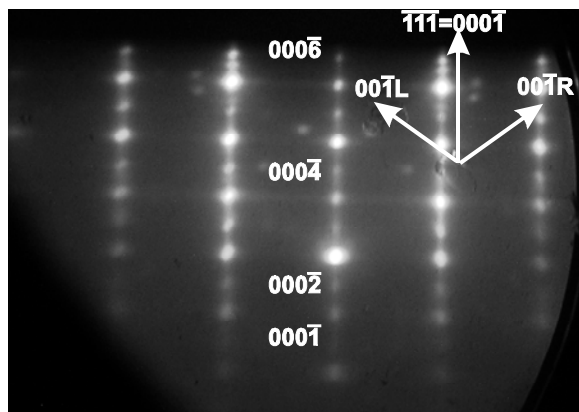


Рис.2. Картина ДБЭО от поверхности GaAs (111)В с массивом ННК, полученная в проекции $\langle 110 \rangle$

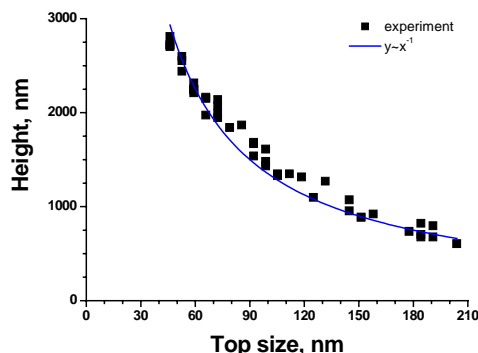


Рис.3. Зависимость высоты GaAs ННК от размеров их вершин, выращенных на подложке GaAs (111)В в результате осаждения 1 nm Au и 170 nm GaAs.

Полученные результаты зависимости размеров объясняются в рамках теории диффузионного роста ННК [5-7].

Работа частично поддержана грантами РФФИ и программой президиума РАН «Квантовые наноструктуры».

Авторы выражают свою признательность В.Бусову и С.Трошкову за проведенные электронно-микроскопические исследования.

[1] Y.Cui and C.M.Lieber. Science 291, 851 (2000)
 [2] T.Bryllert, L.E.Wernersson, L.E.Froberg L.Samuelson. IEEE letters 27, 323 (2006)
 [3] Q.Wan, et al, Appl. Phys. Lett. 84, 3654 (2004)
 [4] C.M.Lieber. Nature 414,142 (2001)[5] V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, I.P.Soshnikov, N.V.Sibirev, A.A.Tonkikh, Yu.B. Samsonenko, and V.M.Ustinov. Phys.Rev B 71, 205325 (2005)
 [6] V.G.Dubrovskii, N.V.Sibirev, G.E.Cirlin, J.C.Harmand, V.M.Ustinov Phys.Rev E 73, 021603 (2006)
 [7] Г.Э.Цырлин, В.Г.Дубровский, Н.В.Сибирев, И.П.Сошников, Ю.Б.Самсоненко, А.А. Тонких, В.М.Устинов, ФТП, 39, 587 (2005)
 [8] K.Hiruma, M. Yazawa, K. Haraguchi, K.Ogawa, T.Katsuyama, M.Koguchi, and H. Kakibayashi. J.Appl.Phys., 74, 3162 (1993)
 [9] B.J.Ohlsson, M.T.Bjork, M.H.Magnusson, K.Depert, L.Samuelson L.R.Wallenberg. Appl.Phys.Lett., 79, 3335 (2001)
 [10] E.I. Givargizov, J.Cryst.Growth, 31, 20, (1975)
 [11] X. Duan, J. Wang, and C.M. Lieber, Appl. Phys. Lett., 76, 1116 (2000)
 [12] И.П.Сошников, Письма в ЖТФ, 31(15), 29 (2005)
 [13] И.П.Сошников, Г.Е.Цырлин, А.А.Тонких, Ю.Б.Самсоненко, В.Г.Дубровский, В.М.Устинов, О.М.Горбенко, D.Litvinov, D.Gerthsen ФТТ 47, 2121 (2005)

Обменное усиление g -фактора в гетероструктурах InGaAs/GaAs с двумерным электронным газом

В. И. Гавриленко, С. С. Криштопенко, Ю. Г. Садофьев, К. Е. Спирин

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
e-mail: spirink@ipm.sci-nnov.ru

Хорошо известно, что эффективный фактор Ланде электронов в двумерных (2D) системах может быть значительно больше чем в объемных полупроводниках (см, например, [1-3]). В работе [4] наблюдаемое увеличение g^* -фактора в инверсионных слоях на Si было связано в обменным взаимодействием электронов, теория которого была развита в работе [5]. Если количество электронов со спинами вверх и вниз не одинаковы вследствие зеемановского расщепления, обменные энергии каждого сорта электронов становятся различными, что приводит к увеличению расщепления, т.е. к так называемому обменному усилению g^* -фактора.

В объемном InAs величина g -фактора составляет -15, т.е. значительно больше, чем в Si или в GaAs, что представляет большой интерес для спинтроники. Наблюдаемое расщепление осцилляций Шубникова – де Газа (ШдГ) в гетероструктурах InAs/AlSb с 2D электронным газом свидетельствует о большой величине эффективного g^* -фактора [6,7], которая может быть оценена из величины этого расщепления. Когда расщепившиеся осцилляции хорошо разрешены (т.е. перекрытие уровней Ландау с одним номером и разной ориентацией спина мало), в магнитном поле, соответствующем максимуму продольного сопротивления R_{xx} (максимуму на осцилляции ШдГ), энергия соответствующего уровня Ландау равняется энергии Ферми электронов в нулевом магнитном поле $E_F(0)$, которая может быть определена из концентрации 2D электронов [8]. Обменное усиление g^* -фактора в гетероструктурах InAs/AlSb с 2D электронным газом впервые обсуждалось в

работе [6], где для оценки величины g^* использовалось простое выражение для энергии уровня Ландау

$$E = (N_L + \frac{1}{2}) \hbar c / m^* c \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B,$$

т.е. закон дисперсии электронов полагался параболическим, что приводило к гигантским осцилляциям g^* как функции магнитного поля. В работе [7] для определения g^* -фактора использовались еще более грубые допущения. Считалось, что в магнитном поле B_2 , где зеемановское расщепление становится различным, его величина равняется ширине уровня Ландау, а последняя определялась из напряженности поля B_1 , в котором возникают осцилляции ШдГ. Между тем, хорошо известно, что поле B_1 определяется не транспортным, а квантовым временем релаксации, которое в гетероструктурах InAs/AlSb оказывается в десятки раз меньше транспортного (см., например, [6]).

В отличие от работы [6] в настоящей работе анализ зеемановского расщепления осцилляций ШдГ проводился на основе рассчитанного в рамках модели Кейна закона дисперсии электронов в квантовой яме InAs [9] – Рис.1. Измерения осцилляций ШдГ проводились на образце В824, исследовавшихся в работе [6], имевшего форму двойного холловского креста – Рис.2. Концентрации 2D электронов в исследуемом образце изменялась за счет эффекта отрицательной остаточной проводимости при подсветке синим светодиодом при $T = 4.2$ К [10].

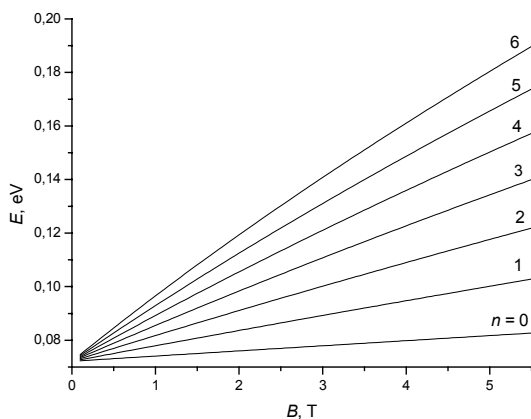


Рис. 1. Рассчитанные в рамках модели Кейна усредненные по спину уровни Ландау электронов в квантовой яме InAs шириной 150 Å.

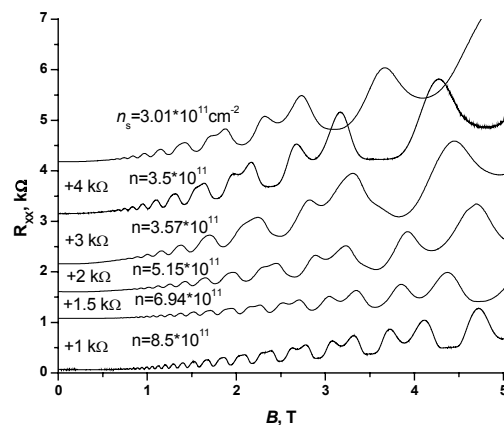


Рис. 2. Осцилляции ШдГ в образце В824 при последовательно уменьшающейся концентрации 2D электронов.

Таблица

$n_s \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$E_F, \text{ meV}$	Номер уровня Ландау					
		1	2	3	4	5	6
8.51	0.1349		28,1	26,8	25,0		
6.94	0.1240			27,8	26,1	23,5	18,3
5.15	0.1114		28,8	25	17,0		
3.57	0.1002		27,2	14,7			
3.5	0.0994	33,7	28,6	22,6			
3.01	0.0957	32,4	28,2	19,2	15		

В таблице представлены абсолютные значения g-фактора, определенные по формуле $g = 2(\partial E/\partial B)(B_+ - B_-)/\mu_B(B_+ + B_-)$. Здесь μ_B - магнетон Бора, B_+ и B_- - значения магнитного поля, соответствующие правому и левому максимуму расщепившейся осцилляции ШдГ (Рис.2). Увеличение g-фактора по сравнению с объемным значением в InAs (-15) и расчетным (в рамках модели Кейна) значением в квантовых ямах InAs/AlSb $g = -(8 \div 9)$ [9] мы связываем с обменным взаимодействием электронов. В соответствии с теорией Андо [5] величина g-фактора имеет тенденцию к увеличению с уменьшением концентрации электронов (в одних и тех же магнитных полях) и уменьшается при увеличении номера уровня Ландау вследствие перекрытия расщепившихся подуровней.

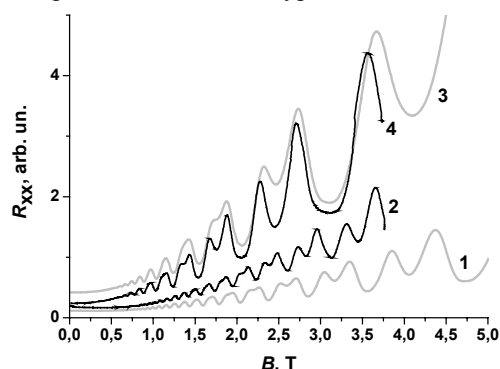


Рис.3. Зависимости R_{xx} образце B824 от нормальной к поверхности структуры компоненты магнитного поля. Кривые 1 и 3 соответствуют Рис.2, кривые 2 и 4 получены при наклоне образца на угол 45° относительно направления магнитного поля. Кривые 1 и 2 получены до, а кривые 3 и 4 - после продолжительной подсветки образца синим светодиодом.

На Рис.3 представлены измерения осцилляций ШдГ в образце B824 при нормальном (кривые 1 и 3) и наклонном под 45° относительно направления магнитного поля расположении образца. Кривым 1 и 3 соответствуют концентрации носителей $6,94 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3,0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. Рис.2). Кривые 2 и 4, соответствующие наклоненному на 45° образцу, получены в другом гелиевом опыте. Видно, что периоды осцилляций на кривых 1 и 2 не совпадают (кривой 2 соответствует концентрация $7,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$), что связано очевидно с разными условиями охлаждения образца в этих двух опытах. В то же время

кривым 3 и 4, полученным после длительного освещения образца синим светодиодом, когда эффект отрицательной остаточной фотопроводности выходит на насыщение, отвечают одинаковые периоды осцилляций, а значит и одна концентрация электронов. Видно, что поворот магнитного поля практически не сказывается на величине зеемановского расщепления осцилляций ШдГ, которое, казалось бы, должно определяться полным магнитным полем, а не только его нормальной компонентой. В то же время, этот результат коррелирует с выводом в работе [3], что спиновое расщепление (в гетероструктурах GaAs/AlGaAs) определяется для хорошо разрешенных уровней Ландау главным образом нормальной компонентой магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17531) и РАН. Авторы признательны С.Р.Джонсону и Й.-Х.Жангу (Университет Штата Аризона, г.Темп, США) за предоставленные образцы структуры InAs/AlSb.

- [1] Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн. Электронные свойства двумерных систем. М., Мир, 1985, 416с.
- [2] F.F.Fang, P.J.Stiles. Phys.Rev. **174**, 823 (1968).
- [3] R.J.Nicholas, R.J.Haug, K.von Klitzing, G.Weimann. Phys. Rev.B. **37**, 1291 (1988).
- [4] J.F.Janak. Phys. Rev. **178**, 1416 (1969).
- [5] Т.Андо, Y.Uemura. J. Phys. Soc. Japan **37**, 1044 (1974).
- [6] Yu.G.Sadofyev *et al.*, Appl. Phys. Lett. **81**, 1833 (2002).
- [7] V. N. Zverev *et al* J. Appl. Phys., Vol. **96**, N. 11, 6353(2004).
- [8] W. Zawadzki, R.Lassing. Surface Science, **142**, 225(1984).
- [9] A.V.Ikonnikov *et al.* Proc. 14th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", 2006, p.172.
- [10] В.Я.Алешкин и др. ФТП **39**, 30 (2005).

Пространственная передача ближнего светового поля эванесцентными волнами в фотонном кристалле

Т.В. Теперик¹, В.В. Попов¹, F. J. García de Abajo²,
Л.А. Васильев¹, Д.В. Фатеев¹,

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

² Donostia International Physics Center, Aptdo. 1072, 20080 San Sebastian, Spain
Instituto de Optica, Serrano 121, 20006 Madrid, Spain

В последнее время интенсивно развивается оптика твердотельных наноструктур с целью их дальнейшего использования для создания оптических систем с субволновым пространственным разрешением. Данная задача является актуальной при разработке методов субволновой фотолитографии, для увеличения плотности хранения информации, а также в биомедицине. В работе [1] впервые была предложена идея использовать ближние световые поля, возбуждаемые вблизи исследуемого объекта (источника), так называемые эванесцентные волны, для получения изображения источника с субволновым пространственным разрешением. Ближние поля содержат основную долю информации о тонкой структуре источника и, таким образом, их передача в плоскость изображения позволила бы создать изображение с высоким (субволновым) пространственным разрешением. Кроме этого, проблема передачи ближнего светового поля на макроскопические расстояния очень важна в оптической микроскопии ближнего поля. Дело в том, что в стандартной ближнеполевой оптической микроскопии исследуемый образец должен помещаться в ближнем поле острия оптического зонда или в ближнем поле зондирующей поверхностной волны (в поверхностной поляритонной спектроскопии), что затрудняет дистанционные измерения (например, через стенку кюветы с исследуемой жидкостью или через покровное стекло микроскопа. Основная трудность при создании оптической линзы ближнего поля («суперлинза») заключается в том, что поле эванесцентных волн сильно спадает вдоль оптического пути от источника к предполагаемому изображению. Таким образом, оказывается невозможным передать полное изображение объекта на расстояния существенно превышающие длину световой волны. Следовательно, необходимо, чтобы структура «суперлинзы» усиливала ближнеполевые составляющие оптического сигнала, компенсируя тем самым спад поля эванесцентных волн вдоль оптического пути [2,3]. Одним из типов структур, в которых могут усиливаться (и таким образом, передаваться на большие расстояния) эванесцентные световые волны, являются наноструктуры с внутренним резонансом. В данной работе продемонстрирована возможность резонансной передачи ближнего светового поля в простран-

стве за счет возбуждения собственных волноводных мод одномерного фотонного кристалла.

Рассматриваемый одномерный фотонный кристалл представляет собой периодическую последовательность чередующихся идентичных

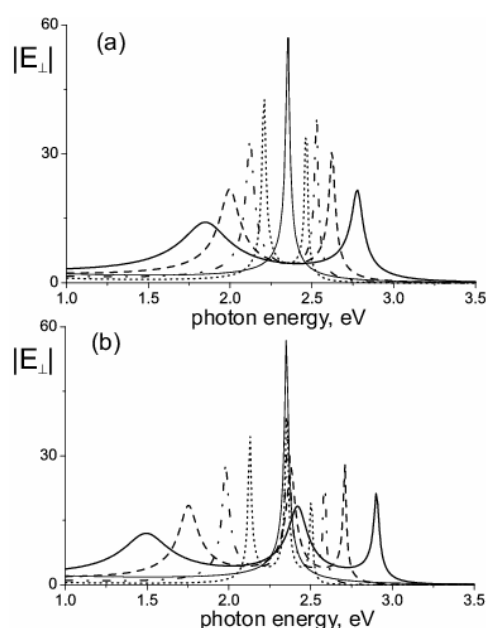


Рис.1 Спектры передачи вертикальной компоненты ближнего светового поля через два (а) и три (б) идентичных волноводных диэлектрических слоя толщиной 100 нм, рассчитанные для различных значений толщины барьерных диэлектрических слоев d : 300 нм (сплошная кривая), 400 нм (штриховая кривая), 500 нм (штрих-пунктирная кривая) и 600 нм (пунктирная кривая). Угол падения волны в призме равен 25° (угол полного внутреннего отражения равен 24°). Спектр передачи ближнего светового поля через один волноводный диэлектрический слой показан тонкой сплошной кривой. Диэлектрические постоянные призмы, волноводных и барьерных диэлектрических слоев равны соответственно 12, 3 и 2. Амплитуда переданного поля вычислена на тыльной поверхности нижнего волноводного диэлектрического слоя и нормирована на амплитуду внешней падающей световой волна в призме.

плоско-параллельных волноводных диэлектрических слоев, разделенных барьерными диэлек-

трическими слоями с меньшим показателем преломления. Фотонный кристалл «запитывается» с одной из наружных поверхностей (лицевая поверхность фотонного кристалла) эванесцентной волной от возбуждающей призмы в режиме полного внутреннего отражения. В этом случае в плоском зазоре между поверхностью призмы и лицевой поверхностью фотонного кристалла возбуждается реактивное ближнее световое поле, спадающее при удалении от поверхности призмы. При совпадении частоты и планарной компоненты волнового вектора падающего света и соответственно частоты и волнового вектора собственной оптической волноводной моды в волноводных диэлектрических слоях фотонного кристалла происходит эффективное возбуждение последней. При этом необходимая величина планарной компоненты волнового вектора падающего света обеспечивается выбором соответствующего угла падения света на внешнюю поверхность возбуждающей призмы в режиме полного внутреннего отражения. За счет связи оптических волноводных мод в идентичных соседних волноводных диэлектрических слоях фотонного кристалла, возникающей из-за перекрытия их волновых функций, эванесцентное световое поле, существующее в зазоре между призмой и лицевой поверхностью фотонного кристалла, передается через всю толщину фотонно-кристаллической пластины на ее тыльную поверхность. Вдали от резонанса возбуждения волноводной моды световое поле на тыльной поверхности фотонно-кристаллической пластины оказывается исчезающе малым.

Расчет коэффициента передачи ближнего светового поля через фотонно-кристаллическую пластину проводился с использованием метода электродинамической матрицы рассеяния [4].

Для того чтобы выяснить физику взаимодействия ближних световых полей оптических волноводных мод в одномерном фотонном кристалле, рассмотрим сначала передачу ближнего светового поля через стопку, состоящую всего из нескольких идентичных волноводных диэлектрических слоев, разделенных барьерными диэлектрическими слоями с меньшим показателем преломления. На рис.1(а) и 1(б) приведены расчетные спектры передачи вертикальной (нормальной к плоскости слоев) компоненты ближнего светового поля соответственно через два и три волноводных диэлектрических слоя при отсутствии диэлектрических потерь в структуре. С ростом числа слоев волноводный резонанс расщепляется и приобретает мультиплетную структуру с числом пиков, равным числу волноводных слоев в стопке. Различные резонансы в мультиплетной структуре спектра соответствуют возбуждению различных коллективных волноводных мод в стопке, отличающихся различной фазировкой светового поля в разных волноводных слоях. При этом расщепление пиков в мультиплетной резонансной структуре возрастает с уменьшением толщины зазора между соседними

волноводными диэлектрическими слоями. В пренебрежении диэлектрическими потерями полная ширина линии резонанса определяется радиационным затуханием волноводных мод. С ростом числа диэлектрических слоев в стопке ширина всех резонансов в мультиплетной структуре спектра уменьшается за счет того, что радиационное затухание любой волноводной моды определяется излучением светового поля верхнего (ближнего к призме) волноводного слоя, а энергия каждой волноводной моды делится поровну между всеми идентичными волноводными слоями в стопке. Таким образом, радиационная ширина резонансов в мультиплетной структуре спектра оказывается обратно пропорциональной числу волноводных слоев в стопке.

На рис. 2 показаны спектры передачи ближнего светового поля через фотонно-кристаллическую пластину, содержащую 1000

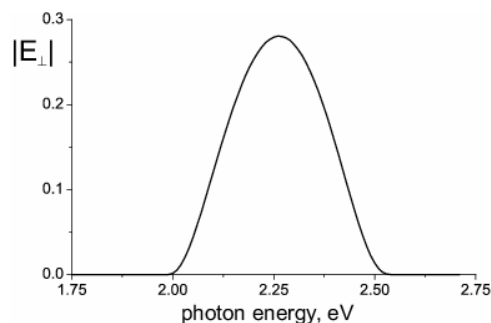


Рис.2 То же, что на рис.1 для фотонно-кристаллической пластины, содержащей 1000 идентичных волноводных диэлектрических слоев (полная толщина пластины равна 0.7 мм). Комплексная диэлектрическая постоянная волноводного диэлектрического слоя равна $3+0.001i$.

волноводных диэлектрических слоев, рассчитанные с учетом реальных диэлектрических потерь в структуре. В этом случае расщепление резонансов в тонкой мультиплетной структуре спектра становится значительно меньше ширины линии отдельного резонанса, определяемой диссипативными потерями, и за счет этого образуется сплошная широкая частотная зона эффективной передачи ближнего светового поля через фотонно-кристаллическую пластину.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проектам № 06-02-81007 и 07-02-91011.

- [1] Pendry, J.B., Phys. Rev. Lett., **85**, 3966 (2000).
- [2] Ramakrishna, S.A., Pendry, J.B., Phys. Rev. B, **67**, 201101 (2005).
- [3] Tretyakov, S.A., Analytical modeling in applied electrodynamics. Norwood: Artech House (2003).
- [4] Whittaker, D.M., Culshaw, I.S., Phys. Rev. B, **60**, 2610 (1999).

Морфология и фотолюминесценция самоформирующихся нанокластеров GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде германа

Д.О.Филатов¹, М.В.Круглова¹, М.А.Исаков¹, С.В.Сипрова¹, М.О.Марычев¹
В.Г.Шенгуров², С.П.Светлов², В.Ю.Чалков², С.А.Денисов²

¹Научно образовательный центр “Физика твердотельных наноструктур”, Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, пр-т. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

²Научно-исследовательский физико-технический институт, Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, пр-т. Гагарина 23 корп.3, Нижний Новгород, Россия

e-mail: filatov@phys.unn.ru

Одним из перспективных объектов кремниевой оптоэлектроники считаются гетероструктуры с самоформирующимися нанокластерами GeSi/Si [1]. Благодаря эффекту размерного квантования, в таких структурах ожидается повышение эффективности излучательной рекомбинации.

Обычно нанокластеры GeSi получают методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [2]. В данной работе исследовалась зависимость морфологии и спектров фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур GeSi/Si(001) от условий их выращивания методом сублимационной МЛЭ (СМЛЭ) в среде германа (GeH₄) [3]. В этом методе слои Si осаждаются из сублимационного источника, а для осаждения Ge в ростовую камеру напускается GeH₄. Ранее была показана возможность получения данным методом структур для кремниевой оптоэлектроники [4]. Однако если закономерности роста нанокластеров GeSi/Si в процессе МЛЭ хорошо изучены [1], то особенности роста последних в процессе СМЛЭ в среде GeH₄ изучены недостаточно, что препятствует широкому применению данного метода.

Для исследования связи параметров ростового процесса (давление GeH₄ в ростовой камере p_g , время напуска GeH₄ t_g , температура подложки T_g), параметров морфологии кластеров (средняя высота кластеров $\langle h \rangle$, средний диаметр основания $\langle D \rangle$, поверхностная плотность N_s) и спектров ФЛ выращивались 2 серии образцов: одна на подложках КДБ-0,002 с поверхностными кластерами для исследования морфологии методом атомно-силовой микроскопии (АСМ); вторая — на подложках КДБ-12 с кластерами, выращенными в тех же условиях, зарощенными покровным слоем Si толщиной ≈ 40 нм, для исследования ФЛ. Буферные слои Si толщиной ≈ 400 нм имели p -тип проводимости с концентрацией дырок $(1\pm 3)\times 10^{15}$ см⁻³. Номинальная толщина осажденного Ge d_{Ge} определялась методом обратного резерфордского рассеяния (ОРР). Для исследования морфологии использовался атомно-силовой микроскоп Solver Pro производства NT-MDT, для спектроскопии ФЛ — решеточный монохроматор Acton SP-150 с гелиевым криостатом замкнутого цикла Janis CCS-150. Возбуждение ФЛ осуществлялось Ar⁺ лазером непрерыв-

ного излучения (514 нм) мощностью 1,4 Вт.

На рис.1 представлены АСМ изображения структур со слоем Ge различной толщины на поверхности. При $d_{Ge} = 4$ монослоя (МС) образуется двумерный слой Ge/Si (рис.1а). При $d_{Ge} = 4,8$ МС на поверхности смачивающего слоя начинают формироваться нанокластеры (рис.1б). При выращивании нанокластеров Ge/Si методом МЛЭ критическая толщина слоя Ge, при которой происходит переход от слоевого к трехмерному росту, d_{WL} составляет ≈ 5 МС [2].

Как правило, нанокластеры имели бимодальное распределение по размерам (рис.1б,в). Подобное распределение характерно и для кластеров, выращенных методом МЛЭ [2]. В последнем случае оно связывается с наличием двух форм кластеров: пирамидальных и куполообразных. В данном случае бимодальное распределение скорее связано с тем, что хотя зарождение кластеров происходит по механизму Странского - Крастанова, их дальнейший рост происходит по механизму Фольмера - Вебера. При этом большие кластеры растут за счет растворения меньших. Нанокластеры меньших размеров были подобны по форме куполообразным островкам,

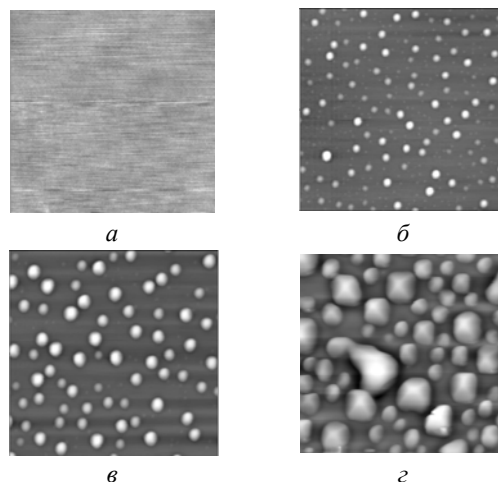


Рис.1. АСМ изображения гетероструктур с нанокластерами GeSi/Si. $T_g = 700^\circ\text{C}$, $p_g = 9\times 10^{-4}$ Торр. d_{Ge} , МС: а — 4,0; б — 4,8; в — 10,3; з — 77. Размер скана 5×5 μm^2 .

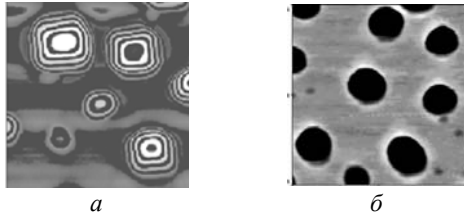


Рис.2. АСМ изображения гетероструктур с поверхностными нанокластерами GeSi/Si(001). $T_g = 700^\circ\text{C}$, $p_g = 9 \times 10^{-4}$ Торр. t_g , мин. (d_{Ge} , МС): а – 27; б – 1 (10.3). Размер скана $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$.

получаемым методом МЛЭ. Как и последние, они имеют уникально низкую дисперсию по размерам ($7 \div 10\%$), что близко к рекордным значениям для структур, полученных методом МЛЭ [5]. Кластеры больших размеров имеют форму четырехгранных пирамид с основаниями ориентированными вдоль $\langle 110 \rangle$ и ограненных плоскостями $\{101\}$ (рис.2а). При дальнейшем увеличении d_{Ge} размеры крупных кластеров увеличиваются и происходит их коалесценция (рис.1з).

На АСМ изображениях вокруг куполообразных кластеров наблюдается кольцообразная канавка (ров) глубиной $\approx 5-10$ нм (рис.2б). Подобные рвы вокруг куполообразных островков наблюдались и на структурах, выращенных методом МЛЭ. Предположительно, они формируются в результате разрыва смачивающего слоя в процессе трансформации пирамидальных островков в куполообразные.

В спектре ФЛ образца с $d_{Ge} = 4,0$ МС (рис.3, кривая 2) наблюдались линии, связанные с фоннными и бесфоннными переходами из состояний зоны проводимости Si на размерноквантованные дырочные уровни в двумерном слое Ge. Интерпретации спектров ФЛ основывалась на расчетах энергетического спектра прослойки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в Si с учетом размерного квантования и упругих напряжений [6]. С увеличением d_{Ge} в спектре ФЛ появляется линия при $h\nu \approx 0,93$ эВ, связанная с переходами на размерноквантованные дырочные состояния в нанокластерах (рис.3, кривая 3). При этом ФЛ от смачи-

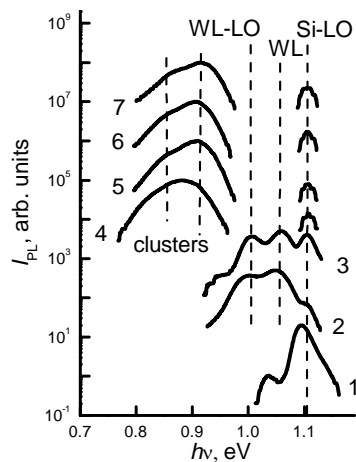


Рис.3. Зависимость спектров ФЛ (77 К) гетероструктур GeSi/Si от d_{Ge} , МС: 1 – 0; 2 – 4,0; 3 – 4,8; 4 – 10,3; 5 – 27; 6 – 60; 7 – 77.

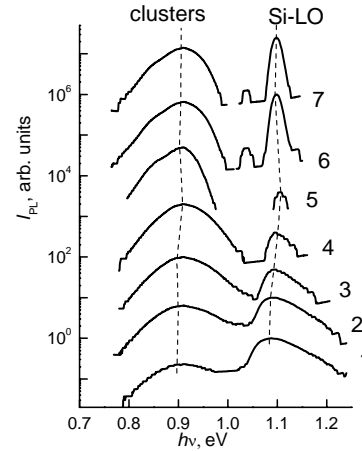


Рис.4. Температурная зависимость спектров ФЛ структуры с нанокластерами GeSi/Si. $T_g = 700^\circ\text{C}$, $d_{Ge} = 10,3$ МС. T , К: 1 – 295; 2 – 250; 3 – 200; 4 – 150; 5 – 77; 6 – 15; 7 – 9.

вающего слоя не исчезает полностью, поскольку при $d_{Ge} = 4,8$ МС плотность кластеров еще невелика (рис.1б). При $d_{Ge} = 10,3$ МС (рис.3, кривая 4) линии ФЛ от смачивающего слоя исчезают полностью, и в спектре доминируют линии ФЛ в нанокластерах, что связано с увеличением плотности последних. При дальнейшем увеличении d_{Ge} качественный вид спектров ФЛ не меняется (рис.3, кривые 5 – 7).

В спектре ФЛ образца с $d_{Ge} = 10,3$ МС в диапазоне температур $295 \div 9$ К наблюдались, кроме краевой линии ФЛ в Si с участием фонона, линии, связанные с нанокластерами (рис.4). Интенсивность последних сравнивается с интенсивностью краевой ФЛ Si при $T = 200$ К.

Работа выполнена при поддержке CRDF (BRHE RUX-0-001-NN-06/BP1MO1 и RESC RUR1-1038-NN-03) и Федерального агентства по образованию РФ (РНП.2.1.1.4737). Авторы благодарят Черных П.С. (НИИЯФ МГУ) за измерения методом ОРР.

- [1] Shiraki, Y., Sakai A., Surf. Sci. **R59**, 153 (2005).
- [2] Пчеляков, О.П., Болховитянов, Ю.Б., Двуреченский, А.В., Соколов, Л.В., Никифоров, А.И., Якимов, А.И., Фойхтлендер, Б., ФТП, **34**, 1281 (2000).
- [3] Светлов, С.П., Шенгуров, В.Г., Чалков, В.Ю., Красильник З.Ф., Андреев Б.А., Дроздов, Ю.Н., Изв. АН: Сер. физ., **65**, 204 (2001).
- [4] Максимов, Г.А., Красильник, З.Ф., Филатов, Д.О., Круглова, М.В., Морозов С.В., Ремизов Д.Ю., Николичев Д.Е., Шенгуров, В.Г., ФТТ, **47**, 26 (2005).
- [5] Востоков, Н.В., Долгов, И.В., Дроздов, Ю.Н., Красильник, З.Ф., Лобанов, Д.Н., Молдавская, Л.Д., Новиков, А.В., Постников, В.В., Филатов, Д.О., Изв. АН.: Сер. физ., **64**, вып.2, 302-305 (2000).
- [6] Алешкин, В.Я., Бекин, Н.А., ФТП, **31**, 171 (1997).

Поверхностные сверхрешетки в системах со спин-орбитальным взаимодействием: квантовые состояния и блоховские осцилляции в электрическом поле.

В.Я. Демиховский, А.А. Каякин, Е.В. Фролова

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail: demi@phys.unn.ru

В последние годы активно исследуются низкоразмерные полупроводниковые структуры со спин-орбитальным (СО) взаимодействием. Так в работе [1] изучались квантовые состояния двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы [2] в периодическом потенциальном поле поверхностной сверхрешетки.

В настоящей работе исследованы электронные квантовые состояния в одномерных и двумерных сверхрешетках со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза, ориентированных различным образом по отношению к кристаллографическим осям. Расчеты проводились для типичных параметров СО взаимодействия, а также амплитуды периодического потенциала и периода сверхрешетки. Построена также теория блоховских осцилляций, возникающих в таких сверхрешетках в присутствии постоянного электрического поля.

Гамильтониан рассматриваемой системы включает в себя спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, и периодический электростатический потенциал сверхрешетки.

$$V(x, y) = V_0 (\cos(2\pi x/a) + \cos(2\pi y/a)).$$

Вследствие наличия периодического потенциала решение уравнения Шредингера ищется в виде функции Блоха, представленных в виде ряда по собственным функциям гамильтониана \hat{H}_0 .

Таким образом, для двумерного случая имеем:

$$\Psi_{l\vec{k}} = \sum_{\lambda nm} C_{nm}^{\lambda} \frac{e^{i\vec{k}_{nm}\vec{r}}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda e^{i\theta_{nm}} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где l - номер энергетической зоны и $\theta_{nm} = \arg(k_{my} - ik_{nx})$, $k_{my} = k_y + 2\pi n/a$, $k_{nx} = k_x + 2\pi m/a$ определены в зоне Бриллюэна.

Подставляя волновую функцию (1) в уравнение Шредингера, умножая слева на функцию $\Psi_{k_n m'}^{\dagger}$ и выполняя интегрирование по координатам, получаем матричное уравнение:

$$\sum_{\lambda' n' m'} \left[\left(E_{n' m'}^{\lambda'} + \frac{V_0}{4} - E \right) \delta_{nn' mm'}^{\lambda \lambda'} + V_{nn' mm'}^{\lambda \lambda'} \right] C_{n' m'}^{\lambda \lambda'} = 0, \quad (2)$$

где $E_{n' m'}^{\lambda'}$ - собственное значение гамильтониана Рашбы, матричный элемент определен как

$$V_{nn' mm'}^{\lambda \lambda'} = V_0 A_{nn' mm'} (1 + \lambda \lambda' e^{i(\theta_{nm} - \theta_{n' m'})}), \quad (3)$$

причем коэффициент $A_{nn' mm'}$ определяется как сумма двух слагаемых:

$$\frac{1}{16} (\delta_{n, n'} \delta_{m, m' \pm 1} + \delta_{n, n' \pm 1} \delta_{m, m'}) \quad \text{и} \\ \frac{1}{32} (\delta_{n, n' - 1} \delta_{m, m' \pm 1} + \delta_{n, n' + 1} \delta_{m, m' \pm 1}).$$

$E(K_x, K_y)$

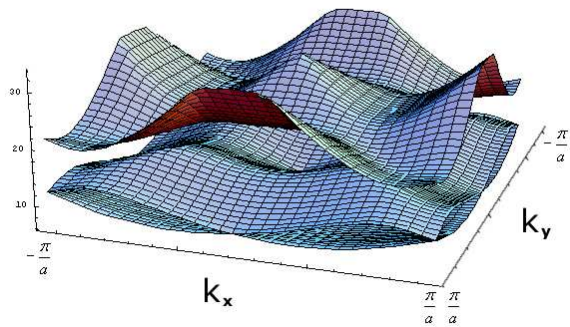


Рис. 1 Первые три энергетические зоны при амплитуде периодического поля 5 мэВ , константа Рашбы $\alpha = 3 \cdot 10^{-11} \text{ эВ} \cdot \text{м}$, период $a = 80 \text{ нм}$.

На Рис.1 представлены результаты расчета энергетического спектра в первых трех зонах двумерной сверхрешетки. Видно, что в периодическом потенциале спектр состоит из невырожденных по спину энергетических зон, сформированных в пределах первой зоны Бриллюэна. Первая энергетическая зона образуется, в основном, из невозмущенных состояний Рашбы с индексом $\lambda = -1$. Вторая зона образована в результате суперпозиции невозмущенных состояний ветвей $\lambda = -1$ и $\lambda = +1$ спектра Рашбы.

Как следует из Рис.1, периодический потенциал не снимает вырождение в точках $(\pm \frac{\pi}{a}, \pm \frac{\pi}{a})$, $(\pm \frac{\pi}{a}, \mp \frac{\pi}{a})$ зоны

Бриллюэна, а также в её центре. Третья зона отделена энергетической щелью от первой и второй. Анализ симметрии гамильтониана и спиновых собственных блоховских функций показал, что в решетках с прямоугольной симметрией существуют два типа интегралов движения - спиновые четности $\hat{P}_x \hat{\sigma}_x$ и $\hat{P}_y \hat{\sigma}_y$, где $\hat{P}_i f(x_i) = f(-x_i)$, $i = 1, 2$, $\hat{\sigma}_i$ - матрица Паули.

Нами также были рассчитаны пространственные компоненты спиновой плотности в элементарной ячейке сверхрешетки и средние значения проекций спина $\langle \psi_{\vec{k}} | \hat{\sigma}_i | \psi_{\vec{k}} \rangle$ (см. Рис. 2) в состояниях $\psi_{\vec{k}}$, задаваемых квазиимпульсом, определенным в зоне Бриллюэна ($\psi_{\vec{k}}$ - спиновая блоховская функция).

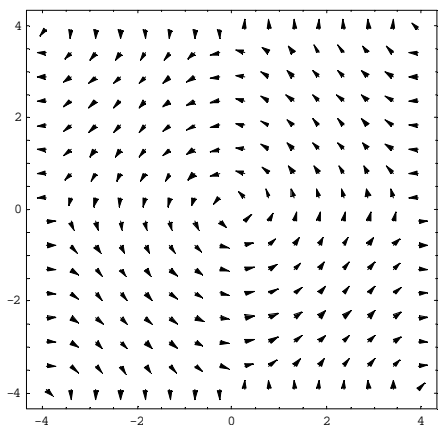


Рис. 2 Распределение средней проекции спинов в зоне Бриллюэна для состояний первой энергетической зоны.

В настоящем сообщении рассматриваются также блоховские осцилляции электронов, возникающие в сверхрешетках с СО взаимодействием, находящимся в постоянном электрическом поле. Можно ожидать, что в системе со спин-орбитальным взаимодействием блоховские осцилляции будут сопровождаться дополнительным дрожанием центра пакета вследствие прецессии спина.

Гамильтониан данной системы в приближении сильной связи можно записать следующим образом [3]:

$$H = t(\cos(k_x a) + \cos(k_y a)) + e\vec{E}\vec{r} + t_{so}(\hat{\sigma}_y \sin(k_x a) - \hat{\sigma}_x \sin(k_y a)). \quad (4)$$

Здесь последнее слагаемое в (4) отвечает за спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, t - интеграл перекрытия, t_{so} имеет порядок $\alpha/2a$,

e - заряд электрона, \vec{E} - электрическое поле.

Динамику волнового пакета в рассматриваемой системе мы исследуем, решая

предварительно гайзенберговские уравнения движения для операторов импульса \hat{p} , координат \hat{r} и спина $\hat{S} = \hbar/2 \cdot \hat{\sigma}$. Подобный подход использовался ранее в работах [4], [5].

Соответствующие гайзенберговские уравнения движения имеют вид:

$$\begin{cases} \dot{x} = -t \frac{a}{\hbar} \sin(k_x a) + t_{so} \frac{a}{\hbar} \cos(k_x a) S_y, \\ \dot{y} = -t \frac{a}{\hbar} \sin(k_y a) + t_{so} \frac{a}{\hbar} \cos(k_y a) S_x, \\ \dot{\vec{p}} = \hbar \dot{\vec{k}} = e\vec{E}, \\ \dot{S}_x = t_{so} / \hbar \cdot \sin(k_x a) S_z, \\ \dot{S}_y = t_{so} / \hbar \cdot \sin(k_y a) S_z, \\ \dot{S}_z = -t_{so} / \hbar \cdot (\sin(k_x a) S_x + \sin(k_y a) S_y). \end{cases} \quad (5)$$

Структура системы уравнений (5) такова, что в первых двух уравнениях содержится дополнительные слагаемые, связывающие динамику в координатном пространстве с прецессией спина. В свою очередь динамика спина описывается тремя последними уравнениями системы (5).

Нами исследовалась динамика волнового пакета, описываемая гайзенберговской спиновой волновой функцией вида

$$\Psi_H(\vec{k}) = \frac{1}{D^2 \pi} \exp\left(-\frac{(\vec{k} - \vec{k}_0)^2}{D^2}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где D характеризует дисперсию пакета в импульсном пространстве, а \vec{k}_0 определяет начальную групповую скорость пакета. Спин ориентирован по оси z .

Были рассчитаны зависимости от времени средних значений координаты центра пакета и его дисперсия. Показано что во внешнем постоянном электрическом поле, ориентированном в плоскости 2D электронного газа одновременно с блоховскими осцилляциями происходят осцилляции, связанные с прецессией спинов. Обсуждается возможность резонанса колебаний при близких значениях блоховской частоты и частоты спиновой прецессии.

[1] V.Ya. Demikhovskii, D.V. Khomitsky, JETP Lett, **83**, 340 (2006).

[2] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, Письма в ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).

[3] Francisco Mireles and George Kirczenow Phys. Rev. B, **64**, 024426 (2001).

[4] V. Puller, N. Horing, L. Mourkh, A. Smirnov, Phys Lett A **281**, 70 (2001).

[5] J. Schliemann, D. Loss, and R. Westervelt PRL **94**, 206801 (2005).

Монте-Карло моделирование эффекта сегрегации при выращивании напряженных квантовых гетероструктур InGaAs/GaAs

С.В. Хазанова¹, М.И. Василевский²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород

² Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal

e-mail: khazanova@phys.unn.ru

Гетероструктуры In_cGa_{1-c}As/GaAs с квантовыми ямами вызывают значительный интерес благодаря их широкому применению в современной оптоэлектронике. Одной из важных задач технологии является создание атомно-гладких резких гетерограниц. Физические ограничения, такие как рост островков, диффузионное размытие концентрационных профилей и поверхностная сегрегация продолжают быть серьезной помехой в достижении этой цели. В частности, сегрегация индия наблюдается при низкотемпературном росте слоев InGaAs на GaAs методами как молекулярно-лучевой, так и газовой эпитаксии [1, 2].

При теоретическом описании сегрегации чаще всего применяются модели, использующие феноменологические параметры. Эти модели не позволяют предсказать изменения в свойствах выращиваемых слоев при изменении материала или условий роста. Более привлекательными в этой связи оказываются стохастические методы, такие как Монте-Карло (МК) моделирование. МК-моделирование роста, используя микроскопический подход, обеспечивает достаточно реалистичное описание поверхностной сегрегации индия при молекулярно-лучевой эпитаксии In_cGa_{1-c}As/GaAs в терминах энергии связи компонентов и параметров процесса роста [3].

Одной из причин поверхностных сегрегационных процессов, как известно, считается различие в энергиях связи GaAs и InAs. Существуют и другие факторы, способные усилить этот эффект, такие как поверхностная реконструкция, эффект Швобеля и рассогласование решеток (изоморфная деформация). Целью настоящей работы являлось показать средствами кинетического МК-моделирования, как вышеупомянутые процессы и факторы влияют на профили концентрации In в слоях In_cGa_{1-c}As/GaAs. В работе моделировался рост гетероэпитаксиальной структуры, представляющей собой симметричную квантовую яму из 10 монослоев In_cGa_{1-c}As с номинальным составом $c=0.2$, окруженную с двух сторон слоями GaAs. Структура растет в кристаллографическом направлении [001] (координатная ось z) или близком к нему, в случае вицинальной подложки.

Алгоритм моделирования включает в себя два процесса: осаждение на подложку

атомов In и Ga и их поверхностную диффузию. Осаждение каждого адатома происходит с выбором “оптимального” узла, т.е. предполагается, что существует некоторая область с центром в случайно выбранном узле, площадью $(2s+1)^2$, $s \approx 2-3$, куда приходящий атом может встроиться. “Оптимальным” считается узел с большим числом соседей или (если таких узлов несколько) выбирается тот, что принадлежит самому глубокому слою [1]. Поверхностная диффузия адатомов происходит с вероятностью $h = h_0 \exp(-E_d/kT)$, где h_0 - частота колебаний адатома ($\sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$), T - температура подложки, E_d - энергия активации, которая определяется как энергией связи с подложкой, так и количеством латеральных связей. Вследствие реконструкции поверхности, диффузия анизотропна:

$$E_d = E_s + pE_{[110]} + qE_{[1\bar{1}0]} + E_e, \quad (1)$$

где E_s - энергия связи адатома с подложкой, различная для атомов Ga и In (1.3 eV и 1.15 eV, соответственно [4]), p и q обозначают число соседей по катионной подрешетке (0, 1 или 2), а $E_{[110]}$ и $E_{[1\bar{1}0]}$ - энергии их взаимодействия в направлениях [110] и $[1\bar{1}0]$, соответственно.

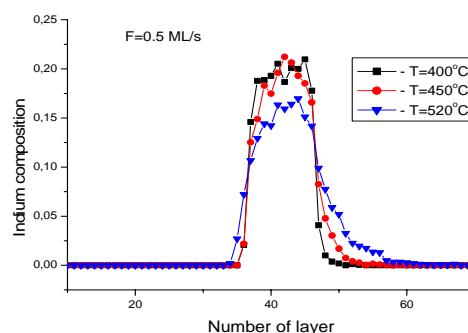


Рис.1 Профили состава в слоях, выращенных при разных температурах на подложках GaAs (001).

Для учета влияния изоморфной деформации нижележащих слоев на диффузию адатомов в растущем монослое, в выражение (1) вводится дополнительный член E_e . Расчеты методом функционала плотности показывают, что диффузионный барьер для адатома In понижается в случае деформации сжатия согласно $E_e^m = \epsilon_{xx} \times 3.8 \text{ eV}$, где ϵ_{xx} - компонента тензора деформации слоя в плоскости роста [5]. Для Ga

бралось значение $E_e^{Ga} = -E_e^{In}$. Деформация рассчитывалась с учетом полностью заполненных слоев (см. ниже).

В работе моделировался рост как на сингулярной грани (001), так и на вицинальной с небольшим углом разориентации. В последнем случае учитывались как зародышеобразование, так и присоединение к геометрическим ступеням роста, принимая во внимание барьер Швобеля. В качестве примера, на рис. 1 показаны профили состава In для слоев, выращенных на сингулярной грани.

В качестве контролирующего метода, позволяющего сравнение с экспериментом, нами использовался расчет квантовых уровней электронов и дырок в этих слоях, которые, как известно, очень чувствительны к профилю состава. Рассчитывалась зависимость энергии электрон-дырочного перехода $e_1 - hh_1$ в квантовой яме от степени сегрегации In/Ga и, следовательно, от условий роста и угла разориентации подложки. Расчет производился в рамках метода эффективной массы, т.е. Решалось одномерное уравнение Шредингера отдельно для электронов и для дырок, с эффективной потенциальной энергией $V_{c,v}(z)$, определяемой разрывом зон между InAs и GaAs ($\Delta_{c,v}$) и составом слоя $c(z)$, полученным из МК моделирования. При этом учитывалась упругая деформация, связанная с профилем состава. Мы рассчитывали уровни размерного квантования только для $k_{||} = 0$, не учитывая перемешивания легких и тяжелых дырок.

Изоморфная деформация слоя $In_cGa_{1-c}As$ рассчитывалась в приближении, предполагающем, что эпитаксиальная пленка однородна в плоскости роста и выполняется закон Вегарда ($a_f \propto c(z)$, a_f - постоянная решетки), аналогично известной теории температурной деформации. Компоненты тензора деформации даются выражениями:

$$\varepsilon_{xx} = -\beta \cdot \bar{c}; \quad \varepsilon_{zz} = \frac{1+\nu}{1-\nu} \beta c(z) - \bar{c}, \quad (2)$$

где $\bar{c} = d^{-1} \int_0^d c(z) dz$, d - толщина пленки,

$\beta = 0.07$ - коэффициент дилатации, ν - коэффициент Пуассона.

Результирующие, с учетом деформации, потенциалы $V_{c,v}(z)$ для электронов и тяжелых дырок, имеют следующий вид:

$$V_c(z) = \Delta_c c(z) + a_c Sp \bar{\varepsilon};$$

$$V_{hh}(z) = \Delta_v c(z) + a_v \cdot Sp \bar{\varepsilon} - b \cdot (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}), \quad (3)$$

где a_c, a_v, b - деформационные потенциалы. Зная энергии и волновые функции основного состояния электрона и дырки, нетрудно найти энергию экситонного перехода, учитывая кулоновское взаимодействие по теории

возмущений.

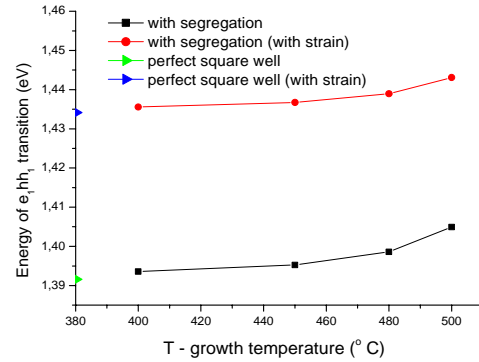


Рис. 2 Зависимость энергии перехода $e_1 - hh_1$ от температуры роста, рассчитанная с учетом и без учета упругой деформации.

Из рис. 2 и 3 видно, что учет эффекта сегрегации в слоях $In_cGa_{1-c}As$ приводит к заметному “голубому” сдвигу энергии перехода. При этом важную роль играет упругая деформация. Кроме того, из рис. 3 можно заключить, что экситонный пик сдвигается в сторону больших энергий для структур, выращенных на вицинальных подложках, по сравнению с сингулярной гранью, что соответствует известным из литературы экспериментальным данным [6]. Отметим также уширение линии перехода с увеличением температуры роста, связанное с возрастанием флуктуации потенциалов $V_{c,v}(z)$ в плоскости роста.

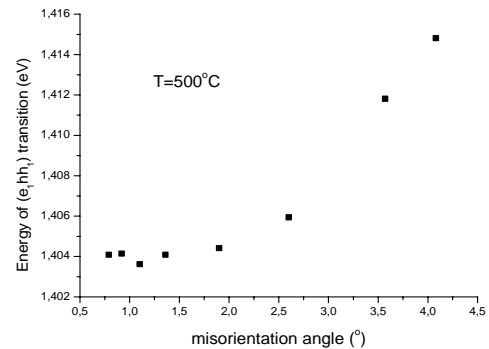


Рис. 3 Зависимость энергии перехода от угла разориентации подложки (без учета деформации).

- [1] P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, et al, Phys. Rev. B **55**, 2406 (1997).
- [2] Ю. Н. Дроздов, Н. В. Байдусь, Б. Н. Звонков и др., ФТП **37**, 203 (2003).
- [3] P. Kratzer and M. Scheffler, Phys. Rev. Lett. **88**, 036102 (2002).
- [4] N. Grandjean, J. Massies, and M. Leroux, Phys. Rev. B **53**, 998 (1996).
- [5] P. Kratzer, E. Penev, and M. Scheffler, Appl. Phys. A **75**, 79 (2002).
- [6] S. Martini, A. A. Quivy, A. Tabata, et al, J. Appl. Phys. **90**, 2280 (2001).

Исследование процесса МОГФЭ и свойств гетероструктур AlGaIn/GaN

Ю.Н. Бузынин¹, Н.В. Востоков¹, Н.А. Гамов², В.М. Данильцев¹,
Ю.Н. Дроздов¹, М.Н. Дроздов¹, Е.В. Жданова², М.М. Зверев²,
В.Б. Студенов², О.И. Хрыкин¹, В.И. Шашкин¹

1-Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

khrykin@ipm.sci-nnov.ru

2-Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики

Интенсивное развитие эпитаксиальных технологий роста и прежде всего - метода металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) для широкозонных нитридов AlGaIn/GaN позволило создать новые оптоэлектронные приборы, работающие в голубом и ультрафиолетовом диапазонах длин волн. В сравнении с другими полупроводниками, широкозонные нитриды обеспечивают больший уровень мощности, работоспособны при высоких температурах и более устойчивы к внешним воздействиям [1]. Поэтому эти материалы активно изучаются.

Формирование гетероструктур AlGaIn/GaN с низким уровнем дефектов и гладкими интерфейсами является необходимым условием реализации различных оптоэлектронных приборов. Задача является сложной из-за сильного рассогласования кристаллических решёток эпитаксиальных слоёв и подложки сапфира. В настоящей работе изучаются условия формирования совершенных гетероструктур AlGaIn/GaN/AlGaIn и их оптические свойства.

Нарращивание эпитаксиальных слоёв GaIn, AlGaIn и AlIn осуществляли в установке металлоорганической газофазной эпитаксии с вертикальным кварцевым реактором без отдельного ввода реагентов. Способ нагрева подложкодержателя – индукционный. Рабочее давление в реакторе при росте слоёв – 75-150 Торр. В качестве газа-носителя использовали водород или смесь водорода с азотом. Источниками Ga, Al и N служили соответственно: триметилгаллий (ТМГ), триметилалюминий (ТМА) и аммиак (NH₃). Методики эпитаксиального роста буферных слоёв описаны в работе [2]. Выбор подложек, проведенный ранее в работе [3] показал, что оптимальными для эпитаксиального наращивания являются подложки сапфира с ориентацией (0001) и небольшим отклонением среза.

В ходе выполнения работы были реализованы, поставленные задачи. Отработана технология выращивания буферных слоёв и слоёв оптического ограничения на основе AlIn и AlGaIn. Слои AlIn выращивали одностадийным методом. После предварительных процедур высокотемпературного отжига и «нитридации» поверхности подложки, при температуре 1100°C

начинался рост слоя AlIn с толщиной от 0,5 до 1 мкм. Данные рентгеноструктурного анализа свидетельствуют о том, что пленки AlIn являются монокристаллическими. Исследование морфологии буферного слоя AlIn с помощью атомно-силового микроскопа показали, что на начальных этапах роста пленка AlIn представляет собой колончатый монокристалл с зеркально гладкой поверхностью. Путем варьирования условий формирования буферного слоя, температурных режимов роста и оптимизации подачи NH₃ в ходе роста удается достичь гладких бездефектных интерфейсов. На рис.1 приведено характерное изображение поверхности структуры.

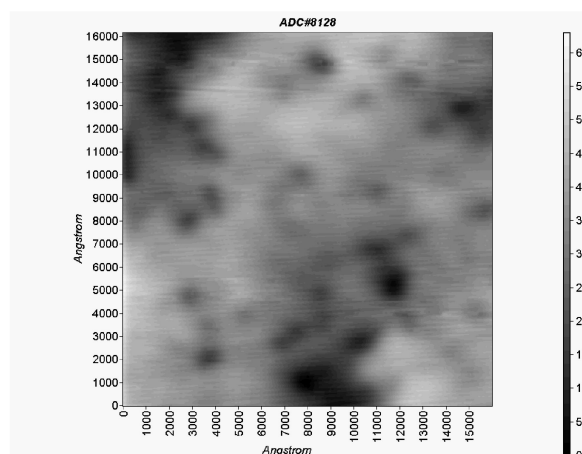


Рис. 1. Изображение поверхности структуры, полученные с помощью атомно-силового микроскопа

Важную роль играют прерывания в ходе роста для десорбции части буферного слоя и подбор режимов продувки на гетероинтерфейсах.

Были также выращены гетероструктуры с последовательностью слоёв, представленной на рис. 2. Проведены исследования методами фотолюминесценции, катодолюминесценции, рентгеновской дифракции и различными электрофизическими методами. При накачке He-Cd лазером фотолюминесценция в структурах при комнатной температуре не наблюдается.

<i>AlGaN</i> - слой оптического ограничения
<i>GaN</i> - рабочий слой
<i>AlGaN</i> - слой оптического ограничения
<i>AlN</i> - буферный слой
Подложка сапфира

Рис. 2. Волноводная гетероструктура *AlGaN/GaN/AlGaN*, предназначенная для экспериментов по реализации лазерного эффекта при интенсивной электронно-лучевой накачке.

Такое поведение характерно даже для структур, в которых отсутствует нижний слой *AlGaN* и толщина слоя *GaN* существенно больше 2-3 мкм. Гашение фотолюминесценции, по-видимому, связано с возникновением пьезоэлектрических полей, эффективно разделяющих неравновесные носители в *GaN* при относительно слабой оптической накачке [4]. Выращенный при тех же условиях тестовый образец Н844, имеющий только слой *GaN* (без упругонапряженных слоев *AlGaN* снизу и сверху), демонстрирует характерную для нитрида галлия краевую фотолюминесценцию, представленную на рис. 3.

Оказалось, что пьезоэлектрические поля не столь существенны при интенсивной накачке образца электронным пучком. На рис. 4 приведен спектр катодолюминесценции структуры Н838. Измерения проводились при комнатной температуре, длительность импульса

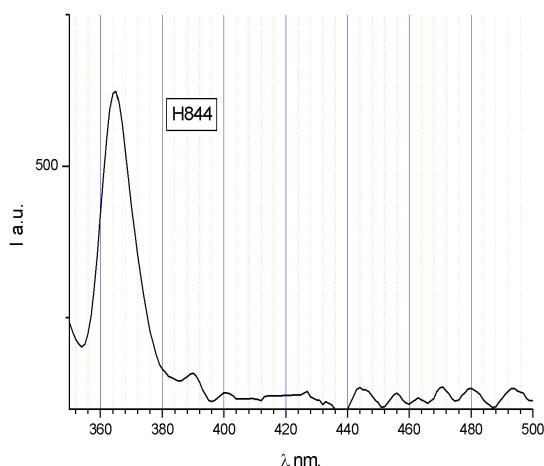


Рис. 3. Спектр фотолюминесценции образца Н844, измеренный при комнатной температуре (накачка - *He-Cd* лазер)

накачки составляла около 200 нс, частота следования импульсов - 1,5 Гц, энергия электронов - 11,5 кэВ, плотность тока пучка составляла около 0,5 А/см². В качестве монохроматора использовался МДР-2 с решеткой 1200 шт/мм.

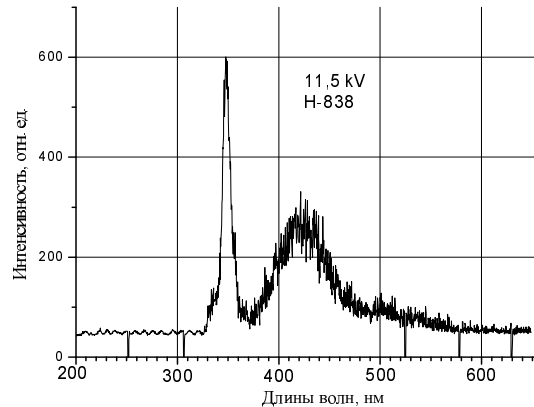


Рис. 4. Спектр катодолюминесценции образца Н838

Основные результаты работы состоят в следующем. Отработана базовая технология металлорганической газофазной эпитаксии волноводных гетероструктур *AlGaN/GaN/AlGaN*, предназначенных для экспериментов по реализации лазерного эффекта при электронно-лучевой накачке. Получены гетероструктуры с гладкими интерфейсами. В экспериментах по катодолюминесценции зарегистрировано рекомбинационное излучение от слоя *GaN*. Выяснилось, что для увеличения интенсивности люминесценции необходимо оптимизировать встроенные пьезоэлектрические поля на границе активной области и слоев оптического ограничения.

Работа выполнена при поддержке программ РАН "Новые материалы и структуры" и "Квантовые наноструктуры".

[1] S. Nakamura, S. Pearton, G. Fasol. The Blue Laser Diode, Springer, 2000.

[2] О. И. Хрыкин, А. В. Бутин, Д. М. Гапонова, В. М. Данильцев, М. Н. Дроздов, Ю. Н. Дроздов, А. В. Мурель В. И. Шашкин. ФТП, 39, в.1, 21 (2005).

[3] Ю. Н. Дроздов, Н. В. Востоков, Д. М. Гапонова, В. М. Данильцев, М. Н. Дроздов, О. И. Хрыкин, А. С. Филимонов, В. И. Шашкин. ФТП, 39, в.1, с.5 (2005).

[4] O. Ambacher, M. Eickhoff, A. Link, et. al. Phys. stat. sol. (c) 0, No. 6, 1878–1907 (2003).

Исследование вольт-фарадных характеристик двумерных структур при переходе к неоднородному распределению электронного газа

А.А. Шерстобитов¹, Г.М. Миньков¹, А.В. Германенко², О.Э. Рут²,
Б.Н. Звонков³

¹ ИФМ УрО РАН, 620219, ГСП- 170, Екатеринбург, Софьи Ковалевской 18.

² НИИ ФПМ, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр.Ленина 51.

³ НИИ ФТИ, НГУ им. Н.И Лобачевского. 603600 Нижний Новгород.

Слабое экранирование полей дефектов двумерным электронным газом приводит к тому, что реальные двумерные системы должны быть сильно неоднородными при малой концентрации носителей тока [1]. Это утверждение подтверждается экспериментально с помощью сканирующих методов с нанометровым разрешением [2]. Эти неоднородности могут быть важны при переходе от слабой к сильной локализации в двумерных системах [3]. Поэтому необходим простой метод анализа однородности двумерного электронного газа.

Одним из возможных методов анализа однородности двумерного электронного газа является измерение ёмкости между электронным газом и полевым электродом. В работе [1] показано, что измеряемая ёмкость должна резко падать, когда электронный газ становится неоднородным. Качественно понятно что когда электронный газ становится неоднородным одна из обкладок конденсатора становится дырявой, её площадь уменьшается и измеряемая ёмкость должна падать.

Исследовались структуры на GaAs с квантовой ямой InGaAs двух типов: с легирующей примесью (n-типа) в квантовой яме (4261) и с легирующей примесью в барьерах (Z93). Концентрация носителей при нулевом напряжении на полевым электроде составляла $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для структуры с легирующей ямой и $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для структуры с легирующими барьерами. Образцы имели форму холловских мостиков с шириной 0.5мм и расстоянием между потенциальными контактами 1мм. Длина затвора (Al) составляла 0.8мм. Контакт к 2D газу осуществлялся через соединенные вместе токовые и потенциальные контакты. Измерялась ёмкость между двумерным газом и полевым электродом на переменном токе от 15.6 Гц до 1000 Гц в зависимости от постоянного запирающего напряжения на полевым электроде. Одновременно, без отогрева образца, на постоянном токе измерялась зависимость проводимости σ двумерного электронного газа от напряжения на полевым электроде.

Зависимости ёмкости от проводимости двумерного электронного газа для исследованных структур приведены на рисунках 1,2. Видно, что при проводимости больше $0.1 G_0$ ($G_0 =$

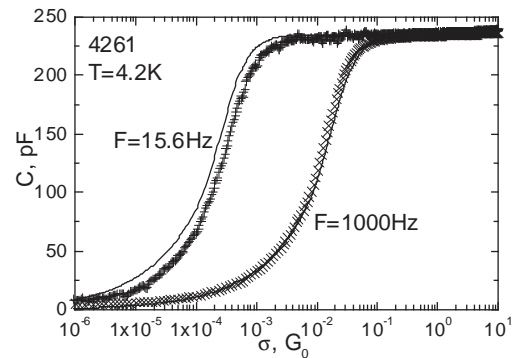


Рисунок 1. Зависимость ёмкости между двумерным электронным газом и затвором от проводимости двумерного электронного газа для образца 4261, сплошные кривые – теоретическая зависимость.

$e^2/2 \cdot \pi^2 \cdot h = 1.23 \cdot 10^{-5} \text{ Ohm}^{-1}$) в обоих образцах ёмкость слабо зависит от проводимости. При понижении проводимости наблюдается падение измеряемой ёмкости. При этом чем выше частота, на которой проводятся измерения, тем при большей проводимости наблюдается падение ёмкости.

Слабая зависимость ёмкости от проводимости

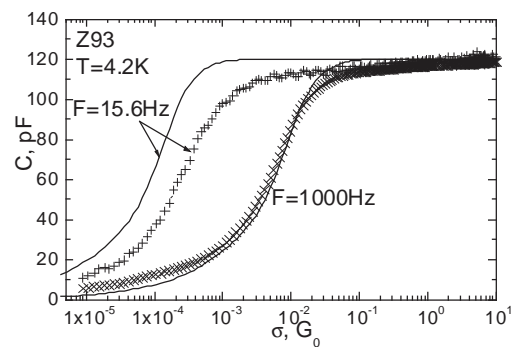


Рис. 2. Зависимость ёмкости между двумерным электронным газом и затвором от проводимости двумерного электронного газа для образца Z93, сплошные кривые – теоретическая зависимость.

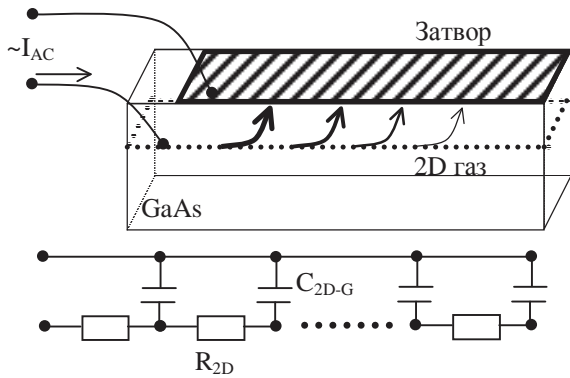


Рис. 3. Схема подключения образца к измерителю ёмкости (вверху). Эквивалентная схема образца (внизу). I_{AC} – переменный ток, которым измеряется ёмкость, C_{2D-G} элемент ёмкости между 2D газом и затвором образца, R_{2D} сопротивление элемента образца.

сти при большой проводимости может быть связана с ёмкостью квантовой ямы [4] и в данной работе не обсуждается.

Рассмотрим причины падения ёмкости при проводимости меньше $0.1 G_0$. Может показаться что это переход к сильно неоднородному случаю, когда двумерный электронный газ становится дырявым. Однако, если рассмотреть эквивалентную схему образца (рисунок 3), становится понятно, что к падению измеряемой ёмкости может привести увеличение сопротивления двумерного электронного газа. Действительно, когда сопротивление электронного газа становится очень большим распределение тока становится неоднородным - весь ток протекает через узкую область вблизи контакта к двумерному электронному газу. Площадь этой области заметно меньше площади образца. В результате измеряемая ёмкость падает. Описать это падение можно с помощью теории цепей с распределёнными параметрами. В соответствии с этой теорией импеданс системы двумерный электронный газ-затвор должен иметь следующий вид:

$$Z(f, r, c, l) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{-2ir}{\pi fc}} \times \frac{\exp(\sqrt{2ir\pi fc} l) + \exp(-\sqrt{2ir\pi fc} l)}{\exp(\sqrt{2ir\pi fc} l) - \exp(-\sqrt{2ir\pi fc} l)}$$

где f частота переменного тока, r и c - сопротивление и ёмкость на единицу длины образца, l - длина образца. Зависимости ёмкостной составляющей этого импеданса от проводимости приведены на рисунках 1 и 2 сплошными кривыми.

Рассмотрим сначала зависимости для образца 4261. Видно, что при частоте 1кГц теория замечательно описывает экспериментальные данные. В этом нет ничего удивительного, поскольку на частоте 1кГц падение измеряемой ёмкости происходит при большой проводимости, при

которой образец достаточно однороден. Такое хорошее согласие теории с экспериментом подтверждает правильность использованной модели.

При частоте 15.6 Гц экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией. Значит до проводимости порядка $10^{-4} G_0$, при которой еще измеряется ёмкость, распределение электронной плотности остается однородным. Для исследования однородности распределения электронного газа в этом образце при меньших проводимостях необходимо проводить измерения на более низкой частоте.

На образце Z93 на частоте 1кГц наблюдается аналогичное согласие теории и эксперимента. Однако, на частоте 15.6 Гц наблюдается заметное расхождение: теория предсказывает падение ёмкости почти на порядок ниже по проводимости чем наблюдается в эксперименте. Значит при проводимости порядка $10^{-3} G_0$ в этом образце распределение электронной плотности стало сильно неоднородным.

Такой результат не удивителен. В образце Z93 легирующая примесь помещена в барьеры поэтому подвижность в нём почти на порядок больше чем в 4261, и та же проводимость наблюдается при заметно меньшей концентрации электронов. Это и приводит к тому, что при тех же проводимостях мы имеем заметно меньший уровень Ферми, а значит большее влияние неоднородностей, и как следствие - неоднородное распределение электронного газа.

Таким образом, показано, что анализ вольт-фарадных характеристик позволяет определить условия при которых двумерная система становится сильно неоднородной, однако при анализе вольт-фарадных характеристик необходимо учитывать последовательное сопротивление электронного газа.

Работа поддержана грантами РФФИ 06-02-16292, CRDF (ЕК-005-X1), Y3-P-05-16 и грантом Президента РФ для молодых кандидатов наук.

- [1] Michael M. Fogler, Phys. Rev. B **69**, 121409(R)
- [2] G. Eytan, Y. Yayan, M. Rappaport, H. Shtrikman, and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **81**, 1666 (1998), M. Morgenstern, Chr. Wittneven, R. Dombrowski, and R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett. **84**, 5588 (2000)
- [3] G.M. Minkov, A.A. Sherstobitov, O.E. Rut and A.V. Germanenko, Physica E. **25**, 42 (2004), G. M. Minkov, A. V. Germanenko, and I. V. Gornyi Phys. Rev. B **70**, 245423 (2004), G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, and B. N. Zvonkov, Phys. Rev. B **67**, 205306 (2003).
- [4] G. Allison, E. A. Galaktionov, A. K. Savchenko, S. S. Safonov, M. M. Fogler, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **96**, 216407 (2006)

Механизм переноса энергии возбуждения в SiO₂ с нанокристаллами кремния

И.Н.Яссиевич

Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: irina.yassievich@mail.ioffe.ru

Диоксид кремния с ионами эрбия и нанокристаллами Si (n-Si) активно изучается в настоящее время как перспективный материал для волоконной оптики, так как в нем возможно эффективное нерезонансное возбуждение люминесценции эрбия с длиной волны 1,5 мкм [1]. При фотовозбуждении свет поглощается нанокристаллами кремния преимущественно в результате межзонных переходов, а затем, за счет оже-процессов, происходит возбуждение ионов Er. Было показано, что такой нерезонансный процесс возбуждения ионов Er характеризуется сечением возбуждения $\sigma \approx 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2$, на три порядка превышающим сечение прямого резонансного фотовозбуждения Er³⁺ в SiO₂ [2]. Однако, оказалось, что только малая часть ионов эрбия (порядка нескольких процентов) может быть возбуждена в таком материале [3]. Вопрос о потери оптической активности большей части ионов Er представлял загадку и широко обсуждался.

Для решения этой проблемы было проведено исследование методом спектроскопии высокого разрешения спектров фотолюминесценции SiO₂:Er с нанокристаллами кремния в ближнем инфракрасном диапазоне в широком интервале времен, начиная от наносекундного. Было установлено, что большая часть эрбия (около 50%) возбуждается очень быстро при нерезонансной накачке и светит эффективно в интервале времен 10⁻⁷ после окончания импульса возбуждения [4]. Результаты этого исследования будут представлены в докладе.

В рамках метода эффективной массы построена теория, позволяющая вычислять уровни энергии и волновые функции электронов и дырок, локализованных в сферических кремниевых квантово-размерных ямах с конечными барьерами, с учетом сильной анизотропии зоны проводимости и сложной структуры валентной зоны [5]. На рис.1 -2 представлены результаты вычисления уровней энергии размерного квантования для электронов и дырок для случая нанокристалла кремния в SiO₂. На рис. 3 представлен вычисленный экситонный уровень с учетом кулоновского взаимодействия, при этом учтены эффекты поляризации на границе раздела, вызванные разницей в диэлектрических константах Si и

SiO₂, и приведены экспериментальные результаты.

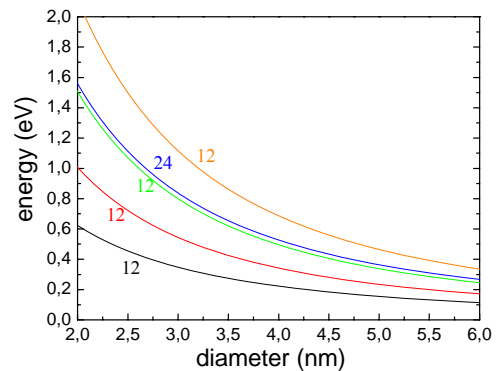


Рис. 1 Уровни энергии электронов, отсчитанные от края зоны проводимости объемного Si. Числа над линиями указывают степень вырождения.

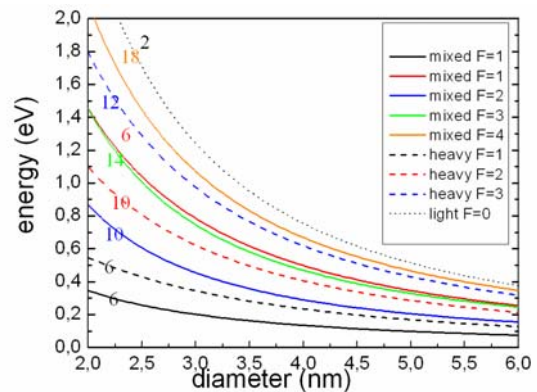


Рис. 2 Уровни энергии дырок, отсчитанные от края валентной зоны. Числа над линиями указывают степень вырождения.

На основе полученных экспериментальных и теоретических результатов выявлен механизм передачи энергии, ответственный за генерацию света. Рассмотрены излучательные и безызлучательные каналы и проведено вычисление их скорости. Результаты моделирования времени излучательной рекомбинации локализованной электрон-дырочной пары (прямой и с испусканием оптического фонона) демонстрирует рис.4.

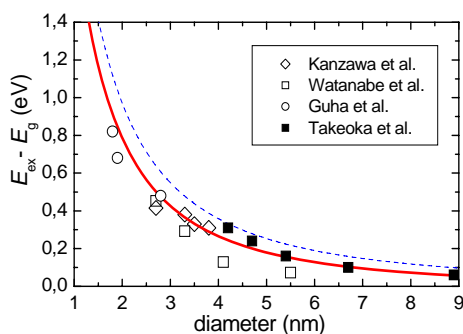


Рис. 3 Зависимость энергии рекомбинации электрон-дырочной пары в основном состоянии с учётом кулоновского взаимодействия (сплошная линия) и без (пунктир).

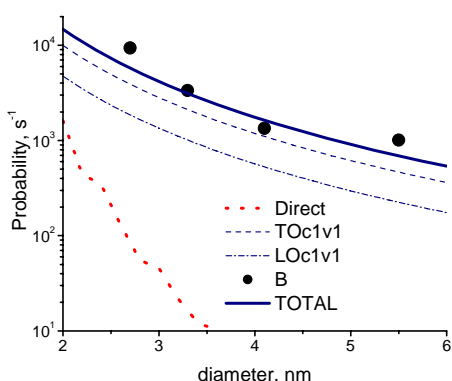


Рис. 4 Вероятности излучательной рекомбинации электрон-дырочной пары в основном состоянии: с излучением поперечного и продольного оптического фонона, сплошная линия – их суммарная вероятность, точки – эксперимент; нижняя линия из точек – вероятность прямой излучательной рекомбинации (без испускания фонона).

Проведено изучение механизма оже-возбуждения ионов эрбия в матрице SiO_2 с нанокристаллами Si. Было показано, что возбуждение люминесценции эрбия с длиной волны 1.5 мкм за счет электронно-дырочных пар, локализованных в нанокристалле, идет в два этапа: возбуждение иона эрбия во второе или третье возбужденное состояние, а затем его безызлучательная релаксация в первое возбужденное состояние, из которого и происходит оптический переход. Такой двухступенчатый процесс характеризуется временем возбуждения порядка микросекунд.

Прямое оже-возбуждение в первое возбужденное состояние происходит за счет внутризонных переходов между уровнями размерного квантования в нанокристалле. Такие процессы характеризуются временем наносекундного диапазона и эффективны в квантовых точках с диаметром меньше 3 нм, где большое энергетическое расстояние между

уровнями размерного квантования замедляет процессы энергетической релаксации локализованных горячих (в возбужденных состояниях) носителей.

- [1] D.Pacifici et al. Phys.Rev.B, **67**, 245301 (2003).
- [2] A.I.Kenyon et al J.Appl.Phys., **91**, 367 (2002).
- [3] M.Wojdak et al., Phys.Rev.B, **69**, 233315 {2004}.
- [4] I.Izeddin, T.Gregorkiewicz, A.S.Moskalenko, I.N.Yassievich, M.Fujii Phys.Rev.Lett., **97**, 207401 (2006).
- [5] A.S.Moskalenko, J.Berakdar, A.A.Prokofiev, I.N.Yassievich. Phys.Rev.B (presented).

Аберрации многослойных рентгеновских уголкового типа отражателей эллиптического типа

А. Д. Ахсахалян, В. А. Муравьёв, Н. Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

Телефон: +7(8312) 385313, факс: +7(8312)385553, e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

Для фокусировки жёсткого монохроматического рентгеновского излучения применяются многослойные зеркала скользящего падения, в том числе и *уголковые отражатели* (УО), состоящие из пары эллиптических зеркал цилиндрической формы (рис. 1) [1, 2]. Исследование аберраций УО – цель настоящей работы.

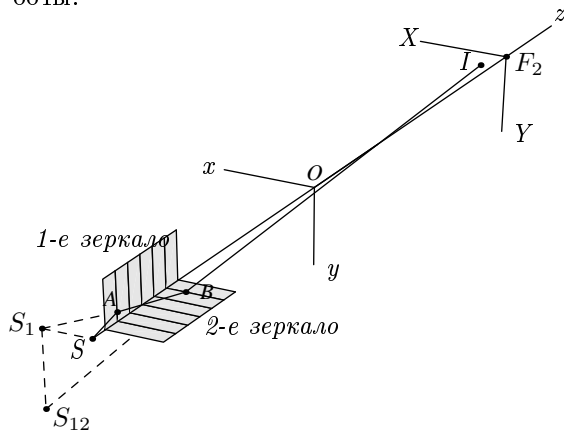


Рис. 1: Схема УО и ход одного из лучей в ней. Здесь: S – точечный источник, расположенный в фокальной плоскости УО, A и B – точки отражения луча от зеркал, S_1 – мнимое изображение источника, создаваемое элементом первого зеркала, S_{12} – изображение точки S_1 , создаваемое вторым зеркалом, I – точка пересечения луча с плоскостью изображения (ПИ).

Ход луча, испущенного источником S и испытавшего два последовательных отражения по схеме I (Зерк. 1 – Зерк. 2), определяется так:

1. Находим изображение $S_1(z)$ источника S в первом зеркале.
2. Отыскиваем изображение S_{12} точки S_1 во втором зеркале
3. Через S_1 и A проводим прямую до пересечения со вторым зеркалом и определяем точку B , где луч отражается второй раз.
4. Проводим прямую $S_{12}B$ до пересечения с плоскостью изображения (ПИ).

Следуя этому алгоритму можно рассчитать в ПИ форму аберрационного пятна (АП), создаваемого точечным источником. Оно имеет вид *криволинейного треугольника*. Форма пятна зависит от длины УО, его расположения относительно источника и от отношения полуосей эллипса $k = b/a$.

При отражении пучка по схеме II (Зерк. 2 –

Зерк. 1) в ПИ формируется ещё одно АП. Оба пятна располагаются симметрично по отношению к биссектрисе угла между образующими зеркал. Такое *расщепление* изображения обусловлено симметрией УО и является одной из причин его аберраций. Другая причина в том, что даже точечный источник отображается в ПИ в виде АП конечных размеров из-за конечной длины отражателя [3].

Если длина УО $\mathcal{L} \rightarrow 0$, то возникают аберрации только первого типа (рис. 2). Коэффициент аберрации расщепления Π_1 будем характеризовать отношением расстояния между центрами окружностей в ПИ ($\Lambda = C_1C_2$) к их диаметру: $\Pi_1 = \Lambda/D$. Такое определение означает, что в случае $\Pi_1 \geq 1$ АП распадается на два изолированных.

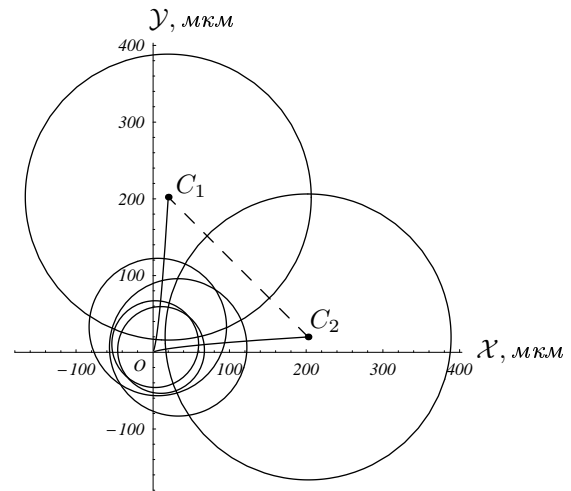


Рис. 2: Фигуры пар АП бесконечно короткого УО. Расчёт проделан для случая $a = 250$ м.м., $k = 0.01$, $r = 10$ м.к.м.; координаты УО: $Z = -225, -200, -187.5$ м.м. Кривые OC_1 и OC_2 соответствуют множествам пар точек изображения точечного источника, расположенного в фокусе F_1 .

Выражение для Π_1 имеет вид

$$\Pi_1 \approx -2\sqrt{2}k^3 z/r (1 - z^2)^{3/2}.$$

Видно, что Π_1 возрастает при уменьшении радиуса источника r и уменьшается по мере удаления УО (рис. 2).

Аберрации второго типа обусловлены конечной длиной УО. Пусть источник имеет форму

диска радиуса r . Рассмотрим совокупность точечных источников, лежащих на его периферии. При изменении полярного угла источника ϕ от 0 до 2π соответствующие точки изображения описывают в ПИ три кривые, показанные на рис. 3. Схематически изображены несколько треугольных АП для разных значений φ . При непрерывном изменении φ они заполняют область в виде кольца переменной ширины.

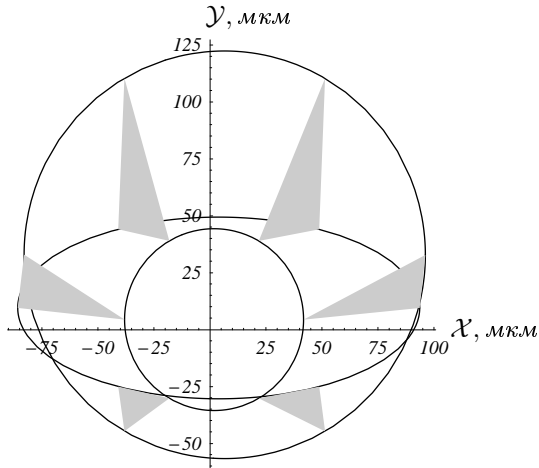


Рис. 3: Изображение *кольцевого* источника в УО конечной длины при отражении пучка по схеме I. Внешняя окружность формируется при отражении лучей от ближней к источнику точки ребра уголка, внутренняя – при отражении лучей от дальней точки ребра. Расчёт проделан при тех же параметрах отражателя, что и на рис. 2. Границы УО: $Z_1 = -200$ м.м., $Z_2 = -150$ м.м.

Отношение характерной ширины кольца $\Delta D = D_1 - D_2$ к среднему диаметру изображения $D_c = (D_1 + D_2)/2$ является мерой искажений изображения вблизи его границы. Искажения состоят в том, что в зоне ΔD интенсивность засветки монотонно падает, а в области $D \leq D_2$ она распределена квазиоднородно. Это отношение определяет второй коэффициент абберации:

$$P_2 = \frac{\Delta D}{D_c} \approx \left(\frac{1 + Z_c}{1 - Z_c} \right) \cdot \frac{2L}{(1 + Z_c)^2 - L^2/4},$$

где $Z_c = (Z_1 + Z_2)/2$ – центр УО, $L = Z_2 - Z_1$ – его длина; $Z_{1,2}$ – координаты границ УО (эти величины выражены в единицах большой полуоси эллипса a).

При заданном значении Π длина УО и отношение $k = b/a$ зависят от положения его центра ($z \equiv Z_c$) и определяются по формулам:

$$L = 4[(1+z)/(1-z)] \cdot (\sqrt{1/\Pi^2 + (1-z)^2/4} - 1/\Pi),$$

$$k = \sqrt{1 - z^2} \cdot \sqrt[3]{-\Pi r / 2\sqrt{2} z}.$$

Практическое значение этих соотношений состоит в том, что они позволяют при заданных коэффициентах увеличения Γ и абберации Π спроектировать УО, обеспечивающий в ПИ разрешение источника, с характерным размером

$\sim r$. Нужно только подставить в эти формулы: $z(\Gamma) = (1 - \Gamma)/(1 + \Gamma)$.

Исследуем процедуру проектирования УО с энергетической точки зрения. В работе [4] было показано, что выходная мощность УО: $P = (\Omega R)^2$, где $R = R_0 \exp\left(-\frac{k^2 \varepsilon^2}{1 - z^2}\right)$ – коэффициент отражения, Ω угол, под которым видно зеркало из фокуса F_1 . В случае короткого отражателя ($L \ll 1$) максимальная светосила УО достигается при $k_{opt} = (1/\varepsilon)\sqrt{(1 - z^2)/2}$, где $\varepsilon = 4\pi\sigma/\lambda$, σ – микрошероховатость поверхности зеркал, λ – длина волны. Подставляя k_{opt} в выражение для Π_1 , получаем $r_{opt} = -z/(\Pi \varepsilon^3)$.

Поведение важнейших параметров УО иллюстрируют рис. 4, 5.

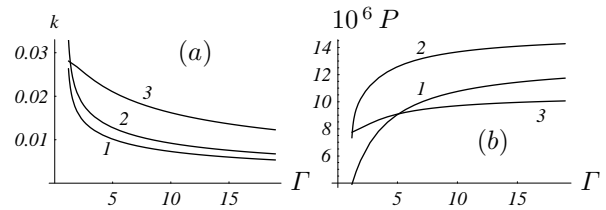


Рис. 4: Зависимости отношения полуосей эллипса $k = b/a$ и относительной выходной мощности P от коэффициента увеличения Γ . Кривые 1, 2 на рис. (a), (b) рассчитаны для источников в виде дисков радиуса $r = 4$ и 8 м.м. при $\Pi = 0.3$. Кривые 3 описывает поведение k_{opt} и $P_{max}/2$ при $\varepsilon = 25$.

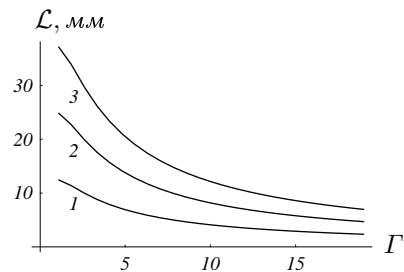


Рис. 5: Зависимость длины УО от коэффициента увеличения Γ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют $\Pi = 0.1, 0.2, 0.3$.

Заметим в заключение, что абберацию расщепления можно устранить, если перекрыть половину входного зрачка УО диафрагмой, граница которой совпадает с биссектрисой угла между образующими зеркал. При этом, конечно, теряется половина мощности.

[1] Gutman, G., Jiang, L., Verman, B., US Patent US006041099A.(2000).

[2] Akhsakhalyan, A.A., Akhsakhalyan, A.D., Kharitonov, A.I. et al., Central European Journal of Physics, 3(2), 163 (2005).

[3] Ахсахалян, А.Д., Муравьев, В.А., Салащенко Н.Н., Матер. Симп. "Нанозифика и наноэлектроника". Нижний Новгород, 25-29 марта 2005 г., 516.

[4] Ахсахалян, А.Д., Клюенков, Е.Б., Муравьев, В.А., Салащенко Н.Н., Поверхность, 2, 28 (2005).

Оптимизация отражательных характеристик трехкомпонентных зеркал

М.М. Барышева, В.Н. Полковников, А.М. Сатанин
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия, ГСП-105
e-mail: maria@ipm.sci-nnov.ru

Многослойные периодические структуры (МС), образованные послойным напылением веществ двух типов, традиционно используются в качестве рентгеновских зеркал [1]. Как известно, для применений в фокусирующих устройствах EVU-литографии, необходимо изготавливать зеркала с максимальным пиковым коэффициентом отражения в области углов нормального падения. С этой целью рассчитаны оптимальные параметры МС, для бинарных систем созданы обширные таблицы пар материалов [2]. Вместе с тем, неизбежные технологические несовершенства (шероховатости, межслоевая диффузия, отличие плотностей пленок от табличных значений) приводят к значительному отличию коэффициентов отражения реальных зеркал от расчетного значения. Так, Mo/Si зеркала нормального падения имеют коэффициент отражения $R = 67\%$ ($\lambda = 135\text{\AA}$) при теоретическом пределе 75% .

В данной работе обсуждается возможность увеличения коэффициента отражения Mo/Si зеркал за счет добавления в период третьего вещества (такие МС будем называть тринарными). Третьей компонента оказывает двойное влияние на отражающие способности МС. Во-первых, использование в качестве прослойки химически неактивных веществ позволяет подавить процессы межслоевой диффузии и образования в переходных областях соединений MoSi_x . Во-вторых, барьер также оказывает и «оптическое» влияние, отражая и поглощая рентгеновское излучение. Ниже будет показано, что в обоих случаях выбор оптимальных параметров барьерного слоя позволяет добиться увеличения отражения по сравнению с бинарной МС.

Все расчеты производятся для Mo/Si зеркала, составленного из $N = 100$ периодов $d = 69\text{\AA}$, с долей Mo $h_{\text{Mo}}/d = 0.4$, длина волны $\lambda = 135\text{\AA}$. Метод расчета численный, основан на рекуррентных уравнениях Паррата [1].

Известно, что толщины переходных слоев при напылении Mo на Si и Si на Mo различны: согласно [3], они составляют $5\text{-}6\text{\AA}$ и $10\text{-}12\text{\AA}$. Соответственно, нанесение антидиффузионных слоев на эти границы окажет разное влияние. Исследования серии Mo/Si/V₄C и Mo/V₄C/Si зеркал [4] с толщинами барьера от 3\AA до 7.5\AA , продемонстрировали увеличение коэффициента отражения до 68.5% при напылении $h_{\text{Buf}} = 3\text{\AA}$ прослойки в Mo/V₄C/Si-структуре. Дальнейшее увеличение толщины барьера ухудшало коэффициент отражения в силу увеличения погло-

щения излучения в слое V₄C. Напыление барьера на другую границу не приводило к увеличению R.

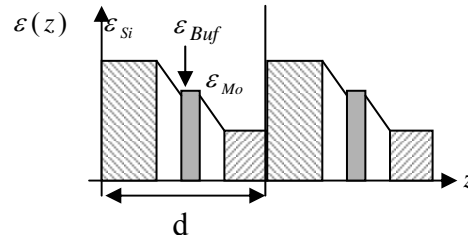


Рис. 1. Диэлектрическая проницаемость модельной тринарной среды.

Наличие максимума $R(h_{\text{Buf}})$ может быть объяснено с использованием следующей простой модели. Профиль диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$ в переходной области аппроксимируем линейной функцией, причем учтем только большую из них (Mo на Si). В отсутствие буферного слоя ее ширина области составит $D = D_0 = 12\text{\AA}$ [3]. Модельный профиль $\varepsilon(z)$ для МС с буферным слоем приведен на рис. 1.

Добавление буферного слоя V₄C толщиной h_{B} производим при сохранении неизменными величин d и h_{Mo} . Введение антидиффузионного слоя уменьшает величину D , однако на настоящий момент достоверные сведения о виде $D(h_{\text{B}})$ отсутствуют. Рассмотрим следующие простые случаи:

$$D(h_{\text{B}}) = -Kh_{\text{B}} + D_0 \quad (1a)$$

$$D(h_{\text{B}}) = D_0 \exp(-Kh_{\text{B}} / D_0) \quad (1b)$$

В обоих случаях $D(0) = D_0$ и спадает до нуля при увеличении h_{B} со скоростью, определяемой K.

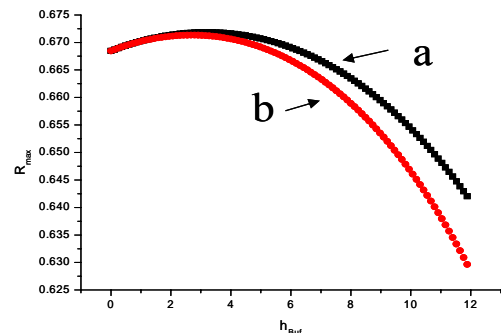


Рис. 2. Коэффициент отражения Mo/V₄C/Si в зависимости от толщины барьера; шероховатость 5\AA , плотность Mo 70% от табличной; $K = 1$.

Результаты расчета коэффициента отражения, приведенные на рис. 2 для случаев (1a) и (1b), демонстрируют наличие максимума от толщины антидиффузионной прослойки. При этом положение максимума и его высота определяются видом зависимости $D(h_B)$ и коэффициентом K .

II. Обсудим теперь возможность увеличения коэффициента отражения в тринарной системе за счет «оптических» эффектов. Заметим, что их принципиальное отличие от бинарных МС состоит в невозможности выделения четной элементарной ячейки, соответственно, в разложении $\epsilon(z)$ в ряд Фурье неминуемо присутствуют и \cos -, и \sin -слагаемые, что, в свою очередь, эквивалентно появлению фазового сдвига между действительными и мнимыми компонентами диэлектрической проницаемости. Выгодность такого смещения очевидна, поскольку при соответствующем подборе параметров позволяет добиться, чтобы максимум поглощения попадал в нули отражения.

В качестве примера рассчитаем зависимость нормального коэффициента отражения для Mo/Ru/Si и Ru/Mo/Si-структур в зависимости от долей Mo и Ru в периоде. Результаты приведены на рис. 3,4.

Можно видеть, что в Ru/Mo/Si-структуре добавление Ru только уменьшает коэффициент отражения, однако, на оси $h_{Mo} = 0$ есть локальный максимум, соответствующий Ru/Si зеркалу. Такая МС имеет большой скачок диэлектрической проницаемости на границе веществ по сравнению с Mo/Si-структурой, что должно увеличивать ее коэффициент отражения. Однако она и поглощает сильнее, поэтому в результате проигрывает ей. Для Mo/Ru/Si зеркала максимальный коэффициент отражения, равный 76.15% , достигается при толщинах слоев $h_{Si} = 0.62d$, $h_{Ru} = 0.16d$, $h_{Mo} = 0.22d$ за счет смещения сильно поглощающего слоя Ru в область узла волны. В абсолютных единицах выигрыш по сравнению с оптимальной Mo/Si-структурой невелик (1%), но важен для многозеркальных схем. В свою очередь нам представляется важным существование качественной возможности повышения коэффициента отражения за счет использования тринарных зеркал. В данный момент ведутся поиски веществ, использование которых позволит добиться более значительного увеличения коэффициента отражения Mo/Si-зеркал.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 05-02-17340 и 07-02-01132.

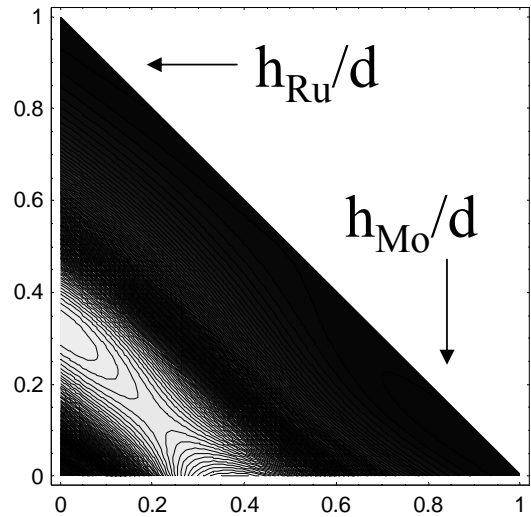


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения Ru/Mo/Si зеркала от долей Mo и Ru в периоде.

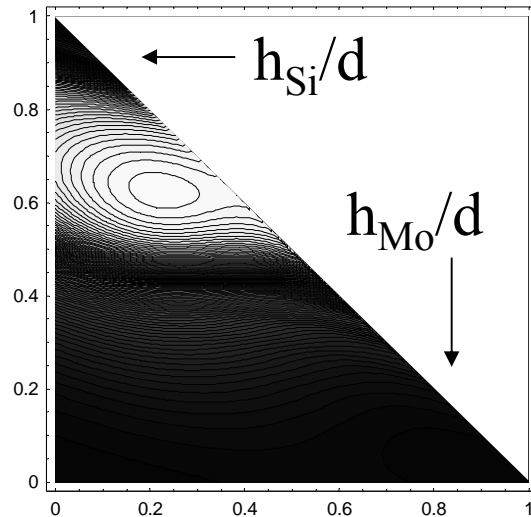


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения Mo/Ru/Si- зеркала от долей Mo и Si в периоде.

- [1] Виноградов, А.В. и др. Зеркальная рентгеновская оптика., Л. Машиностр. (1989).
- [2] Артюков, И.А., Зеленцов, В.В., Крымский, К.М., Таблицы пар материалов для использования в качестве компонентов многослойных рентгеновских зеркал, Москва (2000).
- [3] Braun, St., Foltyn, Th., Mai, H., Vakuuum in Forschung and Praxis, 15,76 (2003).
- [4] Зуев, С.Ю., Пестов, А.Е., Полковников, В.Н., Салащенко, Н.Н., Материалы X симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2, 391(2006).

Эволюция функции пространственной когерентности на пути “источник-объект-детектор”

В.А. Бушуев

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Ленинские горы, 119992 ГСП-2 Москва, Россия
e-mail: vabushuev@yandex.ru

Цель работы заключается в исследовании эволюции коррелятора электрического поля в рентгеновском диапазоне длин волн на пути “источник-объект-детектор”. Актуальность такого исследования связана с тем, что пространственное распределение интенсивности рентгеновского пучка в каждой точке указанного выше пути существенным образом зависит от размера источника, функции пространственной когерентности (ФПК) излучения источника, от расстояний от источника до объекта и от объекта до детектора (координатного или интегрального). Кроме того, специальным образом поставленные эксперименты позволят по измеряемой интенсивности определять когерентные свойства самого источника. В качестве “источника” нами рассматриваются рентгеновские трубки, источники синхротронного излучения (СИ), выходная щель после источника; излучение, отраженное кристаллами или зеркалами, на которые падает излучение, сформированное предыдущими элементами рентгеновской оптики. В качестве объектов рассматриваются коллимационные щели, кристаллы в схеме брэгговской дифракции, гладкие поверхности и многослойные структуры в схеме зеркального отражения, а также слабопоглощающие (фазовые) некристаллические объекты в схеме рентгеновского фазового контраста (осевая голография Габора).

Такая важная характеристика излучения, как коррелятор электрического поля, позволяет единым образом описывать не только интенсивность излучения, но и функцию пространственной когерентности этого излучения. В связи с достаточно большими расстояниями, характерными для экспериментов с использованием СИ, крайне важным является строгий учет изменения фазы волны и дифракционного расплывания пучка по мере его распространения в свободном пространстве от источника до объекта и затем до детектора. Большинство исследований, проводимых ранее, ограничивались рассмотрением частных и (или) предельных случаев: 1) приближение плоской или сферической волны, 2) приближение расходящегося когерентного или полностью некогерентного излучения. В реальной же ситуации излучение представляет собой, как правило, частично когерентный и ограниченный пучок.

Пусть в плоскости $z = 0$ в области Σ_0 задана монохроматическая волна $E_0(x) = A_0(x)\exp(ikz)$ с произвольной комплексной амплитудой $A_0(x) =$

$= |A_0(x)|\exp[i\varphi_0(x) + i\psi_0(x)]$, где $k = 2\pi/\lambda$, $\varphi_0(x)$ – регулярная фаза, $\psi_0(x)$ – случайная фаза, описывающая когерентные свойства поля. Требуется определить поле $A(x, z)$ и ФПК поля в произвольной точке (x, z) области Σ .

Произведем фурье-преобразование функции $A_0(x)$ и ограничимся рассмотрением параксиальной области (т.е. вблизи оси z при $k_x \ll k$) для пучка с узким угловым спектром $A_0(k_x)$. В итоге получим, что амплитуды поля в области наблюдения Σ и в области Σ_0 (“источник”) связаны следующим интегральным соотношением:

$$A(x, z) = \int G(x - \xi, z)A_0(\xi)d\xi, \quad (1)$$

где

$$G(x - \xi, z) = (i\lambda z)^{-1/2}\exp[i\pi(x - \xi)^2/\lambda z] \quad (2)$$

– пропегатор (функция Грина) свободного пространства.

Так как амплитуда $A_0(\xi)$ в (1) является случайной функцией, то будем рассматривать эволюцию квадратичного коррелятора поля

$$\Gamma(x, \rho, z) = |\langle A(x, z)A^*(x+\rho, z) \rangle| = \left| \iint G(x-\xi, z)G^*(x+\rho-\xi', z)\langle A_0(\xi)A_0^*(\xi') \rangle d\xi d\xi' \right| \quad (3)$$

в зависимости от расстояния z , пространственного распределения поля $|A_0(x)|$, фазы $\varphi_0(x)$ и степени пространственной когерентности источника. Усреднение в (3) проводится за достаточно большой промежуток времени и приводит к появлению в двойном интеграле ФПК источника $\gamma_0(\xi - \xi') = \langle \exp[i\psi_0(\xi) - i\psi_0(\xi')] \rangle$ с некоторой длиной пространственной когерентности ρ_0 .

Функция $\Gamma(x, 0, z)$ представляет собой интенсивность поля $I(x, z)$, а функция $\gamma(\rho) = \Gamma(x, \rho, z)/[I(x, z)I(x+\rho, z)]^{1/2}$ – ФПК в плоскости z .

В частном случае источника с гауссовым распределением поля $|A_0(x)| = \exp[-(x/r_0)^2]$, с квадратичным законом изменения фазы $\varphi_0(x) = \alpha_0(x/r_0)^2$ и ФПК $\gamma_0(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_0)^2]$ из (3) можно получить следующие удобные для анализа аналитические выражения для интенсивности поля $I(x, z_1)$, ФПК $\gamma_1(\rho, z_1)$ и регулярной фазы $\varphi_1(x, z_1) = \alpha_1(x/r_1)^2$ в любой плоскости $z = z_1$:

$$I(x, z_1) = (1/S_1^{1/2})\exp[-2(x/r_1)^2],$$

$$\gamma_1(\rho, z_1) = \exp[-(\rho/\rho_1)^2], \quad (4)$$

где ширина пучка $r_1 = r_0S_1^{1/2}$, длина когерентности $\rho_1 = \rho_0S_1^{1/2}$,

$$S_1(z_1) = (1 + \alpha_0 D_1)^2 + D_1^2 + 2D_1 W_1, \quad (5)$$

$$D_1 = \lambda z_1/\pi r_0^2, \quad W_1 = \lambda z_1/\pi \rho_0^2, \quad (6)$$

$$\alpha_1(z_1) = \alpha_0 + (1 + \alpha_0^2)D_1 + 2W_1. \quad (7)$$

Поперечный размер пучка r_1 и длина пространственной когерентности ρ_1 пропорциональны одному и тому же волновому параметру $S_1^{1/2}$, который возрастает с увеличением расстояния z_1 и параметра фазы α_0 , а также с уменьшением размера источника r_0 и длины когерентности ρ_0 в плоскости источника. Можно показать, что ширина углового спектра излучения равна

$$\Delta\vartheta_1 = (\lambda/\pi r_1)[1 + \alpha_1^2 + 2(r_1/\rho_1)^2]^{1/2} \quad (8)$$

и не зависит от расстояния z_1 от источника. Она определяется размером источника r_0 (дифракционная расходимость, как для плоской волны), параметром фазы α_0 , описывающим искривление волнового фронта, и отношением r_0/ρ_0 , определяющим степень нескоррелированности излучения различных точек источника.

Поместим теперь в плоскости z_1 некий объект, описываемый функцией $F(x)$, и будем вести регистрацию на расстоянии z_2 от объекта (рис. 1). Например, в случае щели с полушириной R функция $F(x) = 0$ при $|x| > R$ и $F(x) = 1$ при $|x| \leq R$. В случае фазового объекта в виде цилиндра или нити с радиусом R и декрементом преломления δ_1 функция $F(x) = \exp[-\Phi(x)]$, где $\Phi(|x| > R) = 0$ и $\Phi(|x| \leq R) = 2\delta_1 k(R^2 - x^2)^{1/2}$.

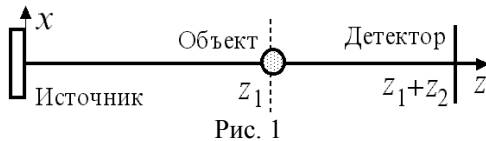


Рис. 1

В результате новую амплитуду поля $A_1(x) = A(x, z_1)F(x)$ в плоскости z_1 можно рассматривать как некий новый “источник” с точки зрения наблюдателя в плоскости $z_1 + z_2$ и опять воспользоваться формулой (3). В случае дифракционного или зеркального отражения связь между $A_1(x)$ и $A(x, z_1)$ имеет более сложный операторный вид: $A_1(x) = \int A(\xi, z_1)F(x-\xi)d\xi$, где функция Грина $F(\xi) = (1/2\pi) \int R(q)\exp(-q\xi)dq$ определяется как обратное фурье-преобразование амплитудного коэффициента отражения $R(q)$.

Таким образом, нами предложен единый модульный путь решения задачи, в котором отдельные модули (реальные источники рентгеновского излучения, щели, кристаллы, зеркала, фазовые объекты) описываются своими конкретными функциями влияния [1-4].

На примере объекта в виде нити проведен анализ влияния размера источника, длины когерентности и расстояний “источник-объект” и “объект-детектор” на форму и контраст голографического in-line изображения. Показано, как уменьшение длины когерентности источника снижает и сглаживает контраст изображения.

Получен следующий принципиально важный результат. Обычно для сопоставления расчетов с экспериментом осуществляют свертку интенсивности, вычисленной в приближении плоской волны, с аппаратной функцией, которой обычно

является угловой спектр интенсивности пучка, падающего на объект. Строго говоря, такая процедура справедлива только для полностью некогерентных спектрально-угловых компонент пучка. В общем же случае эти компоненты частично когерентны, что определяется величинами отношений r_0/ρ_0 и ρ_1/R . Поэтому для получения корректного результата необходимо проводить свертку коррелятора падающего регулярного поля с ФПК $\gamma_1(\rho)$.

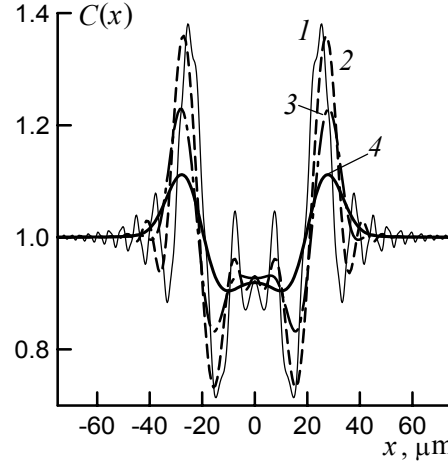


Рис. 2. Фазоконтрастные изображения нити при разных расстояниях z_1 (м): 10 – 2, 5 – 3, 1 – 4.

На рис. 2 представлены кривые контраста голографического изображения нити $C(x) = [I(x) - I_0(x)]/I_0^{\max} + 1$, где I_0 – интенсивность при отсутствии объекта, при различных расстояниях z_1 “источник-объект”. Параметры источника: $\lambda = 0.154$ нм, $r_0 = 50$ мкм, $\alpha_0 = 0$, $\rho_0 = 5$ мкм; радиус нити $R = 20$ мкм, $\delta_1 = 10^{-6}$; расстояние “объект-детектор” $z_2 = 1$ м. Кривая 1 рассчитана для полностью когерентной плоской волны. Видно, что с уменьшением расстояния z_1 от 10 м (кривая 2) до 1 м (кривая 4) контраст сглаживается и уменьшается. Подчеркнем специально, что для всех кривых 2-4 угловая расходимость пучка одна и та же: $\Delta\vartheta_0 = 2.87''$. Поэтому стандартная процедура свертки с аппаратной функцией должна была бы давать один и то же результат. Таким образом, поведение кривых $C(x)$ четко демонстрирует, что основная причина изменения контраста состоит в уменьшении длины пространственной когерентности ρ_1 на объекте (от $\rho_1 = 14.8$ мкм $\approx R$ для кривой 2 до $\rho_1 = 5.2$ мкм с уменьшением z_1 до 1 м).

Автор признателен И.В. Кожевникову за полезные обсуждения темы работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 05-02-16770, № 06-02-17249.

- [1] Бушуев В.А. Изв. РАН. Серия физич., **69**, 1710 (2005).
- [2] Бушуев В.А., Ингал В.Н., Беляевская Е.А. Кристаллография, **43**, 586 (1998).
- [3] Бушуев В.А., Орешко А.П. Изв. РАН. Серия физич., **68**, 550 (2004).
- [4] Бушуев В.А., Сергеев А.А. Поверхность, № 1, 52 (2003).

LIGA-методы создания металлических сеточных структур, предназначенных для частотной и пространственной селекции мощного излучения терагерцового лазера на свободных электронах

Б.Г.Гольденберг, В.С.Елисеев, В.И.Кондратьев, С.А.Кузнецов,
Г.Н.Кулипанов, Е.В.Петрова, В.Ф.Пиндюрин, В.М.Полик
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Успешная реализация научной программы Сибирского центра фотохимических исследований, действующего на базе наиболее мощного в мире Новосибирского терагерцового лазера на свободных электронах (НЛСЭ), требует применения в экспериментах на пользовательских станциях НЛСЭ различных квазиоптических элементов, предназначенных для пространственной и частотной селекции терагерцового излучения. К таким элементам относятся широкополосные делители мощности, поляризаторы, линзы Френеля, различные частотные фильтры и др. Наиболее адекватное решение задач селекции мощного излучения НЛСЭ, первые три гармоники генерации которого перекрывают диапазон частот $1.3 \div 7.5$ ТГц, состоит в использовании металлических сеточных структур (МСС), имеющих характерный период ячеек $10 \div 100$ мкм и толщину металлизации от десятка до сотен микрометров. Рис.1 иллюстрирует геометрию МСС различных типов.

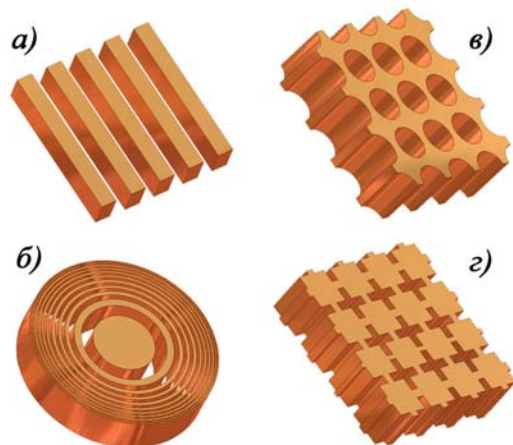


Рис.1. Примеры МСС различных типов: а) поляризатор (делитель мощности); б) линза Френеля; в) нерезонансный фильтр высоких частот; г) резонансный полосовой фильтр.

Важно отметить, что применение МСС с большой толщиной металлизации, указанной выше, является перспективным при работе именно на мощных пучках излучения, поскольку, в сравнении с тонкими структурами такие МСС имеют значительно более высокие теплопроводящие и прочностные характеристики, а в случае двумерной или псевдо-двумерной геометрии ячеек являются самонесущими (не требующими обязательного присутствия несущей

подложки, вносящей дополнительное поглощение). Кроме того, при толщине металлического слоя, сравнимого с длиной волны излучения, МСС проявляют свойства волноводных отсекающих фильтров, проявляющихся в эффективном подавлении длинноволновой компоненты излучения, что позволяет успешно применять такие МСС для фильтрации гармоник НЛСЭ. На Рис.2 приведен пример расчетной АЧХ медной МСС с ячейками в виде сквозных круглых отверстий (см. Рис.1.в), демонстрирующий увеличение эффективности отсечки низких частот с ростом толщины

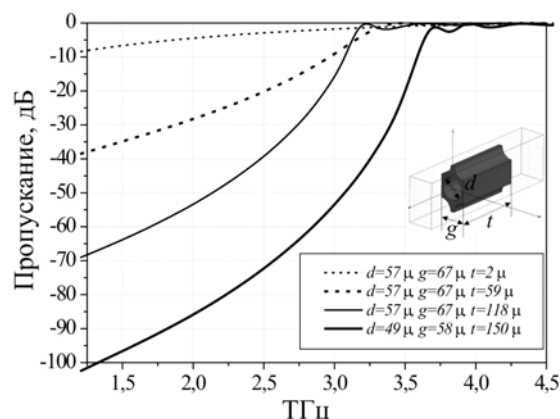


Рис.2. Расчетные АЧХ нерезонансного фильтра высоких частот при различной толщине металлизации МСС

металлизации структуры. Для МСС с резонансно-полосовыми АЧХ (Рис.1.г) задание необходимой толщины металлизации обеспечивает в дополнении к повышенному низкочастотному

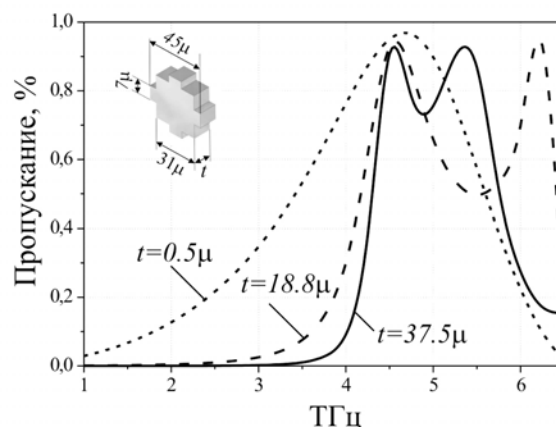


Рис.3. Расчетные АЧХ резонансного полосового фильтра при различной толщине металлизации МСС

подавлению улучшения селективности полосовой фильтрации излучения (см. Рис.3)

Отметим, что на настоящий момент в России, также как и в мире, отсутствуют отработанные технологии массового производства МСС, имеющих толщину металлизации, необходимую для решения указанных выше задач. Наилучшие перспективы по изготовлению «толстых» МСС демонстрирует LIGA-технология, развиваемая в Сибирском центре синхротронного излучения, основные технологические этапы которой заключаются в следующем.

На проводящей подложке посредством рентгеновской литографии на синхротронном излучении ВЭПП-3 и жидкостного травления формируется резистивная микроструктура высотой от нескольких десятков до сотни микрометров, выполняющая в дальнейшем роль маски при гальваническом осаждении меди. Медь предпочтительна для изготовления МСС в виду высокой проводимости.

Осаждение меди проводится на предварительно осажденный тонкий разделительный слой – рений. Вследствие пассивации поверхности рения адгезия медного слоя оказывается мала и после растворения резистивного рисунка возможно отделение от подложки медной сеточной структуры толщиной 30-100 мкм с минимальными размерами элементов рисунка 10мкм.

Рентгеновская литография с использованием СИ позволяет мультиплицировать рисунок шаблона для создания МСС большой площади за минимальное время, обеспечивая при этом однородное облучение по всей глубине толстого слоя резиста.

Ключевым моментом технологии является рентгеновский шаблон – рентгенопоглощающий рисунок МСС или фрагмента МСС на рентгенопрозрачной подложке.

Нами предложен метод изготовления рентгеношаблона основанный на прямом формировании в 20-30 мкм слое позитивного резиста SU-8 [1], нанесенного подложку из стеклоглерида, микроструктуры посредством облучения резиста УФ-излучением через фотошаблон (производства ИФП СО РАН, г. Новосибирск). Стеклоуглерод (производства НИИ Графит г.Москва) толщиной 500 мкм является рентгенпрозрачной подложкой шаблона, гальванически осажденный через резистивную маску 15 мкм слой золота формирует рентгеноконтрастный рисунок [2].

К настоящему времени нами отработаны основные технологические этапы, получен ряд тестовых образцов микроструктур из SU-8 на стеклоглеридных подложках с топологией МСС (рисунок 4), отрабатывается технология осаждения рентгеноконтрастного материала.

Получен образец свободно висящей сеточной структуры из меди толщиной 80 мкм (рисунок 5).

В ближайшее время будут изготовлены рентгеношаблоны сеточных микроструктур с рабочей площадью 1x1 см². Используя мультипликативную рентгенолитографию через эти шаблоны на станции LIGA ВЭПП-3 будут изготовлены МСС большей площади для практического применения на НЛСЭ.

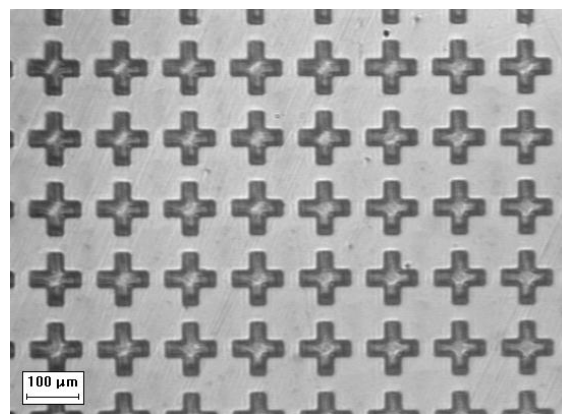


Рис.4 Фотография резистивной маски рентгеношаблона для нанесения рентгенопоглощающего покрытия - структура из SU-8 (высота 33 мкм) на стеклоглеридной подложке. Площадь структуры 1x1 см².

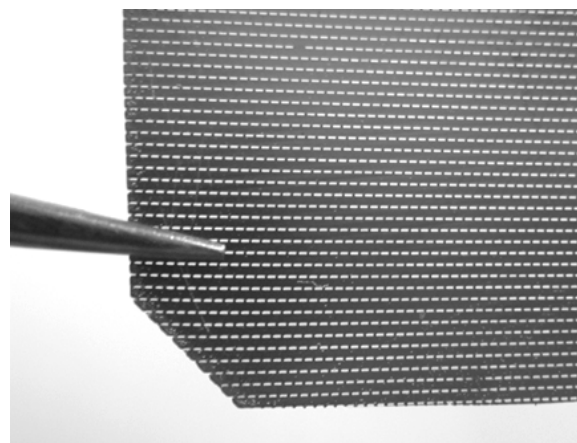


Рис.5. Отделенная от подложки свободно висящая сеточная структура из меди, толщина 80 мкм

Литература

- [1] Reznikova, E.F.; Mohr, J.; Hein, H. Deep photo-lithography characterization of SU-8 resist layers. // *Microsystems Technologies*, 11(2005) S.282-91
- [2] Е.В.Петрова, Б.Г.Гольденберг, В.И.Кондратьев и др. Создание рентгеношаблонов на толстой подложке для глубокой рентгеновской литографии // *Поверхность в печати*

Внеплоскостная скользящего падения многослойная решетка в качестве делителя пучка 1-Å лазера на свободных электронах

Л.И. Горай,^{1,2} J.F. Seely³

¹Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр.26, Санкт-Петербург, 190103, Россия

²I.I.G., Inc., USA

³Space Science Division, Naval Research Laboratory, Washington DC 20375, USA

e-mail: lig@skylink.spb.ru

Импульсы излучения, которые планируется получать от рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ), на много порядков ярче и на несколько порядков короче по величине тех, что могут быть получены на любых других источниках рентгеновского излучения в настоящее время и в ближайшем будущем. Эти уникальные характеристики позволят передвинуть границы науки в области обнаружения нового состояния вещества, отслеживания химических процессов и биологических реакций в реальном времени, определения химических и структурных свойств материалов в нано-масштабе и визуализации некристаллических биологических материалов с атомным разрешением. Сегодня мировое сообщество разрабатывает два проекта РЛСЭ для генерации жесткого излучения: LCLS в США и XFEL в Германии [1,2].

Для экспериментов с плазмой и атомной физикой на концевых станциях РЛСЭ наиболее требовательным оптическим элементом является, по-видимому, делитель пучка. Беспрецедентная яркость и короткость импульсов РЛСЭ дает уникальную возможность наблюдать за динамикой изменения больших групп атомов в системах конденсированного вещества в широком диапазоне масштабов времени, используя, например, рентгеновскую фотонную корреляционную спектроскопию. Она позволяет получать изображения спекл-распределений рассеяния с помощью разнообразных временных задержек, а изменения в спекл-распределениях, как функции от времени задержки, используются для изучения динамики образца. Следовательно, ключевым элементом этого прибора должно быть устройство для генерации повторяемых рентгеновских импульсов с точной временной задержкой, настраиваемой в широком диапазоне (рис.1).

Делитель пучка должен обеспечивать разделение первичного пучка на несколько вторичных с приблизительно одинаковой интенсивностью, которые с задержкой распространяются до камеры с объектом по различным траекториям. Для подобного разделения известны делители пучка на основе совершенных кристаллов. Линия деления/задержки может объединять до восьми кристаллов, обеспечивающих разницу времени

прохождения пути разделенными импульсами между 1 пс и 10 нс. Другими типовыми характеристиками импульсов РЛСЭ являются: длина волны ~1 Å, размер сфокусированного пятна ~10 мкм, длительность импульсов ~100 фс, частота импульсов 10 Гц и яркость в ~1.e10 раз больше, чем на существующих сегодня источниках рентгеновского излучения. Следовательно, для предохранения делителя пучка от разрушения, он должен изготавливаться на базе отражающей оптики скользящего падения с охлаждением. В представленной работе в качестве делителя пучка с высокой эффективностью предлагается использовать многослойную решетку, работающую в скользящей конической дифракции (рис.2).

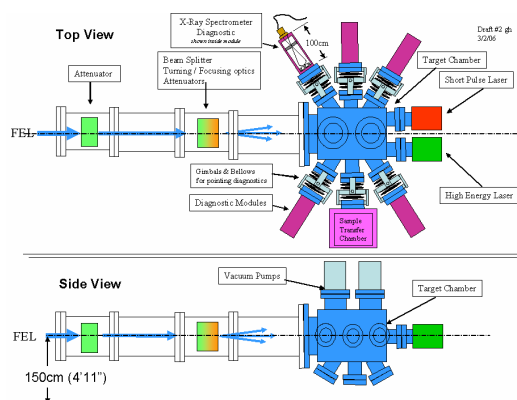


Рис.1. Концевая экспериментальная станция РЛСЭ LCLS в Стэнфорде (США).

Для анализа эффективности решетки, оптимизации параметров ее профиля и многослойного покрытия мы использовали коммерческую программу PCGrate@-SX v.6.1 [3]. Ранее этот код с успехом применялся для исследования эффективности золоченых решеток с различным профилем штрихов, в т.ч. с реальным (т.е. измеренным с помощью АСМ), предназначенных для работы во внеплоскостном решеточном спектрометре станции НАСА Constellation-X [4]. Программы PCGrate основаны на строгом методе граничных интегральных уравнений [5], позволяющем точно и эффективно рассчитывать рассеяние света на многослойных дифракционных структурах с любым профилем границ, в т.ч.

включающим шероховатости различных типов, в самом коротковолновом диапазоне [3].

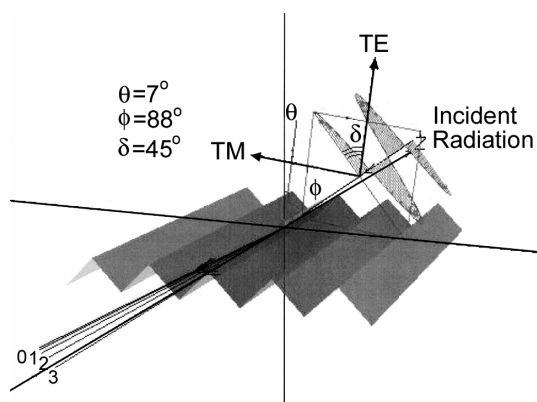


Рис.2. Схематическое изображение внеплоскостной решетки и скользящей конической дифракции.

Проведенное численное моделирование показывает, что решетки с периодами 100 нм и 200 нм, имеющие профиль штрихов близкий к ламельному и многослойное Ru/C покрытие могут одновременно обеспечить абсолютную эффективность ~23-27% в каждом из -1, 0 и +1 порядков при величинах интерфейсной шероховатости и/или интердиффузии в несколько ангстрем. Оптимизированное для длины волны 0.1 нм покрытие состоит из 100 пар слоев с постоянной многослойной структуры 2.8 нм и отношением толщины Ru к постоянной 0.4286. При использовании многослойного покрытия оптимальный азимутальный угол скольжения падающего излучения ϕ , дающий примерно равные эффективности, составляет довольно большое значение 1.04° (угол падения 88.96° на рис.3). Подобная оптимизация формы профиля штриха решетки и многослойного покрытия может быть проведена также для других длин волн рабочего диапазона. Решетки необходимой частоты и качества могут быть изготовлены в Si или SiC, например, на Carl Zeiss, Jobin Yvon, Spectrogon и т.д. Покрытия требуемого качества могут быть нанесены также в нескольких исследовательских лабораториях мира. Стойкое многослойное покрытие и плоская поверхность решетки для удобства репликации являются, по-видимому, дополнительными требованиями при работе с мощными импульсами рентгеновского излучения РЛСЭ.

Таким образом, использование в качестве делителя пучка для концевых экспериментальных станций РЛСЭ многослойной решетки, работающей в скользящей внеплоскостной схеме дифракции, может дать значительный выигрыш благодаря применению современной технологии изготовления дифракционных решеток, расчета их эффективности и напыления многослойных рентгеновских покрытий.

Один из авторов (Л.И.Г.) выражает благодарность за частичную поддержку работы грантом РФФИ.

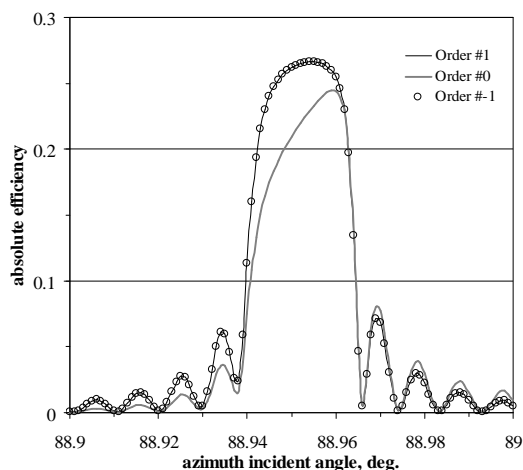


Рис.3. Абсолютная эффективность -1, 0 и +1 порядков многослойной 100 пар Ru/C 10000 штр./мм решетки с ламельным профилем штрихов и СКО шероховатости 0.2 нм, рассчитанная при падении излучения с длиной волны 0.1 нм под полярным углом 0° , как функция азимутального угла падения.

1. <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/>.
2. <http://www.xfel.net/en/index.html>.
3. <http://www.pcgrate.com/>.
4. J.F. Seely, L.I. Goray, B. Kjornrattanawanich, *et al.*, *Appl. Opt.*, **45** (8), 1 (2006).
5. L.I. Goray, J.F. Seely, and S.Yu. Sadov, *J. Appl. Phys.* **100**, 094901 (2006).

Нанофокусировка жесткого синхротронного излучения кремниевыми планарными параболическими линзами.

Григорьев М.В.¹, Снигирев А.², Снигирева И.², Юнкин В.А.¹,
Кузнецов С.М.¹, Ди Микиэль М.²

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (ИПТМ РАН),
Черноголовка, Россия

² European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), Grenoble, France.
e-mail: grimax@ipmt-hpm.ac.ru

Рентгеновская преломляющая оптика [1] за десятилетний срок своего развития стала неотъемлемой частью инструментального оснащения многих экспериментальных станций на новых источниках синхротронного излучения (СИ). Для изготовления преломляющей оптики наряду с традиционными методами механической обработки (сверление, прессование и др.) было предложено и реализовано использование современных технологий микроэлектроники и микросистем, включающих фотолитографию и глубокое плазменное травление [2-4]. Планарные параболические линзы, изготовленные такими методами, позволяют существенно расширить диапазон применения преломляющей оптики как по энергетическому спектру (до 100 кэВ и выше) так и по пространственному разрешению (до 100 нм и ниже). Недавно была продемонстрирована возможность получения пучков с размерами 50-100 нм в диапазоне энергии излучения до 20 кэВ [5]. В последнее время все больший интерес вызывает возможность фокусировки рентгеновского излучения с энергиями выше 20 кэВ.

В данной статье представлены последние разработки кремниевых планарных параболических линз, позволяющих получить нанофокусировку (размером 150 нм и меньше) синхротронного излучения в диапазоне энергий от 15 до 80 кэВ. Для проведения экспериментов были разработаны и изготовлены тестовые наборы планарных преломляющих линз на кремниевой пластине. Каждый набор состоял из десяти линз, рассчитанных на фокусное расстояние 10 см в диапазоне энергий от 10 до 55 кэВ с шагом 5 кэВ (Рис. 1а). Таким образом, при смене энергии нужно просто перемещать весь чип перпендикулярно оси пучка, чтобы получить фокусировку в той же точке пространства. Для компенсации ухода фокусного расстояния в зависимости от длины линзы [6], наряду с набором линз расположенных «лесенкой», был сформирован набор линз, взаимное расположение которых было рассчитано с учетом длины линзы и, таким образом, при его использовании отпадала необходимость подстройки чипа вдоль оптической оси после перехода с одной линзы на другую.

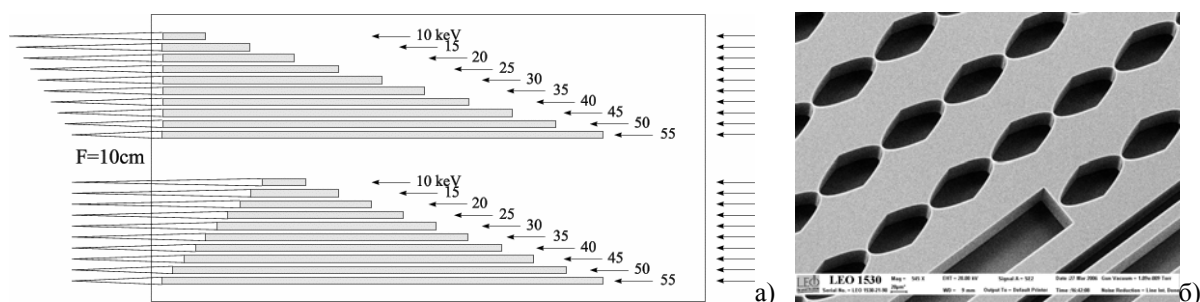


Рис. 1. Схематичное изображение чипа с набором линз (а) и РЭМ-снимок фрагмента набора линз (б).

Таблица 1. Расчетные параметры разработанных линз.

№ линзы	Энергия излучения, кэВ	Фокусное расстояние, мм	Глубина фокуса, мм	Число единичных линз	Общая длина линзы, мкм	Эффективная апертура, мкм
1	10	106,6	5,15	12	620	23,38
2	15	103,5	2,33	28	1436	27,58
3	20	99,3	1,3	52	2660	30,63
4	25	101,0	0,89	80	4088	33,71
5	30	100,5	0,65	116	5924	35,69
6	35	99,2	0,52	160	8168	36,78
7	40	99,7	0,43	208	10616	37,73
8	45	99,5	0,38	264	13472	38,06
9	50	100,1	0,34	324	16532	38,15
10	55	100,1	0,32	392	20000	37,84

Единичными оптическими элементами являлись параболические линзы длиной 50 мкм с апертурой 50 мкм и глубиной рельефа 60 мкм, из которых формировались составные линзы (Рис. 1б). Индивидуальные параметры изготовленных линз приведены в Таблице 1.

Экспериментальное тестирование созданных линз проводилось на источнике синхротронного излучения ESRF (Гренобль, Франция) на станциях VM05 (15-25 кэВ) и ID15 (50-80 кэВ).

Фокусировка рентгеновского излучения на станции VM05 осуществлялась в следующей экспериментальной схеме (Рис. 2). В качестве источника излучения служил поворотный магнит, где размер источника по вертикали составлял 80 мкм. Для монохроматизации излучения использовался двойной кристалл-

монохроматор в брэгговской геометрии. Расстояние от источника до линзы равнялось 55 м. Для определения размера фокусного пятна применялся метод ножевого скана, где в качестве ножа использовалась золотая проволока диаметром 200 мкм, за которой был установлен PIN-диод, регистрирующий проходящее излучение. В данном диапазоне энергий, функция пропускания золотой проволоки такого диаметра представляет собой с достаточной точностью ступенчатую функцию, что позволило пренебречь цилиндрической формой ножа при обработке результатов. При энергии синхротронного излучения 17,5 кэВ, фокусное расстояние линзы №5 составляло 34 мм. Измеренная полная ширина на полувысоте пика профиля фокусного пятна составила 140 нм (Рис. 3).

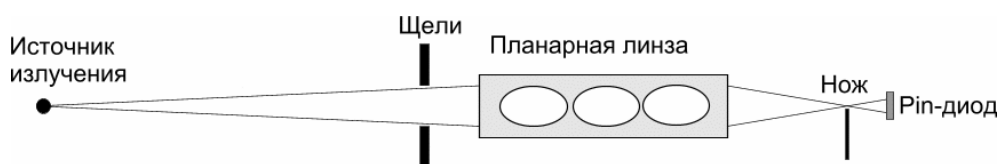


Рис. 2. Схема эксперимента по фокусировке синхротронного излучения.

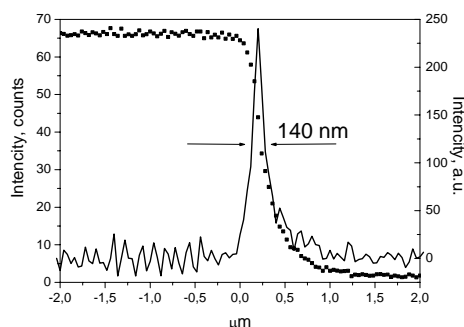


Рис. 3. Данные ножевого скана и профиль интенсивности фокусного пятна ($E=17,5$ кэВ).

На следующем этапе тестирования использовалось излучение виглера на станции ID15 в диапазоне энергий от 50 до 80 кэВ (схема эксперимента была аналогична описанной выше). Вертикальный размер источника в данном случае составлял 50 мкм. Расстояние от источника до линзы равнялось 65 м. Параметры фокусировки также определялись методом ножевого скана, но, во избежание влияния формы проволоки на результаты ножевого скана, в качестве ножа была использована золотая пластина толщиной 30 мкм с прямоугольным краем. При энергии 50 кэВ линза №9 формировала фокусное пятно на расстоянии 106,5 мм. Полная ширина на полувысоте пика профиля фокусного пятна составила 150 нм (Рис. 4).

Продемонстрированные в данной работе планарные параболические линзы позволяют формировать нанопучки СИ (размером порядка 150 нм) в широком диапазоне энергии – от 15 до 80 кэВ, что делает их привлекательными для

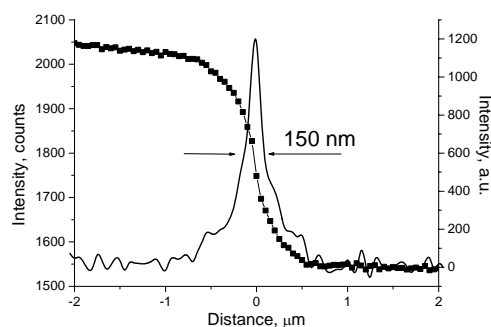


Рис. 4. Данные ножевого скана и профиль интенсивности фокусного пятна ($E=50$ кэВ).

применения в экспериментах по рентгено-флуоресцентному анализу, in-line голографии, микродифракции и др.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 07-02-00741, 06-02-16117, 05-02-16785, Гранта Президента РФ МК-7207.2006.2 и INTAS № 05-109-4444

[1] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva et al., *Nature* **384**, 49 (1996)
 [2] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, et al., *Applied Optics* **37**, 653, (1998)
 [3] V. Aristov, M. Grigoriev, S. Kuznetsov, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 4058 (2000)
 [4] I. Snigireva, V. Yunkin, S. Kuznetsov et al., *Proc. of SPIE*, **5195** (2003)
 [5] C. G. Schroer, O. Kurapova, J. Patommel et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 124103 (2005)
 [6] V. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev, *Optics Communications*, **216**, 247(2003)

Исследование пьезоэлектрического эффекта в кристалле танталата лития методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии

Д.В. Иржак, Д.В. Пунегов, Д.В. Рошупкин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская 6, г. Черноголовка, Россия
e-mail: irzhak@ipmt-hpm.ac.ru

Устройства, преобразующие механическую энергию в электрическую и наоборот, действуют на основе прямого или обратного пьезоэлектрического эффекта. В них широко используются такие традиционные материалы, как кварц, ниобат и танталат лития а так же другие материалы. Вместе с тем, даже для такого известного материала, как танталат лития, измеренные значения пьезоэлектрических модулей существенно различаются, так как при расчете пьезоэлектрических коэффициентов по результатам измерений используются параметры (скорость распространения ультразвука, упругие константы), которые могут различаться от образца к образцу. Пьезоэлектрический эффект состоит в том, что приложенное к кристаллу электрическое поле вызывает его деформацию (обратный пьезоэффект). Высокая чувствительность рентгеновского излучения к искажениям кристаллической решетки позволяет использовать его для изучения данного явления.

Исследования проводились на источнике рентгеновского излучения с вращающимся медным анодом. Размер источника рентгеновского излучения составлял 50 мкм в горизонтальном и 10 мм в вертикальном направлениях. Рентгеновское излучение монохроматизировалось двойным кристаллом монохроматором Si (111) и падало на образец под углом Брэгга. Для отражений (006) и (0012) LiTaO_3 и излучения CuK_α ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$) углы Брэгга составляют $\Theta_{(006)} = 19,591^\circ$ и $\Theta_{(0012)} = 42,115^\circ$, соответственно. Исследования проводились на монокристаллических пластинках Z-среза LiTaO_3 толщиной 1мм и образцах кристалла танталата лития с регулярной доменной структурой (РДС), полученной методом послеростовой термоэлектрической обработки. Вектора спонтанной поляризации \vec{P}_s перпендикулярны поверхности кристалла и в соседних доменах направлены в противоположные стороны. Период РДС составлял величину $\sim 1\text{мм}$, при толщине образца 1мм.

Приложение внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому кристаллу вызывает деформацию кристаллической решетки, что приводит к изменению межплоскостного расстояния и, как следствие, угла Брэгга. Это изменение для Z-среза кристалла танталата лития можно записать следующим образом:

$$\frac{\Delta d}{d} = r_{33} = d_{333} \frac{V}{D},$$

где r_{33} - диагональная компонента тензора напряжения, d_{333} компонента тензора пьезоэлектрических констант, V - приложенное напряжение, D - толщина образца.

Угловое смещение

$$\delta\Theta = -\frac{\Delta d}{d} \text{tg}(\Theta) = -d_{333} \frac{V}{D} \text{tg}(\Theta),$$

где Θ и d - угол Брэгга и межплоскостное расстояние для неискаженного кристалла, соответственно.

Для отражения (006) разница в угловых положениях максимумов брэгговских пиков при положительном и отрицательном напряжении $V = \pm 1,6 \text{ кВ}$ составила $2\delta\Theta \approx 2''$. Для отражения (0012) $2\delta\Theta \approx 5''$ (рис.1).

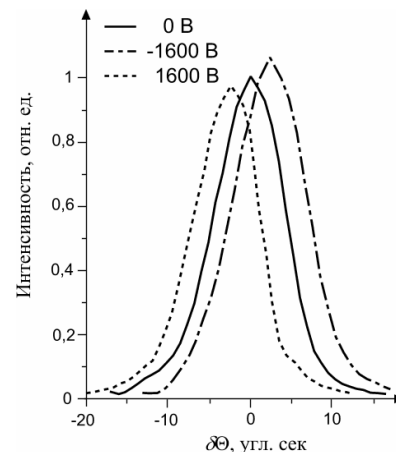


Рис.1. Кривые качения Z-среза кристалла LiTaO_3 , отражение (0012), при различных значениях электрического напряжения.

Рассчитанное из измерений значение пьезоэлектрической константы d_{333} составило $d_{333} \approx 8,13 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н, что находится в хорошем соответствии с литературными данными [1, 2].

На рисунке 2 представлены карты распределения дифрагированной интенсивности рентгеновского излучения, полученные в ходе исследований пьезоэлектрического эффекта в кристалле танталата лития с регулярной доменной структурой. Различия в интенсивности излучения, дифрагированного от соседних доменов, вызвано тем, что для отражений (00h) и $00\bar{h}$ кристалла LiTaO_3 различаются значения рентгеновской поляризуемости.

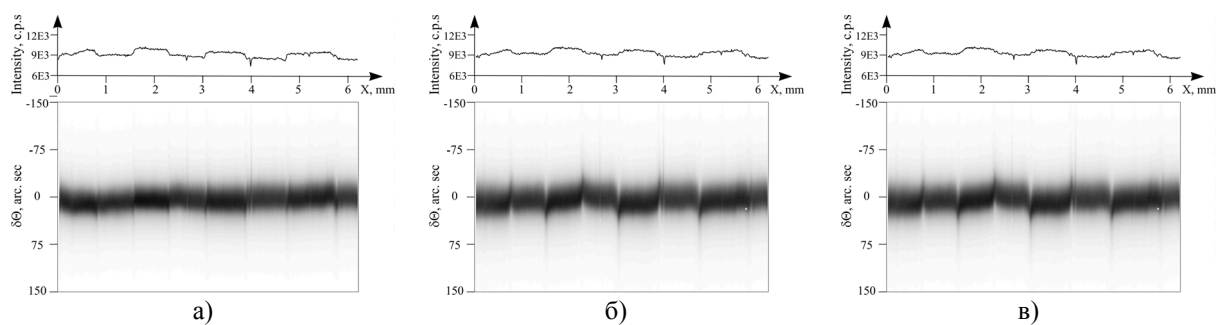


Рис. 2. Карты распределения дифрагированной интенсивности – а) в отсутствие электрического поля; б) и в) – при приложении положительного и отрицательного электрических полей к образцу Z-среза кристалла LiTaO_3 , отражение (006), соответственно.

Из рисунка видно, что наибольшее отклонение максимума кривой качания от точного угла Брэгга происходит в областях, соответствующих доменным границам. В данном случае, это связано с возникновением на поверхности кристалла рельефа, вызванного различным знаком пьезоэлектрического эффекта

в доменах, с противоположно направленными векторами спонтанной поляризации.

Рисунок 3 демонстрирует отклонение брэгговского максимума от точного угла Брэгга и форму поверхностного рельефа, рассчитанную из этих данных для отрицательного напряжения.

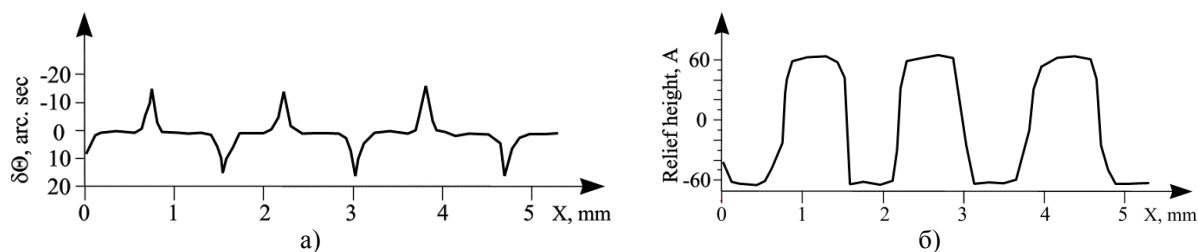


Рис.3. а) - Отклонение брэгговского максимума от точного угла Брэгга; б) - вычисленная форма поверхностного рельефа.

Полная высота рельефа составила $\Delta D \approx 130 \text{ \AA}$. Соответственно, значение пьезоэлектрической константы d_{333} можно рассчитать используя выражение:

$$d_{333} = \frac{\Delta D}{V} = 8,125 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н.}$$

Данный результат находится в соответствии с результатом, полученным для монодоменного образца. Таким образом, приложенное к кристаллу со сформированной доменной структурой электрическое поле вызывает образование на его поверхности рельефа, высота которого зависит от конфигурации РДС, величины приложенного напряжения и не зависит от толщины кристалла. Значение напряжения, которое необходимо подать на электроды, нанесенные на рабочие поверхности кристалла, определяется пьезоэлектрическими коэффициентами используемого материала. Сформированный таким образом рельеф позволяет использовать кристаллы с РДС для создания рентгенооптических элементов, работающих в условиях полного внешнего отражения, либо, если на поверхность нанести многослойное рентгеновское зеркало, в условиях дифракции по Брэггу.

Проведенные исследования продемонстрировали возможность применения

метода рентгеновской дифрактометрии для прямого измерения пьезоэлектрических констант с достаточно высокой точностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ гранты № 04-02-16456-а и 06-02-16104-а

[1] R. T. Smith, F. S. Welsh, J. Appl. Phys., **42**, 2219 (1971).
 [2] A. W. Warner, M. Onoe, and G. A. Coquin, The Journal of the Acoustical Society of America, **42**, 1223 (1967).

Спектральные калибровки фильтров и детекторов солнечного телескопа на диапазон 132 Å проекта ТЕСИС.

С.Ю. Зуев¹, В.И. Лучин¹, С.В. Кузин², С.В. Шестов², А.А. Перцов², Х. Жоу³

¹Институт Физики Микроструктур РАН

²Физический институт РАН

³National Synchrotron Radiation Laboratory, КНР

e-mail: kuzin@sci.lebedev.ru

На спектральном монохроматоре РСМ-500 (ИФМ РАН) и на синхротронном источнике National Synchrotron Radiation Laboratory (NSRL; Хэфей, КНР) проведены исследования спектральных характеристик многослойных рентгеновских фильтров и ПЗС-матриц, входящих в состав телескопа на спектральный диапазон вблизи 13.2 нм. Телескоп является частью прибора ТЕСИС проекта КОРОНАС-Фотон [1]. Он предназначен для получения изображений горячей вспышечной плазмы в линиях Fe XX, Fe XXIII. Для интерпретации получаемых в подобных экспериментах изображений необходимо знать эффективность регистрации телескопа в широком спектральном диапазоне с учетом спектрального пропускания всего оптического тракта. На данном этапе подготовки инструмента были проведены исследования спектрального пропускания многослойных тонкопленочных фильтров телескопа, эффективность регистрации и радиационная стойкость детекторов на основе back-side ПЗС-матриц CCD 57-10 производства компании e2v (Англия). Для фильтров было измерено пропускание в диапазоне 5-25 нм (в NRLF) и пропускание в нескольких точках (в ИФМ РАН). Показано, что спектральная характеристика близка к теоретическим значениям. Для детектора измерены эффективность регистрации в этом же диапазоне и радиационная стойкость к излучению с длиной волны 13.2 нм.

Многослойные рентгеновские фильтры были изготовлены в ИФМ РАН. Они представляют собой многослойную Zr/Si структуру, которая находится на поддерживающей сетке. Толщина одного слоя Zr – 3 нм, Si – 1.4 нм. Бы-

ли измерены фильтры с 50 и 55 парами слоев. Поддерживающая сетка имеет квадратную структуру с размерами ячейки 1.7 мм и толщиной перемычки 0.25 мм, прозрачность сетки – 73% [2].

ПЗС-матрица CCD 57-10, изготовленная по back-side технологии (фирма e2v, Англия), имеет размеры 536x1056 ячеек, при размере ячейки 13 мкм. Электронная схема ПЗС-матрицы оборудована 14-ти битным АЦП. Программно-аппаратный комплекс детектора на основе ПЗС-матрицы был разработан в ФИ РАН.

Эксперимент в NSRL. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Излучение синхротронного источника поступает на вход монохроматора построенного по схеме Роуланда со сферической решеткой скользящего падения. Для спектральных диапазонов 5-14, 12-20 и 16-30 нм используются решетки 300, 600 и 1800 шт/мм, соответственно. Сканирование длин волн осуществляется поворотом дифракционной решетки. Для подавления излучения второго и более высокого порядков за монохроматором установлена подвижная кассета с фильтрами (использовались Al и Si₃N₄ фильтры). За кассетой располагается первый мониторный детектор – AXUV-диод (AXUV 100G фирмы IRD), который может быть выведен из пучка. Далее устанавливается исследуемый объект – фильтр или ПЗС-матрица, за ней располагается второй измерительный детектор. Вся схема находится в вакуумной камере. Управление измерительной установкой автоматизировано; изменение мощности синхротронного источника контролируется.



Рис. 1. Схема установки

На этой установке были проведены измерения пропускания многослойных фильтров в ВУФ области спектра. При измерении пропускания фильтра для каждого спектрального интервала дважды осуществлялось сканирование по длинам волн – в одном случае выходной пучок монохроматора регистрировался мониторным детектором, а во втором после прохождения через испытуемый фильтр на измерительном детекторе. При измерениях в диапазоне 16-30 нм для подавления излучения высоких порядков монохроматора после выходной щели был установлен дополнительный Al фильтр толщиной 0.2 мкм. Пропускание фильтров вы-

числялось как отношение сигналов измерительного и мониторного детекторов.

Контрольные измерения этих же фильтров были проведены в ИФМ РАН. В состав установки входит рентгеновская трубка со сменными анодами, спектрометр-монохроматор РСМ-500, вакуумный рефлектометр и детекторы излучения [3].

Пропускания фильтров, измеренные в NSRL и ИФМ приведены на рис. 2. На этих же рисунках приведены пропускания фильтров, рассчитанные через поглощение излучения в слоях Zr и Si заданной толщины по данным [4].

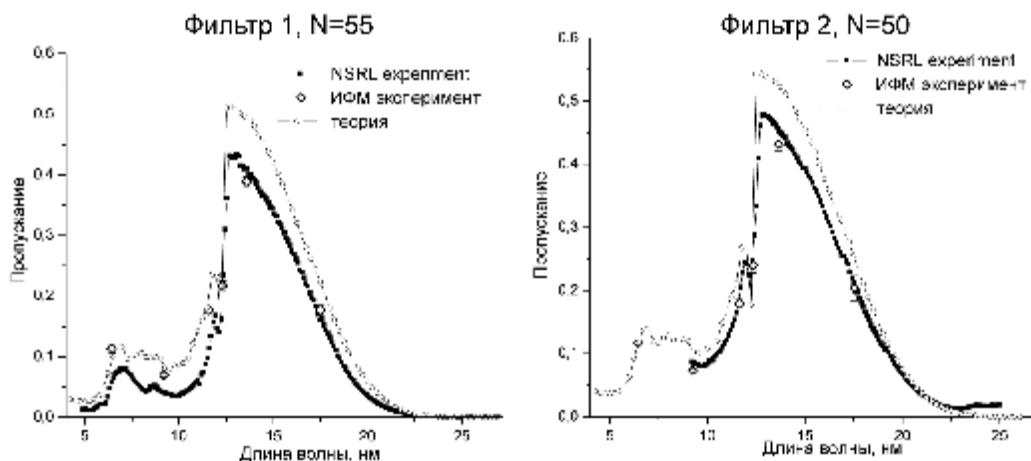


Рис. 2. Пропускание многослойных рентгеновских Zr/Si фильтров. Слева – фильтр №1 (55 пар слоев), справа – фильтр №2 (50 пар слоев).

Измерение чувствительности ПЗС-матрицы проводилось на установке в NSRL, описанной выше. ПЗС-матрица помещалась в измерительную установку после мониторного детектора. Измерения были проведены на разных длинах волн – 5, 10, 13, 17, 20, 25, 30, 35 и 40 нм и при разных положениях подвижной кассеты с фильтрами (без фильтра, Al-фильтр, Si₃N₄-фильтр). Сравнивался сигнал калиброванного AXUV-диода (мониторного детектора) и ПЗС-матрицы. На рис. 3 приведена экспериментально измеренная чувствительность. Тем не менее, проведенная калибровка требует дальнейшего уточнения вследствие вклада высших порядков монохроматора в излучение, регистрируемое ПЗС во время измерений.

Была измерена радиационная стойкость ПЗС-матрицы в рабочем диапазоне длин волн. Для сокращения времени эксперимента матрица облучалась нулевым пучком монохроматора. Рассчитанная доза для эквивалентного излучения с длиной волны 13.2 нм составила более 10⁹ рад. Заметных радиационных повреждений обнаружено не было.

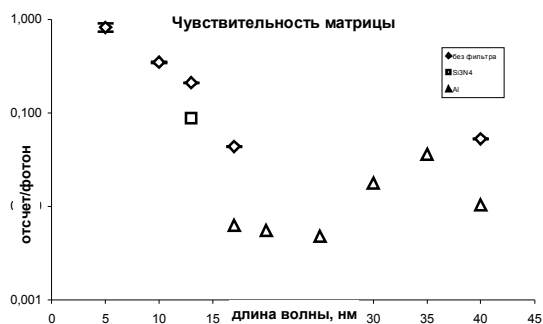


Рис. 3. Чувствительность ПЗС-матрицы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 05-02-17415

- [1] Кузин С.В., Житник И.А., Бугаенко О.И. и др., труды конференции «Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности», Н. Новгород, 2-7 июня, 2003, т. 1, стр. 233
- [2] Андреев С.С., Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б. и др., Поверхность, №2, 6 (2003)
- [3] Зуев С.Ю., Митрофанов А.В. Поверхность, №1, с. 81, 2002
- [4] http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/

Создание рентгеновских рефракционных линз из ПММА и исследование их на Курчатовском источнике СИ.

А.Н. Артемьев^а, Н.А. Артемьев^б, Б.Ф. Кириллов^а, В.В. Квардаков^а,
А.В. Забелин^а, А.Б. Ласточкин^а, А.Г. Маевский^а,
О.В. Найда^а, А.А. Дятлов^а, А.А. Стенин^а

^аРоссийский научный центр Курчатовский институт, 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Россия

^бLaboratoire d'Optique Appliquee, ENSTA, Ecole Polytechnique, F-91761, Palaiseau, France

Введение.

Рефракционная оптика для жесткого рентгеновского излучения стала развиваться относительно недавно. В 1996 году были предложены и реализованы имеющие практическое значение для источников синхротронного излучения первые составные преломляющие рентгеновские линзы [1]. Линза была выполнена в виде совокупности цилиндрических отверстий в дюралюминии. Дальнейшее развитие рефракционных линз обычно связывают с применением параболических форм преломляющих поверхностей в бериллии [2]. Однако последние линзы хотя и обладают наилучшими на сегодняшний день параметрами для не очень жесткого излучения, но характеризуются существенной дороговизной при производстве и эксплуатации.

А так ли важно иметь правильную параболическую форму для многих экспериментов? На первый взгляд параболическая поверхность вращения, которая при любой апертуре обеспечивает идеальную фокусировку, является предпочтительнее, чем сферическая поверхность. Известно, однако, что при малых апертурах парабола асимптотически переходит в сферу. Вопрос заключается в том, какие реально апертуры линз могут быть использованы.

Ответ на этот вопрос можно получить, сравнивая абсорбционную и так называемую «транспарантную» апертуры [3] рассматриваемой линзы. Транспарантная апертура в основном определяется профилем отдельной элементарной линзы в составной линзе и слабо зависит от числа линз. Абсорбционная апертура определяется полной толщиной материала в составной линзе и сильно зависит от числа элементарных линз в составной линзе.

Когда абсорбционная апертура составной линзы меньше ее транспарантной апертуры, различия сферического и параболического профилей на качестве линзы сказываться практически перестают.

Отметим, что коммерчески доступны и очень дешевы шарики различных диаметров, начиная с долей миллиметра. Эти шарики являются массовой продукцией и имеют высокую степень совершенства, как по

профилю, так и по гладкости поверхности. Наоборот, изготовление параболических пуансонов весьма сложно, дорого и требует специального оборудования.

Разработка и изготовление линзы

Полиметилметакрилат (ПММА) представляется достаточно благодарным материалом. Он очень дешев и должен хорошо поддаваться штамповке. При изготовлении линзы мы использовали листовую материал толщиной 680 мкм, плотность 1,19г/см³. Первоначальная заготовка в виде круга диаметром 20 мм изготавливалась с помощью горячей вырубки. Полученная заготовка подвергается горячей штамповке. Штамповка, обеспечивающая двояковогнутую форму единичной линзы, осуществляется двумя шаровыми пуансонами, помещенными в углубления на верхней и нижней частях микро-пресса (Рис.1). На врезке Рис. 1 показана элементарная линза. В качестве пуансонов в настоящей работе использовались шарики от подшипников радиусом 2.38 мм. Применено несколько конструктивных и технологических приемов, обеспечивших несовпадение осей будущей двояковогнутой одиночной линзы на величину, не превышающую 20мкм.



Рис.1. Пресс для горячей штамповки рентгеновских рефракционных линз. Во вставке представлена фотография одиночной линзы.

После определения оптимальной температуры штамповки, было проведено определение оптимальных временных режимов. В ходе экспериментов было установлено, что предварительный прогрев значительно

увеличивает процент выхода годных линз, а увеличение времени выдержки в сжатом состоянии после определенной величины (2 мин) уже не влияет на качество получаемой линзы. Минимальная толщина паразитной перемычки, которой удалось достичь в таком режиме штамповки, составила 170 мкм.

Исследование линзы на пучке СИ.

Исследования изготовленной линзы проводились на станции Refra Курчатовского источника СИ [4]. Составная линза содержала 235 элементов, что обеспечивало фокусное расстояние, приемлемое для имеющихся длин оптических баз. Монохроматор Si (220) с прорезным каналом выделял фотоны с энергией 14 кэВ из пучка СИ поворотного магнита канала 5.6. Отметим, что использованный кристалл-монохроматор пропускает вторую гармонику излучения с энергией 28 кэВ, для которой рентгеновская линза имеет другое фокусное расстояние. Для получения корректных результатов нужно знать вклад второй гармоники в использованном излучении. Доля второй гармоники, с энергией фотонов $E = 28$ кэВ, в монохроматизированном излучении не превышала нескольких процентов. Она была определена путем измерения энергетического (амплитудного) спектра детектором (ФЭУ со сцинтиллятором NaI(Tl)) при малом токе накопителя. Такая малая доля второй гармоники определяется, в основном тем, что критическая энергия используемого спектра СИ невелика – всего 7 кэВ. Поэтому в районе 28 кэВ интенсивность излучения мала. Таким образом, влияние второй гармоники на форму изображения источника можно считать несущественной.

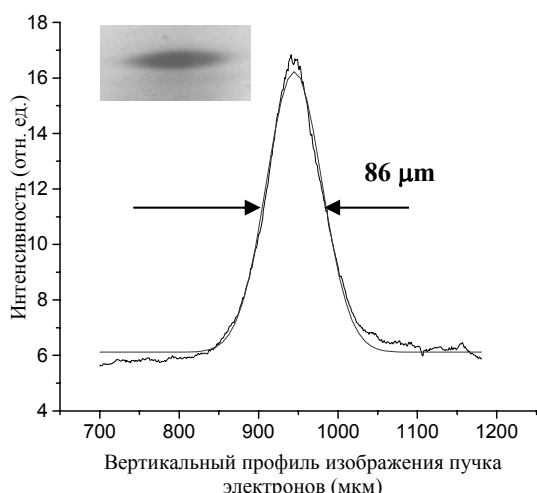


Рис.2. Вертикальный профиль изображения пучка электронов полученный при помощи составной рефракционной линзы. Полная ширина на половине высоты Гауссова распределения равна 86 мкм.

Линза устанавливалась после монохроматора на юстировочном столе, имеющем четыре степени свободы [4]. Расстояние от источника излучения до линзы составляло 13.35 м. За линзой на расчетном расстоянии 5.2 м располагалась фотоэмульсия высокого разрешения с величиной зерна 50 нм - Kodak M100.

На Рис.2 дан вертикальный профиль изображения пучка электронов в рентгеновской рефракционной линзе. На врезке Рис. 2 дано изображение пучка электронов. Для перехода от размера изображений пучка к размерам самого пучка электронов учитывалось отношение расстояний от источника до линзы и от линзы до пленки.

Результаты и обсуждение.

Размер пучка электронов в накопителе, полученный с помощью разработанной сферической линзой из ПММА равен 190 мкм, что хорошо совпадает с ранее измеренным значением 198 мкм размера этого пучка, выполненным с помощью эталонной высококачественной параболической линзы из бериллия [5]. Эта линза была изготовлена в Технологическом университете Аахена, Германия. Проверка этой линзы, проведенная на пучке СИ Европейского источника СИ ESRF, показала ее высокое качество.

Из совпадения результатов, полученных изготовленной и эталонной линзой ясно, что, по крайней мере, для получения изображения источника излучения, линзы со сферическими поверхностями не уступают параболическим линзам. При сравнении измеренных в разные моменты времени размеров электронного пучка следует так же иметь в виду некоторые неизбежные различия в состоянии накопителя, приводящие к соответствующим изменениям вертикальных размеров пучка электронов.

Благодарности

Работа была поддержана грантом РФФИ 05-02-16702.

- [1] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler, *Nature*, V. 384, 1996, 49-51
- [2] C.G. Schroer, M. Kuhlmann, B. Lengeler, *Proc. SPIE*, 4783, 10-18, 2002.
- [3] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, *Appl. Opt.*, 1998, 37, p.653-662
- [4] А.Н. Артемьев, Н.А. Артемьев, А.В. Забелин, и др. Станция для микроскопических исследований на Курчатовском источнике СИ.// *Поверхность*, 2007, в печати.
- [5] А.Н. Артемьев, А.А. Снигирев, В.Н. Корчуганов, и др. Определение размеров пучка электронов Курчатовского источника СИ с помощью рентгеновской рефракционной линзы// *Поверхность*, 2007, в печати.

Влияние случайных отклонений периода сверхрешетки на дифракционную картину

А.М.Манукян

Ереванский государственный университет, ул. А. Манукяна 1, Ереван, Армения
e-mail: hasmikm@ysu.am

Гетероэпитаксиальные сверхрешетки (СР), представляющие из себя тонкопленочные кристаллические системы на основе гетеропереходов, имеют широкое применение в микроэлектронике и вычислительной технике. При этом важное значение имеет степень их совершенства.

Поскольку гетероэпитаксиальные сверхрешетки получают поочередным нанесением друг на друга тонких (порядка нескольких нм) слоев различных полупроводников с близкими межплоскостными расстояниями, то при этом возможны случайные отклонения толщин слоев от заданной величины, что необходимо учитывать при истолковании экспериментальных результатов. Очевидно, что случайные отклонения периода СР от его среднего значения приводят к диффузному рассеянию, по аналогии с тепловым диффузным рассеянием (ТДР), связанным с тепловыми колебаниями узлов решетки, с той лишь разницей, что случайные отклонения толщин слоев СР от их среднего значения независимы. Как известно, влияние тепловых колебаний узлов решетки можно учесть, если структурный фактор статической решетки умножить на $\exp(-2W_{\text{ТДР}})$, где $W_{\text{ТДР}}$ - фактор Дебая-Валлера. Кроме того, излучение заметно рассеивается по направлениям, не соответствующим интерференционным максимумам.

Рассмотрим, как влияют случайные отклонения периода СР от его среднего значения на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей. Среднее значение периода СР определяется соотношением:

$$z_0 = \frac{D}{N}, \quad (1)$$

где D - толщина СР, N - число слоев СР.

Рассмотрим случай тонкой СР, при этом можно применить кинематическую теорию, согласно которой амплитуда отражения рентгеновской волны СР равна:

$$\Phi_{hN} = i\pi\bar{\beta}z_0 M(\bar{s}) \sum_{j=1}^N \exp(-i2\pi\bar{s}z_j) \quad (2)$$

где $\bar{\beta}$ - усредненная по периоду СР величина,

обратная экстинкционной длине, z_j - суммарная толщина j слоев,

$$M(\bar{s}) = \frac{1}{z_0} \left| \int_0^{z_0} \exp(-i2\pi\bar{s}(z)z) dz \right|, \quad (3)$$

$\bar{s}(z)$ - усредненное значение отклонения от угла Брэгга.

Отклонение суммарной толщины j слоев от среднего значения jz_0 равно:

$$\Delta z_j = z_j - jz_0. \quad (4)$$

Определив z_j из (4) и подставив в (2), для

интенсивности рассеяния $I = |\Phi_{hN}|^2$ получим:

$$I = \pi^2 \bar{\beta}^2 z_0^2 M^2(\bar{s}) \times \sum_{j,j'=1}^N \exp(-i2\pi\bar{s}z_0(j-j') - iP_{jj'}) \quad (5)$$

где

$$P_{jj'} = 2\pi\bar{s}(\Delta z_j - \Delta z_{j'}). \quad (6)$$

Усредняя $P_{jj'}$ по всем отклонениям и учитывая соотношение

$$\exp(-i\bar{P}) = \exp\left(-\frac{1}{2}\bar{P}^2\right) \quad (7)$$

для среднего значения интенсивности получим:

$$I = (\pi\bar{\beta}z_0)^2 M^2(\bar{s}) \times \sum_{j,j'=1}^N \exp(-i2\pi\bar{s}z_0(j-j') - \frac{1}{2}\bar{P}_{jj'}^2) \quad (8)$$

где

$$\bar{P}_{jj'}^2 = 4\pi^2 \bar{s}^2 \left((\Delta z_j)^2 + (\Delta z_{j'})^2 - 2(\Delta z_j)(\Delta z_{j'}) \right) \quad (9)$$

Поскольку при $j \neq j'$ величины Δz_j и $\Delta z_{j'}$ независимы, то

$$\overline{(\Delta z_j)(\Delta z_{j'})} = \overline{(\Delta z)^2} \delta_{jj'} \quad (10)$$

и, следовательно,

$$\overline{P_{jj'}^2} = 8\pi^2 \overline{s^2} (\Delta z)^2 (1 - \delta_{jj'}), \quad (11)$$

где

$$\delta_{jj'} = \begin{cases} 1, & \text{при } j = j' \\ 0, & \text{при } j \neq j' \end{cases}$$

Подставляя (11) в (8) и проведя суммирование, получим:

$$\overline{R} = \frac{\overline{I}}{(\pi \overline{\beta} z_0)^2} = M_v^2 (N(1 - e^{-2W_v}) + e^{-2W_v} \frac{\sin^2(\pi N \nu)}{\sin^2(\pi \nu)}) \quad (12)$$

где

$$\nu = \overline{s} z_0 \quad (13)$$

$$W_v = 2\pi^2 \overline{s^2} (\Delta z)^2 = 2(\pi \nu g)^2 \quad (14)$$

$$g = \frac{\sqrt{(\Delta z)^2}}{z_0} \quad (15)$$

Здесь W_v - аналог фактора Дебая-Валлера, а g показывает относительное среднеквадратичное отклонение периода СР от значения z_0 . Второе слагаемое в скобках выражения (12) представляет собой спектры СР и имеет заметное значение при выполнении условия интерференции $\nu = m$, где m - порядок сателлита. При этом, согласно (12)-(14) случайные отклонения периода СР не влияют на интенсивность основного максимума. Чем больше порядок сателлита, тем существеннее это влияние.

Первое слагаемое в скобках выражения (12) представляет диффузное рассеяние. Его величина пропорциональна N , а интенсивность когерентного рассеяния пропорциональна N^2 . В случае ТДР N - число узлов решетки, которое обычно очень велико. При рассеянии СР N - это число периодов СР и обычно составляет величину порядка $10 \div 100$. При определенных условиях интенсивности диффузного и интерференционного рассеяний могут быть сравнимы, что приведет к уменьшению резкости дифракционных максимумов.

На раннем этапе после изготовления, когда отсутствует взаимная диффузия полупроводниковых соединений, входящих в состав бислоя, СР могут быть описаны прямоугольной (квадратичной, если слои из разных материалов имеют одинаковую толщину) моделью.

В случае квадратичной модели дифракционная картина представляет собой систему сателлитов, симметричных относительно основного ($m = 0$) максимума, причем при малой толщине периода СР заметное значение имеет основной максимум и влияние случайных отклонений периода на дифракционную картину незначительно. При увеличении периода СР основной максимум, осциллируя, уменьшается и появляется два заметных максимума, симметричных относительно основного. В этом случае влияние случайных отклонений периода СР значительно влияет на дифракционную картину.

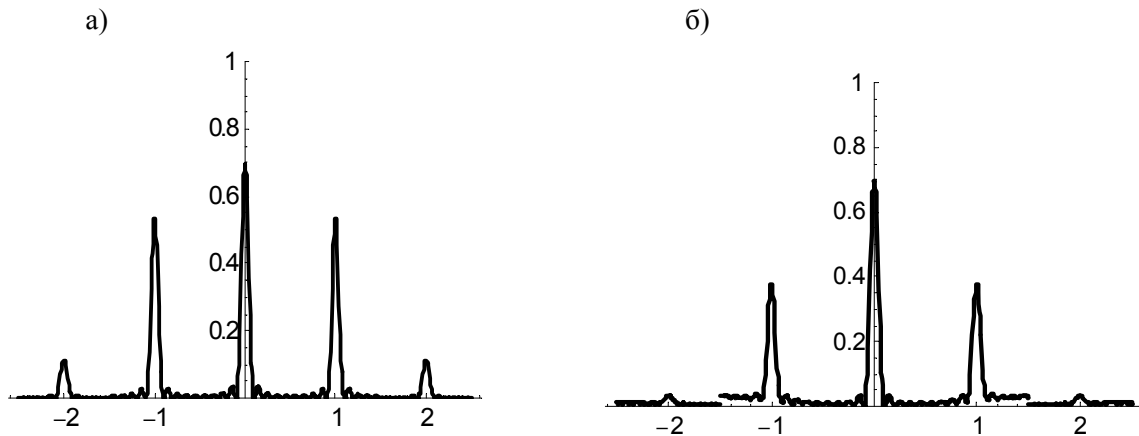


Рис.1. Интенсивность отражения(отн.ед.) в случае квадратичной модели СР
а) $g = 0$; б) $g = 0.1$

Как видно из приведенных графиков, случайные отклонения периода СР не влияют на

основной максимум, но подавляют сателлиты с номером $m \neq 0$.

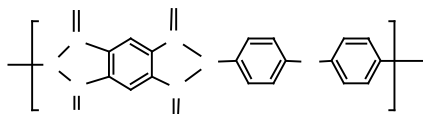
Тонкие полиимидные пленки для изготовления рентгеновских фильтров и окон

А.В. Митрофанов, А.А. Жуков

Физический ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, E-mail mitrofa@sci.lebedev.ru

Полиимидные (ПИ) покрытия и пленки, формируемые из растворов полиамидоокислот или полиамидоэфиров, обеспечивают уникальное сочетание технологических свойств с высокими физико-механическими и диэлектрическими характеристиками, а также с термо- и химической стойкостью [1,2], что позволяет успешно использовать этот материал в качестве основы элементов и устройств рентгеновской оптики. Ультратонкие ПИ пленки, начиная с нового этапа развития космической астрономии в 70-х годах, используются в качестве фильтров для мягкого рентгеновского излучения [3,4]. В настоящее время ПИ пленки толщиной 30-1000 нм применяются в экспериментах с лазерными мишенями и при спектральной диагностике плазмы [5,6]. ПИ слои служат в качестве основы фильтров рентгеновского излучения [7]. Для солнечной астрономии роль этого материала возрастает с учетом возможных полетов и эксплуатации рентгеновских телескопов на орбите вблизи Меркурия и на околосолнечных орбитах (солнечных зондов). За рубежом среди полимеров полиимидного ряда в условиях космического пространства часто применяются пленки из материалов типа Kapton HNTM (торговая марка фирмы DuPont, USA) и Upile S (торговая марка UBE Industries, Japan) [8]. По сравнению с тонкими пленками полипропилена и поликарбоната ПИ пленки оказались более устойчивыми к рентгеновскому излучению при больших дозовых нагрузках.

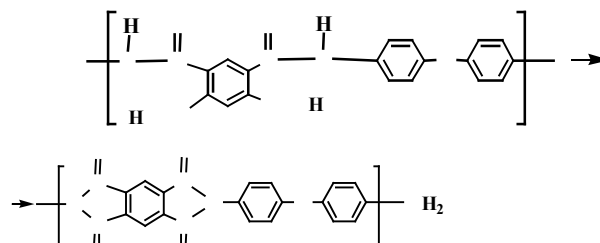
В качестве объектов исследования использовались свободные ПИ пленки, изготовленные на основе пиромилитового диангида и 4,4-диаминодифенилоксида с толщиной 1.3, 2.1, 3.2, 5.3 мкм и промышленная пленка ПИ толщиной 9.5 мкм со структурой повторяющихся звеньев в цепи:



Пленки ПИ получали из синтезированных на основе предварительно очищенных исходных компонентов растворов полиамидоокислоты в диметилацетамиде методом спин-кастинга на технологических подложках с последующей термической имидизацией в двухступенчатом

режиме: первоначально прогревали при 373-393К в течение 60 мин, а затем проводили имидизацию при 543-553 К в течение 60 мин. Вязкость исходной полиамидоокислоты контролировалась с помощью вискозиметров - капиллярного Оствальда и ВЗ-246 со съемными соплами и термостатированным измерительным узлом.

Химическая реакция получения полиимида представлена ниже:



В качестве подложек использовались термически окисленные кремниевые пластины со слоем диоксида кремния толщиной 0.5-0.6 мкм. После завершения процесса имидизации по краю поверхности пленки приклеивали опорное кольцо диаметром 60 мм и удаляли подложку. Толщину ПИ пленок определяли оптическими методами с использованием микроинтерферометра Линника МИИ-4 и измерительной системы оптического микроскопа A ioskop с точностью около 10 .

Полученные пленки обладали следующими характеристиками: неравномерность по толщине - не более 2 , величина микрошероховатости - 3-4 нм, свободная поверхностная энергия 50-60 мДж/м², влагопоглощение - 3-4 , модуль Юнга - 2-2,5 ГПа, прочность на разрыв - 70-230 МПа, относительное удлинение при разрыве - 10-75 [9].

Часть образцов свободных ПИ пленок металлизировали с одной стороны с целью создания защитных рентгеновских фильтров с высоким уровнем блокировки по видимому свету и малым дырчатым пропусканием. В качестве покрытия применяли слои алюминия толщиной приблизительно 100-120 нм. Металлизацию осуществляли термическим методом в две стадии (из двух испарителей последовательно) при низкой скорости осаждения на установке УВН-71ПЗ в вакууме при остаточном давлении

не хуже 10^{-6} Торр из вольфрамовых испарителей типа лодочка с использованием алюминия чистотой 99,999.

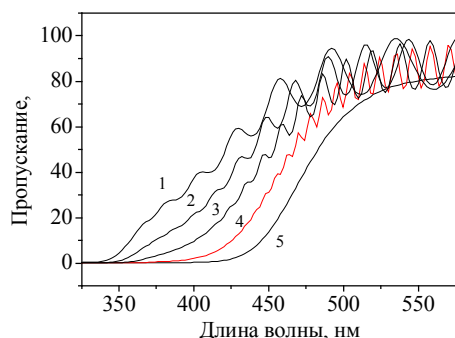


Рис.1. Спектры пропускания ПИ пленок в ближней УФ и видимой области спектра. Толщина пленок: 1 1.3 мкм, 2 2.1 мкм, 3 3.2 мкм, 4 = 5.3 мкм и 5 = 9.5 мкм.

На рис.1 приводятся спектры пропускания изучаемых образцов исходных пленок ПИ в УФ и видимой области спектра. По этим данным и измерениям в ближней ИК области были рассчитаны спектральная зависимость коэффициента преломления n (рис.2) и УФ край полосы поглощения используемого полимера (ширина запрещенной зоны g).

По данным сайта <http://www-c.ro.lbl.gov/> Центра рентгеновской оптики LNL (Berkeley) построены обзорные спектральные кривые пропускания изготовленных пленок в рентгеновском диапазоне (рис.3). Тонкая структура краев поглощения в ПИ экспериментально была исследована ранее в работе [10].

Отметим, что в отличие от результатов работы [11], изготовленные и исследованные образцы имели площадь около 30 кв. см, а не несколько кв. мм.

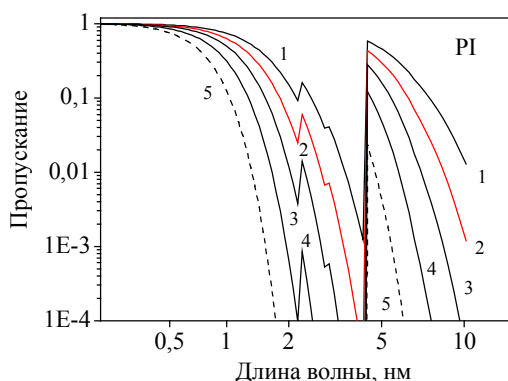


Рис.3. Кривые пропускания ПИ пленок в рентгеновском диапазоне спектра: цифры у кривых соответствуют обозначениям рис.1.

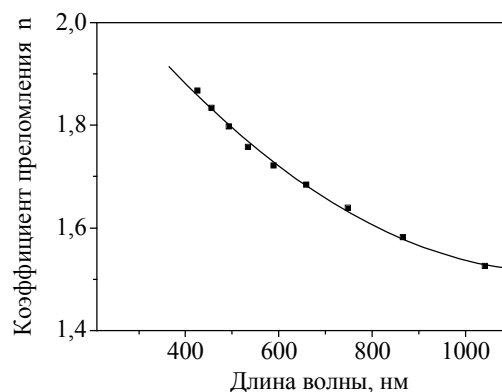


Рис. 2. Коэффициент преломления ПИ как функция длины волны.

Результаты данной работы могут быть использованы при проектировании и изготовлении рентгеновских фильтров, рассчитанных на область длин волн короче 1 нм. В частности, они представляют интерес для конструирования приборов рентгеновской астрономии, предназначенных для исследований излучения Солнца в линии Mg II (0.842 нм). Планируется использование рентгеновских фильтров на основе ПИ в инструментах ТЕСИС и в других проектах.

- [1]. Бессонов М.И., Котон М.М., Кудрявцев В.В., Лайус Л.А. Полиимиды -класс термостойких полимеров. - Л.: Наука (1983).
- [2]. Polyimides: Fundamental and applications. Ed. M.Ghosh, K.Mittal. Marcel Decker Inc., New York, Basel, Hong Kong. 891 p. (1996).
- [3]. Powell S. F., Allen M. J., Illis T. D. Appl. Opt. **32**, 4855 (1993).
- [4]. Powell F.R, Ritva A.M. et al.. SPIE. **3113**, 432 (1997).
- [5]. Powell F.R., Lopez H.H. Fusion Technology. **31**, 497(1997).
- [6]. Powell F.R. SPIE. **1**, 503 (1992).
- [7]. Митрофанов А.В., Апель П.Ю., Блонская И.В., Орелович О.Л. ЖТФ, вып.9, 121 (2006).
- [8]. Heltzel S., Semprimoschnig C.O.A. A detailed study on the thermal endurance of Kapton HN and Upile S. Proc.of the 9th International Symposium on Materials in a Space environment. Noordwijk. The Netherlands, 2003 (ESA SP 540, 2003, p.179-185).
- [9]. Агапов О.А., Жуков А.А., Жукова С.А., Молоткова Н.Н., Прудскова Т.Н. Пластические массы, **11**, 21 (2003).
- [10]. Bavdaz M., Peacock A., Fuchs D. et al. Rev. Sci. Instrum. (3), p. 2570-2573 (1995).
- [11]. Боков Ю.С., Касьянов Ю.С., Корсаков В.С., Леонов Ю.С., Мишачев В.И. Микроэлектроника, **1**, вып. 5, 424 (1985).

Применение Ti - фильтров для измерения и подавления некогерентного фона в синхротронном излучении.

С.В.Некипелов¹, Д.В.Вялых², R. Follath³, С.Л.Молодцов², В.Н.Сивков¹

¹ Сыктывкарский госуниверситет, Сыктывкар, 167001, Россия, E-mail: snek@syktsu.ru

² Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden, Germany

³ BESSY GmbH, Berlin D-12489, Germany

Измерение и подавление присутствующего в монохроматизированном излучении некогерентного фона, состоящего из рассеянного излучения и коротковолнового излучения кратных порядков отражения от дифракционной решетки, является актуальной задачей спектроскопии. Особенно эта проблема важна при использовании высокоинтенсивного синхротронного излучения (СИ), когда составляющая некогерентного фона велика и приводит к появлению дополнительной структуры в падающем СИ. Это создает серьезные проблемы при нормировке исследуемых спектров в области ближней тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения (XANES, NEXAFS) и делает невозможным проведение абсолютных измерений сечений поглощения (СП) и исследований по распределению сил осцилляторов в области XANES. Поскольку силы осцилляторов рентгеновских переходов являются фундаментальными константами, характеризующими локальную электронную структуру вещества, их изучение является актуальной задачей, в частности, при исследовании наноразмерных систем, монослоев, тонких пленок и сверхрешеток благодаря своей высокой чувствительности к изменению ближайшего окружения поглощающего рентгеновский квант атома. Особенно перспективным изучение сил осцилляторов рентгеновских переходов представляется для наноструктур, допируемых химически активными атомами и молекулами.

В настоящей работе обсуждается метод получения спектральной зависимости интенсивности монохроматизированного СИ в относительных единицах с корректным учетом вклада в интенсивность СИ длинноволновой рассеянной и коротковолновой кратных порядков составляющих некогерентного фона. Этот метод основан на предположении, что величина квантового выхода внешнего рентгеновского фотоэффекта в веществе пропорциональна падающей интенсивности монохроматического излучения и СП. При условии отсутствия фона или корректного его учета в падающем пучке интенсивность СИ в относительных единицах может быть получена путем деления квантового выхода на СП.

Исследования проводились с использованием синхротронного излучения

Русско-Германского канала монохроматизации СИ на BESSY-II для разных значений постоянной фиксированного фокуса $C_{ff} = \cos\beta / \cos\alpha$ (где α и β угол падения и угол дифракции, отсчитанные от нормали к плоской решетке, соответственно). Постоянная C_{ff} обеспечивает сохранение условия фокусировки для монохроматора в процессе сканирования по спектру при изменении углов падения и дифракции. Этот варьируемый параметр оптической схемы определяет также энергетическое разрешение монохроматора, степень подавления коротковолнового излучения высоких порядков и интенсивность монохроматизированного излучения на выходе монохроматора [1]. Детектирование СИ проводилось методом полного электронного выхода (TEY) с использованием фотокатодов из пластины Si (предварительно прогретой в условиях высокого вакуума) и массивной Cu (предварительно зачищенной в вакууме алмазным скребком). Для подавления и измерения уровня некогерентного фона использовалась титановая пленка толщиной 210 нм и диаметром 14 мм, закрепленная на Au сетке с мелкой ячейкой. На рис.1. и рис.2. представлены спектральные зависимости TEY для Si и Cu, соответственно, с использованием Ti-фильтра (кривая 2) и без фильтра (кривая 1) при $C_{ff}=2.25$. После деления кривой 2 на атомное СП [2] были получены спектральные зависимости интенсивности падающего СИ (кривая 3) в относительных единицах. Из рисунков хорошо видно, что зависимости TEY без фильтра обоих фотокатодов в области 200-450 эВ оказываются немонотонными. Это обусловлено структурой в излучении 2-го порядка (450-900 эВ), а также особенностями фильтрации при данном C_{ff} коротковолнового излучения при отражении от оптических элементов в канале монохроматизации СИ [1]. После прохождения через Ti-фильтр, который сильно поглощает излучение с энергией более 454 эВ, эта структура, связанная с коротковолновым фоном исчезает и спектральная зависимость СИ становится монотонной, но появляется скачек, обусловленный спектральным ходом СП титана. Наблюдаемые при этом небольшие провалы в области C1s- и N1s-краев поглощения вызваны наличием небольших углерод и азот содержащих загрязнений на отражающих оптических элементах канала СИ. В области Ti2p-края поглощения TEY и интенсивность СИ падают

практически до нуля, что указывает на полное отсутствие рассеянного фона в пучке СИ и полное подавление монохроматического излучения в области $Ti2p_{1/2}$ - и $Ti2p_{3/2}$ -полос поглощения (454-460 эВ). Принимая это во внимание нетрудно определить уровень

немонохроматического фона в спектральной области 200-400 эВ (кривая 4) по скачку TEY (кривая 2) вблизи 227 эВ (2-й порядок $Ti2p$ -края поглощения) и рассчитанному отношению интенсивностей излучений в 2,3-м и 1-м порядках в СИ Русско-Германского канала.

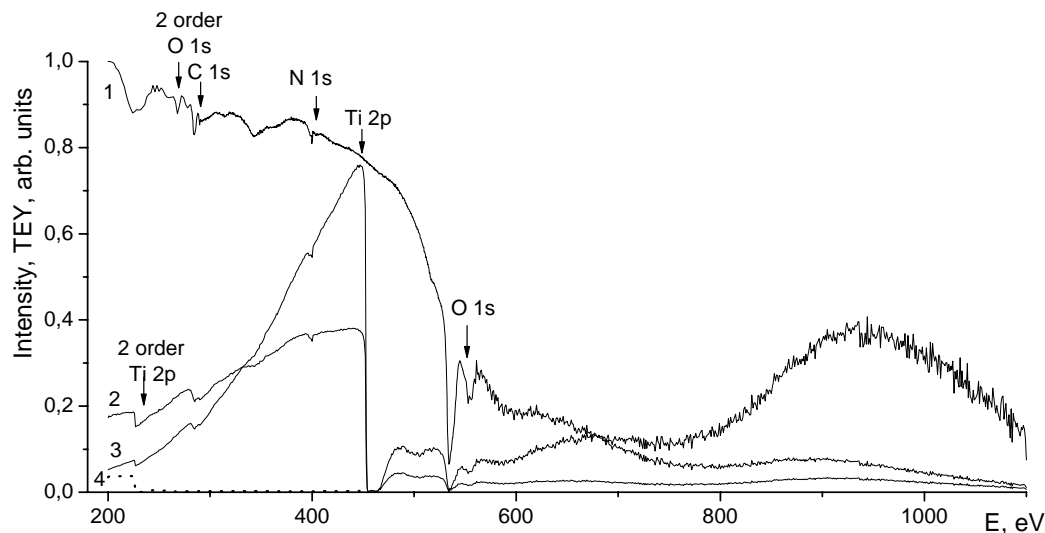


Рис.1. Спектральная зависимость полного электронного выхода чистого Si без Ti-фильтра (1) и с фильтром (2), относительные интенсивности СИ (3) и коротковолнового фона (4).

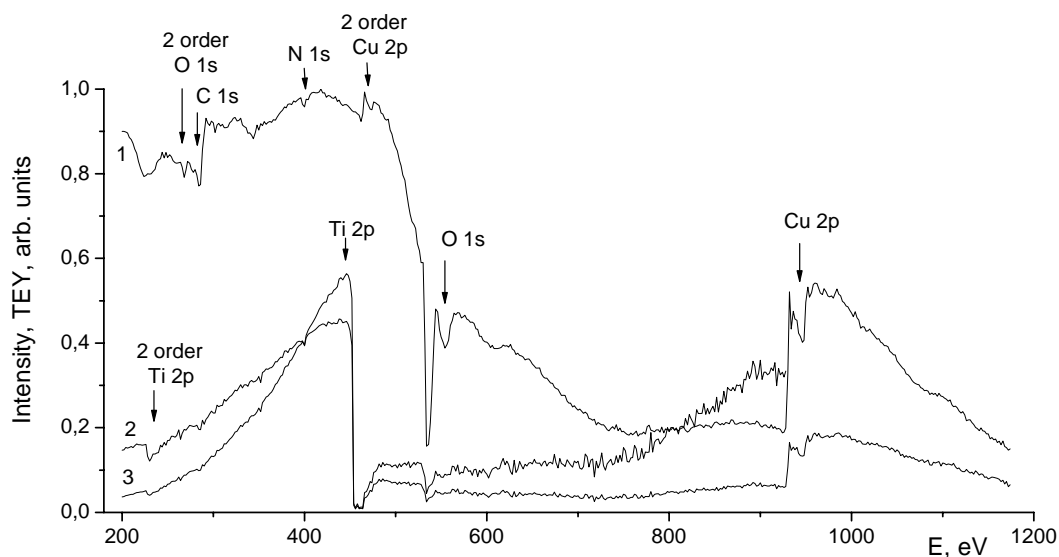


Рис.2. Спектральная зависимость полного электронного выхода Cu без фильтра (1) и с фильтром (2) и относительная интенсивность СИ (3).

BESSY-II [1]. Существенно, что ход относительных интенсивностей, полученных с помощью разных фотокатодов оказывается практически одинаковым в исследуемом спектральном интервале.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ (грант 04-02-17216), и целевой Программы развития научного

потенциала высшей школы (НПИ 2.1.1.3425) и двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY-II.

[1] Gorovikov S.A., Molodtsov S.L., Follath R.// Nucl. Instrum. and Meth. 1998. A 411. P. 506

[2] Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C.//Atom. Data and Nucl. Data Tables. 54, 144 (1993).

Моделирование интенсивности излучения рентгеновских трубок в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазоне

А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: pektor@ipm.sci-nnov.ru

К настоящему времени интенсивности излучения отпаянных рентгеновских трубок, генерирующих жесткое рентгеновское излучение, хорошо изучены [1], чего нельзя сказать о трубках для МР и ЭУФ диапазонов (1-30 нм). Во многом это объясняется экспериментальными сложностями, связанными с сильным поглощением мягкого рентгеновского излучения и низкоэнергетичных электронов практически всеми материалами.

В настоящее время в Интернете доступно большое число программных пакетов [2,3], рассчитывающих интенсивности линий флуоресценции, глубины проникновения электронов и поглощения фотонов, однако, все эти программы не позволяют рассчитывать интенсивности L – линий легких элементов, в частности $Si La$ линии. Для решения этой проблемы была написана программа расчета взаимодействия ускоренных электронов и атомов мишени.

Для моделирования взаимодействия электронов с веществом используется метод Монте-Карло [4]. Траектория электрона представляется как последовательность упругих столкновений с ядрами атомов и неупругих – с электронами оболочек. При этом предполагается, что в каждом столкновении взаимодействие осуществляется только с одним атомом. Таким образом, траектория электрона представляет ломаную линию, где расстояние между двумя последовательными взаимодействиями – длина свободного пробега (ζ), θ – угол между предыдущим и последующим направлениями движения электрона, φ – азимутальный угол и β – угол между направлением движения и нормалью к поверхности объекта. Общая схема расчета включает в себя следующие шаги:

- розыгрыш типа процесса (упругое или неупругое рассеяние);
- розыгрыш величины потерянной энергии;
- розыгрыш угла рассеяния;
- розыгрыш азимутального угла;
- розыгрыш длины свободного пробега.

Такая модель позволяет изучать поведение пучка электронов в мишени, если на каждом шаге фиксировать энергию, направление движения, глубину под поверхностью и другие характеристики.

Тип процесса определяется из выражения $P_n = \sigma_n / (\sigma_n + \sigma_y)$; $P_y = 1 - P_n$. Здесь σ_n и σ_y – интегральные сечения неупругого и упругого взаимодействий соответственно.

Из [5] выражение для полного сечения упругого рассеяния имеет вид:

$$\sigma_y(E) = \frac{16m^2 Z^4 e^4 \phi^4 \pi}{\hbar^4 (8mE\phi^2 \hbar^{-2} + 1)},$$

где $\phi = 0.855a_0 Z^{-1/3}$ – радиус экранирования; a_0 – радиус первой борновской орбиты; Z – заряд ядра; m – масса электрона; e – заряд электрона; E – энергия налетающего электрона.

Выражение для полного сечения неупругого столкновения по формуле Бете [6]:

$$\sigma_n(E) = \frac{2\pi e^4 Z}{JE} \ln\left(\frac{1.166E}{J}\right),$$

если принять, что средняя энергия, потраченная на возбуждение или ионизацию одного атома – J . Из теории Ф. Блоха [7], основанной на статистической модели атома Томаса – Ферми, следует, что $J = kZ$, где $k \approx 13,5$ эВ.

Непрерывный спектр рассчитывался на основе модели Крамерса-Вентцеля [8]:

$$I_\lambda = \frac{C c^2 Z}{\lambda_0 \lambda^3} (\lambda - \lambda_0)$$

Расчет интенсивности характеристической линии производится следующим образом:

1. Определяются сечения ионизации и возбуждения всех возможных переходов (до $n=4$). Сечение ионизации отдельного q -го уровня вычисляется по формуле [9]:

$$\sigma_q = \frac{4\pi a_0^2 N}{(t+u+1) \left(\frac{B_q}{R}\right)} \left[\frac{\ln(t)}{2} \left(1 - \frac{1}{t^2}\right) + 1 - \frac{1}{t^2} - \frac{\ln(t)}{1+t} \right],$$

где N – число орбитальных электронов; $t = T/B_q$, $u = U/B_q$, R – постоянная Ридберга; $U = \langle p^2 / 2m \rangle$ – орбитальная кинетическая энергия; T – энергия налетающего электрона; B_q – энергия ионизации.

Сечение возбуждения определялось методом скейлинга [10] с помощью выражения: $\sigma_{ex} = \sigma_q T / (T + B_q + C)$, где C – энергия возбуждения.

2. Розыгрывается освободившийся уровень энергии, методом аналогичным розыгрышу типа взаимодействия.

3. Используя данные по вероятностям выхода флуоресценции, Оже-процесса [11] и энергии переходов [12] определяется количество фотонов излученных данным атомом в данную линию.

4. С учетом глубины рождения фотона, его энергии и соответствующей этой энергии диэлектрической проницаемости [13], угла наблюдения, считается количество фотонов, вышедших из мишени. Для тормозного излучения учитывается также неизотропный характер излучения фотона атомом.

На данном этапе были проведены расчеты интенсивности излучения для мишеней Si и W. Эти материалы представляют интерес для задач рефлектометрии и проекционной литографии на длинах волн 13,5 и 6,6 нм.

На рис. 1 представлен спектр излучения Si мишени в полупространство при возбуждении пучком, состоящим из 20000 ускоренных электронов с энергией 10 кэВ.

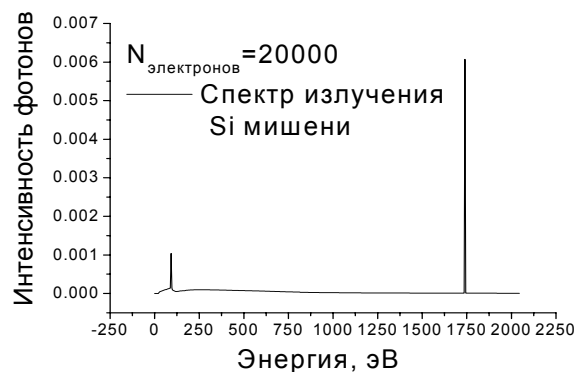


Рис.1. Спектр излучения Si мишени при возбуждении электронным пучком, состоящим из 20000 10 кэВ электронов, угол падения электронов и угол отбора излучения - 90° от поверхности.

Коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию фотонов характеристической линии *Si La*, излученных в полупространство, в случае нормального падения электронов с энергией 10 кэВ составил $4,44 \cdot 10^{-6}$.

Сопоставления результатов моделирования с измеренными значениями интенсивности Si мишени в двух точках (при фиксированных углах падения электронов и отбора излучения) показали хорошее (в пределах ошибки эксперимента - 4 %) совпадение расчетных и экспериментальных данных (см рис.2):

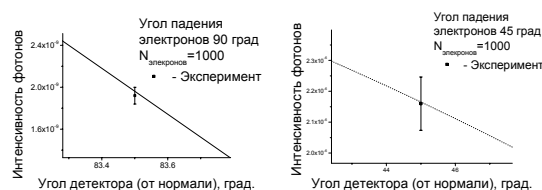


Рис.2. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для *Si La* линии.

В настоящее время для задач рефлектометрии, связанных с разработкой высокоэффективных зеркал в области аномальной дисперсии бора (188 эВ), для измерения коэффициентов отражения предполагается использовать тормозное излучение W мишени. Для однозначной интерпретации получаемых результатов необходимо детальное изучение спектра излучения мишени как с экспериментальной так и теоретической точек зрения. Для решения этой задачи был проведен расчет излучения W мишени, под воздействием ускоренных

электронов. Результат моделирования представлен на рис.3.

Для оценки количества фотонов были проведены расчеты спектров излучения W мишени в телесный угол, соответствующий рефлектометру [14] и мощности электронного пучка рентгеновской трубки 280 Вт:

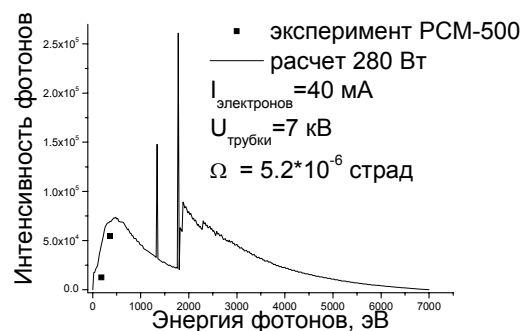


Рис.3. Спектр излучения W мишени при возбуждении пучком в 40 мА 7 кэВ электронов в телесный угол $5,2 \cdot 10^{-6}$ страд, угол падения электронов - 90°, угол отбора излучения - 15°.

На примере расчета излучения характеристической линии *Si La* и тормозного излучения W, показано, что разработанная модель хорошо описывает экспериментальные данные. Она найдет применение при оптимизации рентгеновских трубок и рентгенофлуоресцентном анализе легких элементов.

Работа поддержана грантом РФФИ 05-02-17340.

- [1] D.B. Brown, J.V. Gilfrich // Journal of Applied Physics. – 1972. – Vol.42. – Iss.10. – P.4044–4046
- [2] www.exex.com
- [3] <http://microanalyst.mikroanalytik.de/>
- [4] В.П. Афонин, В.И. Лебедь // Новосибирск, Наука. – 1989. – с.6
- [5] A.A. Abrahamson // Physical Review. – 1969. – Vol.178. – Iss.1. – P. 76–79.
- [6] H. Bethe // Annalen der Physik. (Leipzig). – 1930. – N.5. – P.325–400.
- [7] F. Bloch // Zeitschrift für Physik A. – 193. – Bd.22. – S.363–376.
- [8] Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей, (1953).
- [9] Y.-K. Kim, M.E. Rudd // Physical Review A. – 1994. – Vol.50. – P.3954–3967.
- [10] Y.-K. Kim // Physical Review A. – 2002. – Vol.65. – P.022705.
- [11] M.O. Krause // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1979. – Vol.8. – Iss.2. – P.307–327.
- [12] М.А. Блохин, И.Г. Швейцер Рентгеноспектральный справочник // Москва, Наука. – 1982. – с.38.
- [13] <http://www-cxro.lbl.gov/>
- [14] M.S. Bibishkin, D.P. Chelonadskih, N.I. Chkhalo et al. // Proceedings SPIE. – 2004. – v.5401. – p.8–15.

Отражение рентгеновского излучения от несовершенных структур, промодулированных поверхностной акустической волной

В.И. Пунегов^{1,2}, Я.И. Нестерец³, Д.В. Иржак⁴, Д.В. Пунегов⁴,
Д.В. Рощупкин⁴,

¹Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая 24, Сыктывкар, Россия

²Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский проспект 55, Сыктывкар, Россия

³CSIRO Manufacturing and Materials Technology, Victoria 3169, Australia

⁴Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия
e-mail: punegov@syktsu.ru

Приборы на основе поверхностных акустических волн (ПАВ) представляют собой наиболее удобное и эффективное решение для высокочастотных компонент в современных телекоммуникационных системах благодаря их стабильности, надежности и компактности [1]. Такие приборы находят широкое применение в промышленности, экологии и медицине. Кроме того, ПАВ используется рентгеновской оптике для создания динамических дифракционных решеток на поверхности кристалла, а также в качестве фильтров при регистрации изменений внешних условий в разных областях человеческой деятельности.

Теоретическое описание рентгеновской дифракции от кристаллов, промодулированных ПАВ, как правило, предполагает, что кристаллическая решетка не содержит структурных дефектов [2,3]. В природе абсолютно идеальных кристаллов не существует, следовательно, дифракционное отражение от кристаллов включает как когерентное, так и диффузное рассеяние.

В [4] методом высокоразрешающей трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии на источнике синхротронного излучения ESRF исследована дифракция на кристалле LiNbO₃, промодулированном ПАВ. Настоящая работа посвящена развитию теории дифракции для трехкристалльного эксперимента с учетом когерентного и диффузного рассеяния.

В рамках принятых в рентгеновской кристаллооптике [5] обозначений когерентное рассеяние на кристалле с ПАВ описывается следующей системой уравнений для каждого дифракционного порядка:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_{0,n}^c(z)}{\partial z} = i[a_0 - n\kappa_s \operatorname{ctg} \theta_1] E_{0,n}^c(z) + \\ \quad ia_{-h} f(z) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(hu_0(z)) E_{h,n+m}^c(z), \\ \frac{\partial E_{h,n}^c(z)}{\partial z} = i[ba_0 + q_z] E_{h,n}^c(z) + \\ \quad ia_h f(z) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(hu_0(z)) E_{0,n+m}^c(z) \end{array} \right. \quad (1)$$

где $a_0 = \pi\chi_0 / (\lambda\gamma_0)$, $a_{h,\bar{h}} = C\pi\chi_{h,\bar{h}} / (\lambda\gamma_{h,0})$, $f(z)$ – статический фактор Дебая-Валлера, $J_m(hu_0(z))$ – функции Бесселя m -го порядка. Переменные q_x и q_z выражаются через угловые отклонения образца ω и анализатора ε в схеме трехкристалльной дифрактометрии:

$$q_x = \kappa((\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \cdot \omega - \sin \theta_2 \cdot \varepsilon),$$

$$q_z = -\kappa((\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \cdot \omega + \cos \theta_2 \cdot \varepsilon).$$

Здесь $\kappa = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме. Периодическая латеральная модуляция, описывающая ПАВ, имеет вид гармонической функции

$$\langle u(x, z) \rangle = u_0(z) \sin(\kappa_s x),$$

где $\kappa_s = 2\pi/\Lambda$, Λ – длина волны ультразвука.

Решение для интенсивности диффузного рассеяния от кристалла с ПАВ можно представить в виде суммы [6]:

$$I_h^d(q_x, q_z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_{h,m}^d(q_x, q_z).$$

Под знаком суммы стоят выражения для интенсивностей диффузного рассеяния в угловых областях соответствующих дифракционных порядков $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (основного максимума ($m=0$) и спутанных пиков ($m \neq 0$))

$$I_{h,m}^d(q_x, q_z) \approx |a_h|^2 (1 - f^2) \tau_m(q_x, q_z) L \int_0^L dz |J_m(hu_0(z))|^2 I_0^c(z).$$

Распределение диффузного рассеяния от кристалла с ПАВ в обратном пространстве задается поведением собственных корреляционных площадей

$$\tau_m(q_x, q_z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho_x \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho_z e^{i((q_x - m\kappa_s)\rho_x + q_z\rho_z)} G(\rho_x, 0, \rho_z),$$

которые принимают максимальные значения при $q_x = m\kappa_s$.

Рассмотрим модель, согласно которой поле атомных смещений под воздействием ПАВ имеет вид, показанный на рис.1. Решения для когерентных полей (1) описывают процесс многоволновой дифракции на поверхностной решетке, образованной в результате воздействия ПАВ. Эти уравнения сложны по своей структуре, поэтому процедура вычислений на их основе достаточно трудоемка.

Для вычислений интенсивности когерентного рассеяния в [6] использовалась кинематическая теория, которая в общем случае является достаточно грубым приближением. В настоящей работе предлагается модель двухслойной структуры, состоявшей из кинематического верхнего слоя, сильно деформированного под воздействием ПАВ, и динамически рассеивающей подложки. Решения для рентгеновского отражения от каждого слоя «сшиваются» по известной процедуре [7].

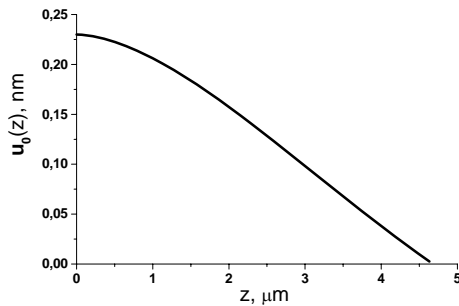


Рис. 1. Функция атомных смещений в глубь кристалла под воздействием ПАВ.

На рис.2 представлены результаты численных расчетов когерентного (а), диффузного (б) и полного (с) рассеяния от мозаичного кристалла с ПАВ. В рассматриваемой модели размеры блоков составляли $9 \mu\text{m}$ и $1 \mu\text{m}$ в латеральном и вертикальном направлениях, соответственно.

Все расчеты выполнены для (104) отражения от 127° Y' -среза кристалла LiNbO_3 σ -поляризованного рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda = 0.954 \text{ \AA}$, что соответствует энергии рентгеновских квантов 13 keV . Длина ультразвуковой волны выбрана $\Lambda = 4 \mu\text{m}$, которая совпадала с условиями эксперимента.

Контуры равной интенсивности (рис.2 и 3) представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями составляет 0.55

Для сравнения на рис. 3 показана экспериментальная карта интенсивности рассеяния от кристалла LiNbO_3 , измеренная на источнике синхротронного излучения ESRF.

Работа выполнена при финансовой поддержке целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект РНП.2.1.1.3425) и РФФИ (грант 07-02-00090-а)

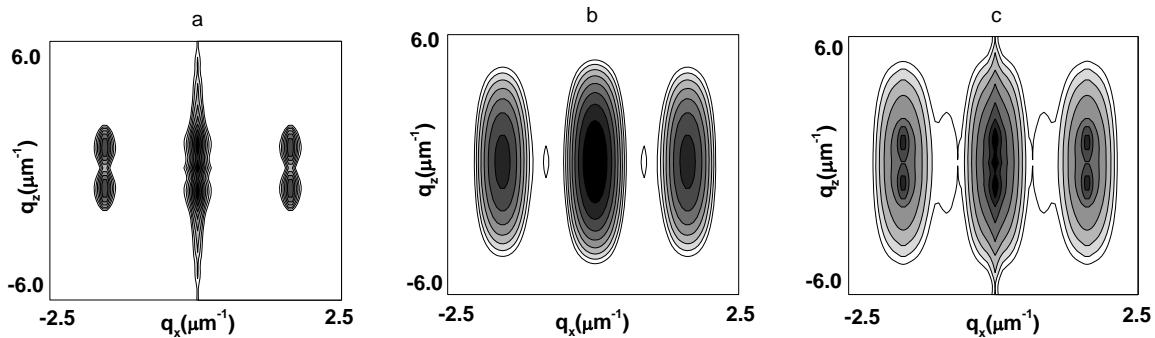


Рис. 2 Вычисленные карты углового распределения интенсивностей для когерентного (а), диффузного (б) и полного (с) рассеяния. $u_0 = 0.23 \text{ nm}$

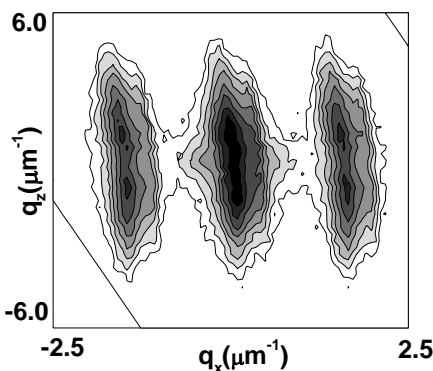


Рис. 3. Экспериментальная карта интенсивности рассеяния от кристалла LiNbO_3 , измеренная на источнике синхротронного излучения ESRF.

- [1] Campbell C.K. Surface Acoustic Wave Devices for Mobile and Wireless Communications. Academic Press: Boston. 1998.
- [2] Schelokov I.A, Roshchupkin D.V., Irzhak D.V., Tuscoulou R. J. Appl. Cryst. **37**. 52 (2004)
- [3] Пунегов В.И. Письма в ЖТФ. **29**. В.19. 52 (2003)
- [4] Иржак Д.В., Рошупкин Д.В., Тукулу Р., Матон О. Поверхность. №1. 10 (2002)
- [5] Authier A., Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. New York: Oxford Univ. Press, 2001.
- [6] Пунегов В.И., Казаков Д.В., Иржак Д.В., Пунегов Д.В., Рошупкин Д.В., Нестерец Я.И. Письма в ЖТФ. **33**. В.6. 33 (2007)
- [7] Павлов К.М., Пунегов В.И., Фалеев Н.Н. ЖЭТФ. **106**. 1967 (1995)

Рентгеновская дифракция в нанопористых системах: от модели поверхностной решетки до ближнего структурного порядка

В.И. Пунегов^{1,2}, Д.В. Сивков², А.А. Ломов³, К.Д. Щербачев⁴,
D. Nohavica⁵, P. Gladkov⁵

¹Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая 24, Сыктывкар, Россия

²Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский проспект 55, Сыктывкар, Россия

³Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия

⁴Московский государственный институт стали и сплавов, Москва, Россия

⁵Institute of Radio Engineering and Electronics, Academy of Sciences CR, Prague, Czech Republic

e-mail: punegov@syktsu.ru

В настоящее время проявляется огромный интерес к пористым структурам как к новому классу материалов [1]. Перспективность их использования связывают с возможностью изготовления различных устройств в современной оптике, электронике, биологии и медицине. В частности, для создания пористых слоев полупроводниковых подложек разрабатываются различные методы. Электрохимическим травлением в режиме анодирования поверхности полупроводниковых пластин можно формировать пористые слои и сверхрешетки толщиной от сотых долей до нескольких десятков микрон. При этом в зависимости от технологических условий могут образоваться различные по структурным параметрам пористые слои, электрофизические свойства которых зависят от параметров пор и кристаллитов. Поэтому получение детальной информации о строении пористых слоев представляет весьма актуальную задачу. Перспективными для диагностики пористых слоев оказались высококоразрешающие рентгенодифракционные методы (см.[2] и ссылки в ней).

Настоящая работа посвящена разработке теории рассеяния рентгеновских лучей от пористой структуры в рамках формализма статистической теории дифракции.

Рассмотрим модель слоя, состоящего из N элементов, расположенных вдоль оси x и отстоящих друг от друга на расстояние $T(x)$. В дискретном приближении $T(x)=T_s$, и интенсивность рассеяния от этих элементов может быть представима в виде:

$$I_h(\mathbf{q}) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \exp\left(iq_x \left(\sum_s^{n-1} T_s - \sum_s^{m-1} T_s\right)\right) I_{h,s}(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где $I_{h,s}(\mathbf{q}) = |A_h|^2 \int_0^l dz \int_{-l_x/2}^{l_x/2} dx \int dy \tau(\mathbf{r}, \mathbf{q})$ -

интенсивность рассеяния от отдельного латерального объекта с размерами l в вертикальном направлении и l_x в горизонтальном направлении, A_h - рассеивающая способность отдельного элемента, $\tau(\mathbf{r}, \mathbf{q})$ - его корреляционный объем [3].

Пусть периодические элементы в латеральном направлении представляют собой кристаллит или

систему кристаллитов, которые в пористой структуре отличаются по своим размерам $D = [l, l_s]$. Придерживаясь формализма, предложенного в [4], проведем статистическое усреднение по размерам кристаллитов с использованием логарифмического нормального распределения

$$p_{LN}(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D \sigma_{LN}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(D) - \langle D_{LN} \rangle}{\sigma_{LN}}\right)^2\right],$$

где среднее значение $\langle D \rangle$ и среднеквадратичное отклонение σ^2 соотносятся с присутствующими в функции распределения параметрами как

$$\langle D \rangle = \exp(\langle D_{LN} \rangle + \sigma_{LN}^2 / 2),$$

$$\sigma^2 = \exp(\langle D_{LN} \rangle + \sigma_{LN}^2 / 2) [\exp(\sigma_{LN}^2 / 2) - 1].$$

В результате такого усреднения решение (1) может быть переписано в виде

$$I_h(\mathbf{q}) = I_{h,1}(\mathbf{q}) \left(N + 2 \operatorname{Re} \left(\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^{n-1} \exp\left(iq_x \sum_{s=m}^{n-1} T_s\right) \right) \right)$$

где $I_{h,1}(\mathbf{q})$ - интенсивность рассеяния от отдельного элемента с учетом усреднения по их размерам. Если латеральные элементы имеют разную форму, необходимо провести также усреднение по их конфигурациям.

Предположим, что расстояние $T(x)$ между соседними элементами вдоль оси x испытывает случайные отклонения δT от среднего значения \bar{T} , то есть $T = \bar{T} + \delta T$. Тогда приходим к следующему выражению для интенсивности рассеяния:

$$I_h(\mathbf{q}) = I_{h,1}(\mathbf{q}) \left(N + 2 \operatorname{Re} \left(\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^{n-1} \exp(iq_x (n-m)\bar{T}) \exp\left(iq_x \sum_{s=m}^{n-1} \delta T_s\right) \right) \right)$$

Проведем статистическое усреднение данного решения по случайным величинам δT , в итоге получаем

$$\bar{I}_h(\mathbf{q}) = I_{h,1}(\mathbf{q}) \left(N + 2 \operatorname{Re} \left(\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^{n-1} \exp(iq_x (n-m)\bar{T}) f(q_x)^{n-m} \right) \right)$$

где $f(q_x) = \langle \exp(iq_x \delta T) \rangle$ - эффективный статистический фактор латерального порядка. Явный вид этого параметра зависит от функции распределения $w(x)$ случайной величины $T(x)$.

Решение для интенсивности рассеяния может быть представлено в виде

$$\bar{I}_h(\mathbf{q}) = I_{h,1}(\mathbf{q})L(q_x),$$

где

$$L(q_x) = N + 2 \operatorname{Re} \left(\left(\frac{Z(q_x)(1 - Z(q_x))N - (1 - Z(q_x))^N}{(1 - Z(q_x))^2} \right) \right) -$$

фактор когерентности латеральной периодической структуры пористого слоя, $Z(q_x) = f(q_x) \exp(iq_x \bar{T})$. В случае полностью неупорядоченного расположения латеральных элементов $f(q_x) = 0$ и интенсивность рассеяния от слоя равна сумме интенсивностей от отдельных элементов:

$$\bar{I}_h(\mathbf{q}) = I_{h,1}(\mathbf{q})N.$$

При этом отсутствует всякая корреляция между отдельными элементами.

Если элементы располагаются в строгом латеральном порядке, образуя поверхностную решетку, фактор когерентности соответствует известной интерференционной функции Лауэ.

Разработанный подход был использован для анализа экспериментальных данных, полученных методом трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии при исследовании пористых слоев, образованных на поверхности пластин InP (001).

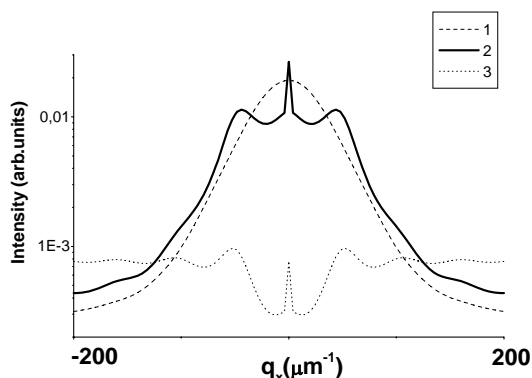


Рис.1. Теоретические кривые интенсивности рассеяния в отсутствие (1) и при наличии (2) ближнего порядка с фактором когерентности $L(q_x)$ (3).

На рисунке 1 показаны результаты численных расчетов от пористого слоя (без учета когерентного рассеяния от монокристаллической подложки). Эффективный фактор латерального порядка выбран в виде функции Лоренца

$$f(q_x) = 1 / (1 + (q_x \sigma_T)^2).$$

Сравнение теоретических и экспериментальных дифракционных кривых в режиме q_x -сканирования демонстрирует рис. 2. В компьютерных расчетах учитывалась динамическая дифракция от монокристаллической подложки InP.

Измерения интенсивности вблизи узла 004 InP выполнялись с использованием щелевого 3^x кратного Ge(004) монохроматора на автоматизированном спектрометре ТРС-1-«МАТЕХ».

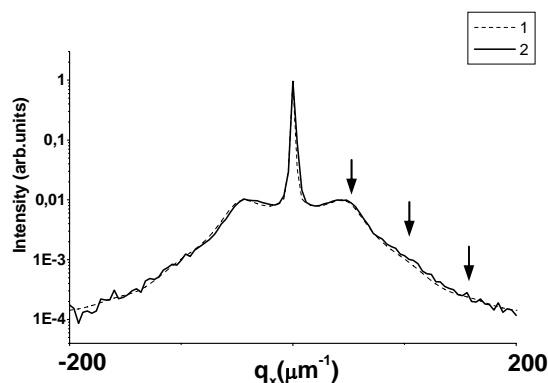


Рис.2. Теоретическая (1) и экспериментальная (2) дифракционные кривые от пористого слоя InP в режиме вращения образца (q_x - сечения узла 004 InP при $q_z=0$). Стрелками показаны положения побочных максимумов за счет корреляции пор.

На дифракционной картине (рис.2) проявляются в виде «плечей» не только побочные максимумы 1-порядка, но и максимумы следующих порядков в виде слабых наплывов.

В процессе численной подгонки получены следующие характеристики пористого слоя: размеры кристаллитов в горизонтальном направлении $\tau_x = (80 \pm 40) \text{ nm}$ (дисперсия $\sigma_x = \tau_x / 2$), средний латеральный период $\bar{T} = 120 \text{ nm}$, дисперсия флуктуации латерального периода $\sigma_T = 0.38\bar{T} = 46 \text{ nm}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект РНП.2.1.1.3425), Комплексной программы Президиума РАН (Низкоразмерные квантовые структуры), РФФИ (гранты № 05-02-17585-а, 07-02-00090-а), гранта Grant Agency of the Czech Republic (N 202/06/1315) и грантов поддержки ведущих научных школ.

- [1] New Developments in Silicon, Relation With Other Nanostructured Porous Materials, edited by D. Bellet and L.T. Canham. European-Materials Research Symposium Proceedings. (Strasbourg. France. 1996). Thin Solid Films. 1997. V. 297. N 9
- [2] Ломов А.А., Прохоров Д.Ю., Имамов Р.М., Нохавика Д., Гладков П. Кристаллография. **51**, №5, 49 (2006)
- [3] Nesterets Ya.I., Punegov V.I. Acta Cryst., **A56**, 540 (2000)
- [4] Bouille A., Conchon F., Guinebretière R. // Acta Cryst. **A62**, 11 (2006)

XUV diagnostics of preformed plasma in laser-driven proton acceleration experiments

Eugene N. Ragozin,^{a)} Alexander S. Pirozhkov,^{a), b)} Akifumi Yogo,^{b)} Jinglong Ma,^{b)} Koichi Ogura,^{b)} Satoshi Orimo,^{b)} Akito Sagisaka,^{b)} Michiaki Mori,^{b)} Zhong Li,^{b)} Mamiko Nishiuchi,^{b)} and Hiroyuki Daido^{b)}

^{a)} The Division of Optics, P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 53 Leninskii prospekt, 119991 Moscow, Russia; e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru

^{b)} Advanced Photon Research Center, Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency, 8-1 Umemidai, Kizu-cho, Soraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

The last decade has seen the quickening of interest in the generation of high-energy particle and photon beams by intense laser-plasma interactions. Presently investigated is the feasibility of producing laser-accelerated proton beams for various applications [1]. These include therapeutic purposes, radiography of targets in laser-plasma interaction experiments, fast ignition, and so on.

Proton acceleration experiments involve femtosecond laser irradiation of foil (tape) targets, the energetic particles emerging from the hydrogen-contaminated rear side of the target. The laser-target interaction depends strongly on the state of the target immediately prior to the arrival of the femtosecond pulse, and therefore on the action of a laser prepulse. One way to monitor the state of the target just before the onset of the main pulse is interferometry, which provides high temporal and spatial resolutions [2]. However, the target state alteration occurs on the nanosecond and sub-nanosecond time scales, i.e. relatively slow in comparison with the duration of the main femtosecond pulse. Thus, as a complementary technique, the diagnostics developed for the plasmas produced by relatively "long" (pico- and nanosecond) laser pulses [3] can be validly used in the femtosecond laser-solid target interaction experiments for the measurement of the preformed plasma parameters and their influence on the experimental results. To monitor the state of the target, one can record its XUV radiation with a subnanosecond-to-50-ps temporal and, where necessary, 1–10- μm spatial resolution.

The advent of normal-incidence multilayer optics has made possible high-resolution imaging in the XUV range. In combination with absorption filters they produce 2-D quasi-monochromatic plasma images at a preselected wavelength, which may be coupled to high-resolution X-ray detectors. Here, we describe proton acceleration experiments involving simultaneous spatio-temporal target characterization by 13.5-nm plasma radiation.

The proton acceleration experiments involving a 5- μm thick Ti foil target irradiation were carried out with the femtosecond Ti:Sapphire laser JLITE-X [4], which typically delivered 150 mJ pulses with a duration $\tau = 105$ or 205 fs (FWHM). The estimated peak intensity was $2.5 \cdot 10^{17}$ W/cm² for $\tau = 105$ fs. The working pulse was preceded by an ASE

prepulse of controllable duration. The plasma emission at 13.5 nm was recorded employing concave multilayer mirrors, which imaged the front- and rear-side plasmas onto the sensitive surfaces of a fast X-ray photodiode and a backside-illuminated CCD (Fig. 1). Online time-of-flight fast-particle measurements were performed simultaneously with the XUV measurements. The photodiode and the time-of-flight spectrometer were coupled to 3 GHz digital oscilloscopes. Protons with the highest energy above 0.5 MeV were routinely generated. Proton generation experiments on the JLITE-X laser are described in more detail in [5], where protons with the highest energy of 0.9 MeV were generated.

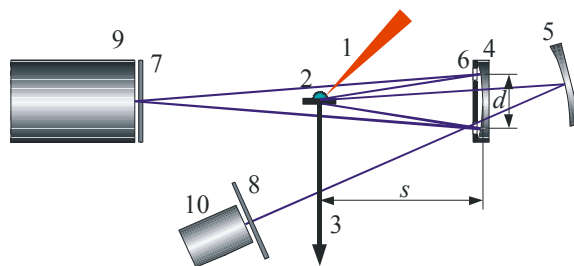


Fig. 1. Schematic of the setup: (1) P-polarized laser beam incident at 45° focused by an off-axis parabolic mirror ($f_{\text{eff}}=645.99$ mm); (2) plasma on the 5 μm thick Ti tape target; (3) proton beam analyzed by the time-of-flight spectrometer; [(4) and (5)] Mo/Si multilayer mirrors ($R = 250$ mm), $s = 146$ mm; (6) screen with two apertures separated by a distance $d = 15$ mm; [(7) and (8)] free-standing Zr/Si multilayer absorption filters [6]; (9) back-illuminated CCD; (10) AXUVHS3 photodiode.

The following parameters were varied in the experiment: (i) the Ti-tape target position relative to the focal point of the off-axis parabolic mirror; (ii) the time gating of the regenerative amplifier (RA) relative to the transit of the main femtosecond pulse, which changed the duration of the ASE prepulse; and (iii) the number of passes in the RA, which changed the femtosecond pulse duration. An example of the time-of-flight signal is shown in Fig. 2, curve 1. The highest proton velocity was obtained from the time difference between the edges of the 1st and 2nd peaks, originating, respectively, from X-rays and protons.

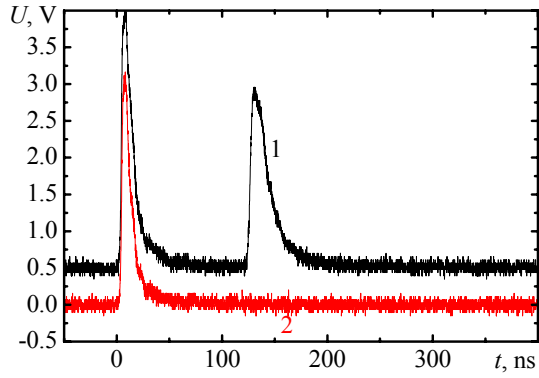


Fig. 2. Time-of-flight signals for a 105-fs pulse. Curves 1 and 2 correspond to ASE length of 0 and 8 ns. The "zero" ASE duration corresponds to the shortest achievable in the present setup. The rising edge of the 1st peak arising from X-rays gives the time reference. The rising edge of the 2nd peak gives the highest proton energy. The spectrometer sensitivity quickly drops down for low-energy protons, causing the signal to decrease with time.

Varying the instant of the RA gate opening had the effect that the ASE prepulse a few nanoseconds long, which preceded the femtosecond pulse, changed in length and intensity. This is reflected in the shape of the XUV pulse, which consisted of a few nanosecond long pedestal and a 1 ns pulse driven by the femtosecond laser pulse. The 13.5-nm front-side plasma XUV pulse is shown in Fig. 3 for ASE lengths of 0 and 8 ns.

A strong correlation was observed between the energetic proton signal and the spatio-temporal behavior of the XUV plasma emission. In particular, the longer duration of the prepulse-produced XUV

plasma emission indicates a lowering of the maximum proton energy (Table 1).

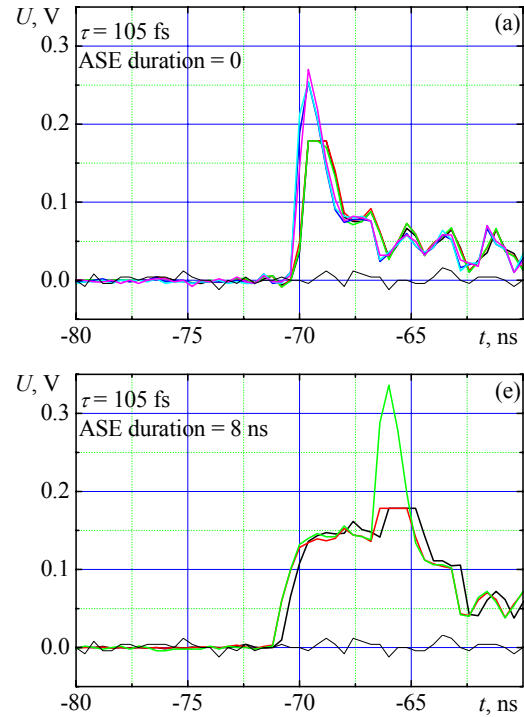


Fig. 3. Pulse shapes of the 13.5-nm plasma emission for ASE pulse durations of 0 and 8 ns. The flattop of some curves is due to the use of an increased voltage scale of the oscilloscope: In some shots it was made larger in order to notice the weak pedestal which might appear before the strong signal, but actually was not observed. Thin line corresponds to the signal with the closed mechanical shutter.

Table 1. Maximum proton energy, MeV vs. ASE duration, ns and femtosecond pulse duration τ , fs

τ , fs	ASE duration, ns				
	0 ns	2 ns	4 ns	6 ns	8 ns
105 fs	0.49±0.03	0.24±0.20	0.21±0.19	0.14±0.19	0
205 fs ^{a)}	0.44±0.09	0.08±0.15	0	0	0

In summary, we have carried out proton acceleration experiments involving a 5- μm thick Ti tape irradiation by the femtosecond JLITE-X laser. Time-of-flight rear-side fast-particle measurements were performed simultaneously with the recording of time-resolved space-integrated 13.5-nm plasma emission and space-resolved time-integrated plasma images. The 0.5 MeV proton signal was found to correlate well with the XUV pedestal generated by the ASE preceding the femtosecond laser pulse: the shorter (and weaker) the XUV pedestal, the higher the proton energy. The diagnostics developed in our work provides on-line information about the time evolution of the preformed plasma on a single-shot basis, allowing a quick optimization of the experimental conditions. The emergence of a long XUV pedestal is evidence for the destructive laser prepulse influence. This diagnostics will also be useful for other high-contrast laser-plasma

interaction regimes, like the harmonic and attosecond pulse generation from thin foils.

The authors acknowledge enlightening discussions with Prof. S. V. Bulanov, Dr. T. Zh. Esirkepov, Dr. T. Kawachi, and Dr. R. Korde. This work was supported by the Foreign Researcher Inviting Program of the Japan Atomic Energy Agency and the Relativistic Engineering and Extreme Field Science Project (REEFS).

- [1] Bulanov, S. V., et al., Phys. Lett. A **299**, 240 (2002).
- [2] Sagisaka, A., et al., Appl. Phys. B **84**, 415 (2006)
- [3] Ragozin, E. N. et al., Proc. SPIE **4781**, 17 (2002)
- [4] Mori, M., et al., Laser Phys., **16**, 1092 (2006).
- [5] Nakamura, S. et al., Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 **45**, L913 (2006).
- [6] Andreev, S. S., et al., Poverkhnost (2), 8 (2003).

Широкополосные зеркала нормального падения в области $\lambda < 11$ нм.

Г. М. Живлюк, К. Н. Медников, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, 119991 Москва, Россия
e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru

Широкополосные зеркала нормального падения на основе аperiodических многослойных структур Mo/Si были введены в практику спектроскопии мягкого рентгеновского (МР) диапазона в работах [1–4]. Области их применения – исследование неоднородной плазмы с использованием стигматических (изображающих) спектрографов [3–5], регистрация спектра высоких гармоник лазерного излучения, отражение и преобразование длительности аттосекундных импульсов МР излучения [6], и др. Рабочий диапазон длин волн молибден-кремниевых зеркал ограничен L-краем поглощения кремния (125 Å). Достижение отражения при нормальном падении в достаточно широкой области длин волн короче ~ 100 Å потребует применения других материалов.

В работе Артюкова и др. [7] были проанализированы оптические свойства более 1300 неорганических соединений и элементов, и найдены лучшие пары материалов – компонентов многослойных рентгеновских зеркал для длин волн 30 – 300 Å. Результат был представлен в виде таблиц, содержащих информацию о составе многослойных покрытий, достижимых коэффициентах отражения периодических зеркал и т.п. Было показано, что весьма хорошие результаты дают, в частности, зеркала на основе пар U/C, U/B, U/B₄C, UC/B₄C (речь идет, разумеется об обедненном уране ²³⁸U), La/B и др., а расчетные коэффициенты отражения на соответствующих длинах волн достигают 0,6–0,8. Из работ [8, 9] ясно, однако, что высокая химическая активность урана чрезвычайно затрудняет изготовление покрытий, содержащих слой химически чистого урана.

В настоящей работе ставилась цель выяснить принципиальную возможность

создания широкополосных многослойных зеркал, обладающих равномерным отражением почти в октаве длин волн при нормальном падении излучения, на основе ²³⁸U- и La-содержащих аperiodических структур. Разумеется, пары материалов, дающие наилучшие результаты в периодических структурах, будут хороши и в аperiodических структурах. На Рис. 1 показан коэффициент отражения периодических зеркал U/C и U/B₄C в диапазоне 44–111 Å. За K-краем поглощения бора ($\lambda < 66$ Å) эффективность B-содержащих зеркал низка.

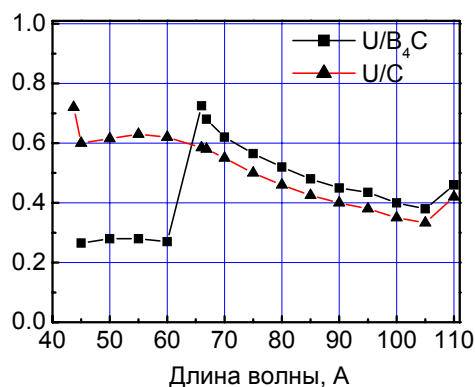


Рис. 1. Пиковый коэффициент отражения периодических зеркал U/C и U/B₄C

На Рис. 2 показан расчетный коэффициент отражения аperiodических зеркал U/C и U/B₄C. Аperiodические структуры оптимизировались на максимальное равномерное отражение при нормальном падении на заданных интервалах длин волн 44–70 Å (U/C) и 67–111 Å (U/B₄C).

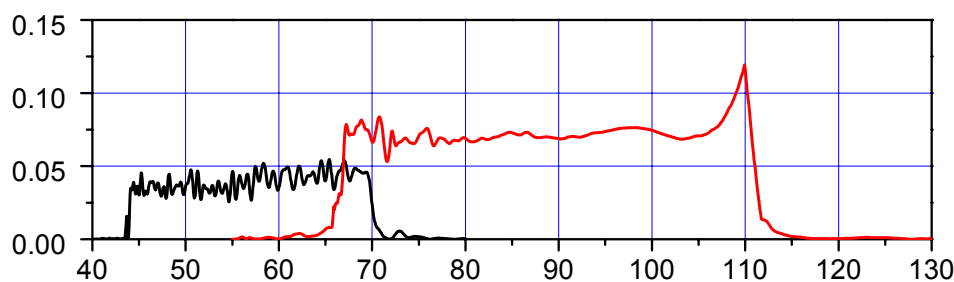


Рис. 2. Коэффициент отражения аperiodических зеркал U/C и U/B₄C (200 монослоев), оптимизированных на максимальное равномерное отражение при нормальном падении излучения.

Многослойное зеркало U/V_4C обеспечивает равномерное отражение $\sim 7.5\%$ (в среднем на интервале 67–111 Å, зеркало U/C – отражение $\sim 4\%$ (44 – 70 Å).

На Рис. 3 показан расчетный коэффициент отражения аperiodических зеркал La/V_4C , оптимизированных на максимальное

равномерное отражение при нормальном падении на интервалах 66–110 и 88–110 Å. В этом случае коэффициенты отражения несколько ниже, чем в случае ураносодержащих зеркал: средний коэффициент отражения на интервале 66–110 Å составляет около 4,2 %.

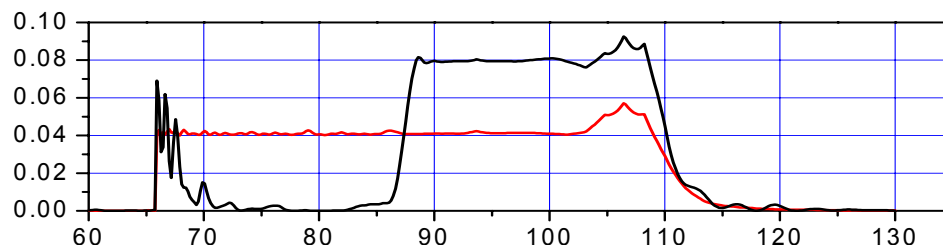


Рис. 3. Коэффициент отражения аperiodических зеркал La/V_4C (200 монослоев), оптимизированных на максимальное равномерное отражение при нормальном падении на интервалах 66–110 и 88–110 Å.

Широкополосные поляризаторы La/V_4C и U/V_4C при неизменном угле падения около 45° обладают поляризующей способностью выше 0.95 и 0.9, соответственно, во всем интервале 66 – 110 Å. Коэффициенты отражения при этом составляют $\sim 6.5\%$ (La/V_4C) и $\sim 12\%$ (U/V_4C). На Рис. 4 приведены коэффициент отражения и поляризующая способность La/V_4C при угле падения 44° (250 монослоев).

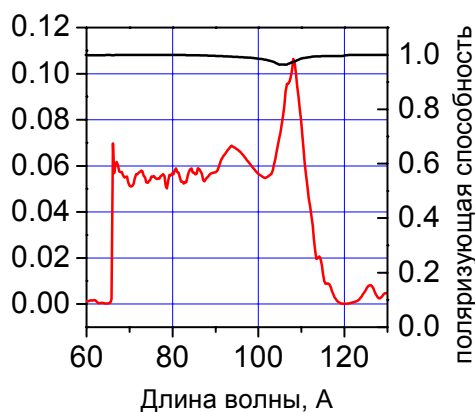


Рис. 4. Коэффициент отражения и поляризующая способность La/V_4C при угле падения 44° (250 монослоев).

Предполагается, что аperiodические рентгенооптические элементы (зеркала, поляризаторы) на основе обедненного урана и лантана найдут применение в указанных диапазонах длин волн.

Авторы признательны Н. Н. Салащенко и И. А. Артюкову за полезные обсуждения.

- [1] Колачевский, Н. Н., Пирожков, А. С., Рагозин, Е. Н., Кратк. Сообщ. Физ. ФИАН, №12, 55 (1998).
- [2] Колачевский, Н. Н., Пирожков, А. С., Рагозин, Е. Н., Квантовая электрон., **30**, 428 (2000).
- [3] Кондратенко, В. В., Левашов, В. Е., Першин, Ю. П., Пирожков, А. С., Рагозин, Е. Н., Кратк. Сообщ. Физ. ФИАН, №7, 32 (2001)
- [4] Капралов, В. Г., Корде Р., Левашов, В. Е., Пирожков А. С., Рагозин, Е. Н., Квантовая электрон., **32**, 149 (2002).
- [5] Levashov, V. E., Mednikov, K. N., Pirozhkov, A. S., Ragozin, E. N., Radiat. Phys. Chem., 75 (11), 1819 (2006).
- [6] Бейгман, И. Л., Пирожков А. С., Рагозин, Е. Н., Письма в ЖЭТФ, 74 (3), 167 (2001).
- [7] Артюков, И. А., Зеленцов, В. В., Крымский, К. М., Препринт №14 (Москва: ФИАН, 2000).
- [8] Artioukov, I. A., Fechtchenko, R. M., Udovskii, A. L., Uspenskii, Yu. A., Vinogradov, A. V., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, (517) 372 (2004).
- [9] Allred, D. D., Squires, M. B., Turley, R. S., Cash, W., Shipley, A., Proc. SPIE, **4782**, 212 (2002).

Стохастические рентгеновские зеркала

М.М. Барышева, А.М. Сатанин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия, ГСП-105

e-mail: arkady@ipm.sci-nnov.ru

Хорошо известно, что пиковое значение коэффициента отражения многослойной периодической структуры (например, зеркала типа Mo/Si) достигается в случае, когда сильно и слабо поглощающие вещества в периоде находятся в неравных долях [1]. Качественно это объясняется следующим образом. Если сначала взять слои одинаковой толщины, а затем уменьшить долю сильно поглощающего вещества, располагая его ближе к узлам поля, можно добиться уменьшения поглощения и, тем самым, увеличить коэффициент отражения [2]. В случае Mo/Si расчет дает оптимальное соотношение толщин слоев в периоде: $\beta = 0.4$.

Вследствие поглощения электромагнитное поле неоднородно распределено в структуре, что приводит к дополнительным сдвигам фаз. Следовательно, зеркала с фиксированными периодами нельзя считать оптимизированными. Для увеличения коэффициента отражения были предложены *апериодические* зеркала [3], в которых доля вещества меняется в глубь структуры по определенному закону. Такие структуры могут давать большее пиковое значения коэффициента отражения (выигрыш составляет ~1-3% по сравнению со строго периодическими зеркалами).

Как оказалось, зеркала со случайными толщинами слоев (флуктуации предполагаются малыми по сравнению со средними толщинами слоев) – *стохастические* зеркала – могут давать еще большее значение пикового коэффициента отражения. Это объясняется тем, что всегда имеются такие реализации, в которых расположение поглощающего материала лучше «подходит» к узлам неоднородного поля в структуре. Отметим, что ранее в литературе [4] уже обсуждались возможности использования стохастических зеркал для увеличения мощности отраженного излучения.

Особенно просто стохастическое зеркало генерируется на компьютере. Оно характеризуется своим кодом (например, распределением толщин), по которому его можно реализовать на эксперименте. В качестве примера приведем результаты моделирования зеркал на основе Mo/Si . Были выбраны следующие параметры зеркал: средний период $d = 69$ нм; число слоев 200; соотношение средних толщин в периоде $\beta = 0.4$; дисперсии

флуктуаций толщин: $\sigma_{Mo} = 0.25$ нм и $\sigma_{Si} = 0.5$ нм. Был сгенерирован ансамбль зеркал, различающихся толщинами слоев (длина выборки $N = 10000$). Коэффициент отражения каждого зеркала рассчитывался стандартным образом [2,5].

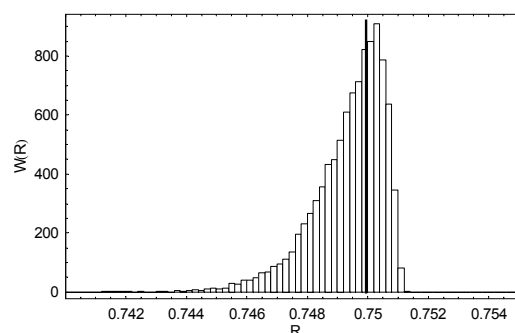


Рис. 1. Функция распределения коэффициентов отражения ансамбля зеркал со случайными толщинами слоев. Вертикальная черта соответствует пиковому значению коэффициента отражения периодического зеркала: $R_p = 0.75$.

На рисунке представлена функция распределения коэффициентов отражения. Видно, что в данной реализации имеется подмножество зеркал (для выбранных параметров число зеркал равно 3897), коэффициент отражения которых превышает пиковое значение коэффициента отражения периодического зеркала. Из данного подмножества можно выбрать зеркало с наибольшим коэффициентом отражения и предъявить его код.

В работе обсуждается устойчивость стохастических зеркал по отношению к локальным дефектам.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-01132, 05-02-17340.

- [1] Виноградов, А.В., Зельдович, Б.Я., Опт. и спектр. **42**, 708 (1977).
- [2] Зеркальная рентгеновская оптика. А.В. Виноградов и др. Л. Машиностр. 1989. С. 79.
- [3] Singh, M., Braat, J.J.M., Proc SPIE, **3997**, 412 (2000).
- [4] van Loevezijn, P., Schlatmann, R., Verhoeven, J., van Tiggelen, B.A., Gullikson, E.M., Appl. Optics, **35**, 3614 (1996).
- [5] Сатанин, А.М., Токман, М.М., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. **5**, 19 (2005).

Применение метода полного электронного выхода для изучения распределения сил осцилляторов в области XANES с использованием синхротронного излучения.

В. Н. Сивков¹, С. В. Некипелов¹, Д. В. Вялых², С. Л. Молодцов²

¹ Сыктывкарский государственный университет, Россия 167001 Сыктывкар, E-mail:svn@syktsu.ru

² Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden, Germany

Исследования резонансов формы, доминирующих в ближней тонкой структуре рентгеновских спектров поглощения (XANES – X-ray Absorption Near Edge Structure) наноразмерных объектов и структур в виде полос с высокой силой осциллятора представляют большой интерес, так как число резонансов формы, их относительные интенсивности, симметрия и энергетические положения характеризуют свойства незанятых электронных состояний и геометрическую структуру соответствующей полиатомной группы (поглощающий атом и атомы ближайшего окружения). Особое внимание привлекают силы осцилляторов (СО) резонансных рентгеновских переходов, высокая чувствительность которых к изменению ближайшего окружения поглощающего рентгеновский квант атома делает использование этого параметра перспективным для изучения наноструктур, допируемых химически активными атомами и молекулами.

Метод прямого фотопоглощения (трансмиссии) традиционно применяемый для непосредственных измерений сечений поглощения (СП) имеет очень ограниченное применение из-за необходимости приготовления образцов в виде свободных пленок или слоев толщиной не менее 30-100 нм на подложках прозрачных для ультрамягкого рентгеновского излучения. Поэтому для исследования с использованием синхротронного излучения (СИ) рентгеновских спектров поглощения наносистем размером от одного до нескольких десятков атомных слоев и интерфейсов на границе твердых тел применяется косвенный метод квантового выхода внешнего рентгеновского фотоэффекта. Величина квантового выхода прямо пропорциональна СП и интенсивности падающего СИ. Полагая коэффициент пропорциональности независимым от энергии кванта, относительную величину СП можно определить путем деления квантового выхода на падающую интенсивность СИ. Приведение СП к абсолютной шкале можно осуществить путем нормировки по атомным СП непосредственно перед краем поглощения или выше вдали от порога ионизации. При этом искажающим влиянием «эффекта толщины» на

спектральный ход СП можно пренебречь вследствие малой глубины выхода фотоэлектронов с поверхности образца. В настоящей работе использованы титановые трансмиссионные фильтры для подавления и измерения немонахроматического фона в СИ и фотокатод из пластины Si, очищенной путем прогрева в условиях высокого вакуума для определения интенсивности СИ. Предлагаемая методика апробирована на Ca2p – спектре поглощения флюорита (CaF₂).

Исследования Ca2p-спектра поглощения CaF₂ были проведены методом полного электронного выхода (TEY) на Российско-Германском канале вывода и монохроматизации СИ электронного ускорителя BESSY-II [1]. Энергетическое разрешение монохроматора в области Ca2p-края поглощения ($h\nu \sim 350$ эВ) составляло не более 0.05 эВ. Исследуемые образцы готовились методом термического осаждения в вакууме поликристаллического CaF₂ на медную пластинку. На рис.1 приведена спектральная зависимость TEY чистого Si (кривая 1), измеренная с применением Ti-фильтра толщиной 210 нм. После деления этой зависимости на атомное СП [2], была получена спектральная зависимость интенсивности падающего СИ (кривая 2) в относительных единицах. Наблюдаемое полное подавление фильтром излучения СИ в области Ti2p-края поглощения (454 - 460 эВ) указывает на отсутствие длинноволнового рассеянного фонового излучения. При этом скачек интенсивности в области 2-го порядка Ti2p-края (277 эВ) демонстрирует скачек в интенсивности коротковолнового фона и позволяет построить реальную зависимость фона кратных порядков в спектральной области 277-450 эВ (кривая 3). На рис. 2 приведены спектральные зависимости TEY для CaF₂ в относительных единицах (кривая 1) и интенсивности СИ (кривая 2). Штриховой линией показан уровень фона в области Ca2p-края поглощения для CaF₂. Видно, что в области Ca2p-порога ионизации фон отсутствует и для спектральной зависимости интенсивности СИ характерно наличие существенного наклона и отсутствие какой-либо структуры. На рис. 3 приведена спектральная зависимость СП в области XANES Ca2p-спектра поглощения CaF₂ полученная путем деления TEY флюорита на

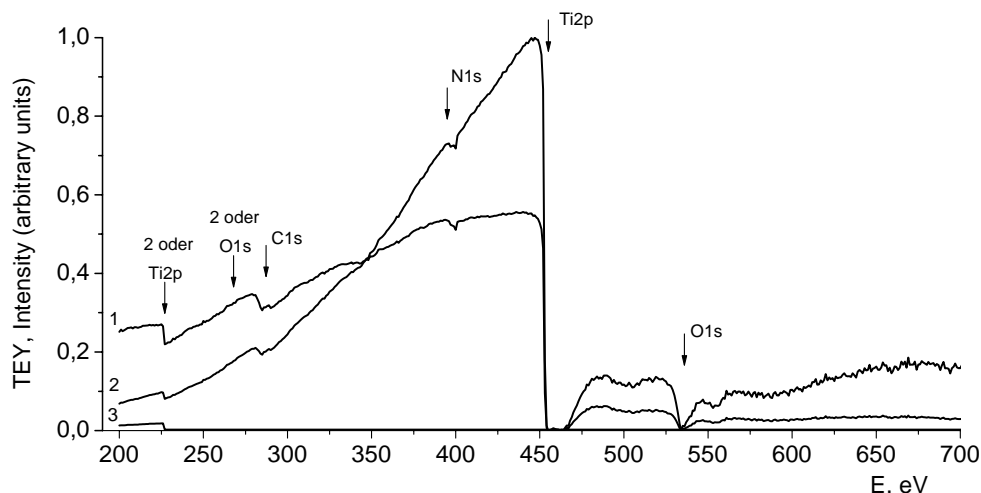


Рис.1. Спектральная зависимость полного электронного выхода чистого Si (1) и относительной интенсивности СИ (2), полученной делением TEY Si на сечение поглощения атома Si [2]. Кривая 3 – относительная интенсивность фона от кратных порядков излучения.

интенсивность СИ (см. рис.2) и последующей привязкой по сумме атомных СП [2] перед Ca2p-краем поглощения. Следует отметить, что привязка к абсолютной шкале СП по атомной сумме СП в случае гетероатомных соединений не совсем корректна, так как хорошая корреляция экспериментальных СП с суммой атомных СП в моноатомных твердых телах

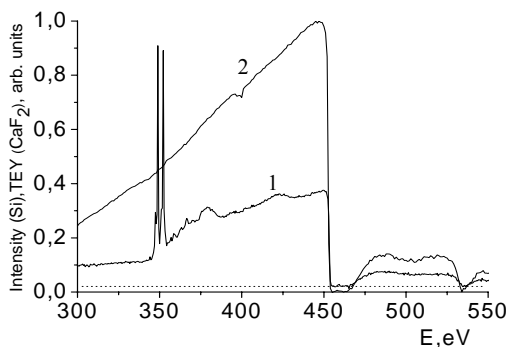


Рис.2. Спектральная зависимость интенсивности СИ (2) и TEY в области Ca2p-края поглощения CaF₂ (1)

наблюдается лишь перед краем поглощения и вдали от порогов ионизации. При этом в припороговых областях могут наблюдаться существенные расхождения, что имеет место в случае 3d-переходных металлов [3]. Что касается флюорита, то проведенные нами ранее измерения СП на монохроматических рентгеновских линиях [4] показали сильное отклонение в сторону уменьшения экспериментальных СП от атомных [2] в области выше Ca2p-порога ионизации и хорошее согласие перед Ca2p-краем поглощения. Следует отметить, что полученные

в настоящей работе методом TEY значения СП хорошо согласуются с результатами измерений на монохроматических линиях [4].

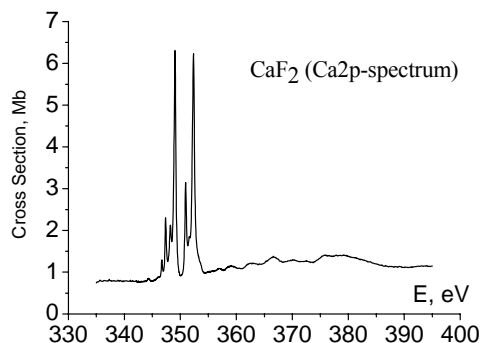


Рис.3 Спектральные зависимости сечения поглощения CaF₂.

Исследования проводились при финансовой поддержке гранта РФФИ (04-02-17216), целевой Программы (НПП 2.1.1.3425) и двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY-II.

[1] Fedoseenko S.I., Iossifov I.E., Gorovikov S.A., Schmidt J.-S., Follath R., Molodtsov S.L., Adamchuk V.K., Kaindl G.. Nucl. Instr. and Meth.. A, **470**, 84 (2001).
 [2] Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. Atom. Data and Nucl. Data Tables. **54**, 144 (1993).
 [3] Сивков В.Н., Виноградов А.С., Некипелов С.В., Сивков Д.В. Изв. РАН, сер. физ., **71**, 81 (2007).
 [4] Сивков В.Н., Виноградов А.С., Некипелов С.В., Сивков Д.В. «Нанофиз. и наноэлектр.», Н.Новгород, материалы симпозиума, т.2, 398 (2006).

Исследование SiGe/Si гетероструктур с Si и SiGe буфером методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии.

И.А. Смирнова¹, Э.В. Суворов¹, В.И. Вдовин²

¹ Институт физики твердого тела РАН

142432, Черноголовка, Московская область

² Государственный институт редких металлов,

119017 Москва, Россия

e-mail: irina@issp.ac.ru

Современная наука и техника широко использует самые разнообразные многослойные структуры, состоящие из материалов с различающимися параметрами решетки. Это с одной стороны многослойные зеркала, в том числе и для рентгеновской оптики, а с другой это разнообразные гетероструктуры применяются в микро - и оптоэлектронике. Такие сложные структуры, как правило, связаны с локальными деформациями и напряжениями на границах слоев и могут заметно изменять локальные физические свойства этих систем.

Большой интерес для создания новых электронных и оптоэлектронных приборов представляют структуры SiGe на Si подложках. Однако, из-за большого несоответствия параметров кристаллических решеток Si и Ge (~4%) эпитаксиальные пленки SiGe, оказываются упруго напряженными. С другой стороны известно, что для создания целого ряда электронных приборов на основе эпитаксиальных структур SiGe/Si необходимы системы с высокой степенью релаксации [1]. Одним из возможных способов снятия этой проблемы является введение низкотемпературного SiGe буфера, приводящего к релаксации этих несоответствий.

Детектирование и измерение этих локализованных деформаций является важной физической задачей. Одним из наиболее используемых неразрушающих методов анализа деформаций в кристаллах являются методы дифракции рентгеновского излучения. Однако анализ дифракции рентгеновского излучения и получения количественной информации о локальных искажениях кристаллической решетки является достаточно сложной проблемой теории дифракции.

Существует, по крайней мере, три метода измерения и анализа таких деформаций. Во-первых, это рентгеновское измерение изгиба кристаллов с выращенной пленкой. Во-вторых - секционные топограммы на просвет и на отражение, которые могут дать сведения о дефектах в переходных слоях. В-третьих - получение и исследование тонкой структуры двухкристалльных кривых отражения. Моделирование таких кривых и сопоставление их с экспериментальными позволяет получать сведения о интерференционных параметрах

кристаллических структур и, следовательно, получать данные о релаксации напряжений на границах слоев.

В работе сделана попытка на примере изучения гетероструктур с низкотемпературным буфером (Si или SiGe) сравнить возможности трех названных выше рентгеновских методов. Исследовались структуры с разной концентрацией германия: подложка Si(001), Si буфер, низкотемпературный буфер, слой Si_(1-x)Ge_x, слой Si. Методика приготовления гетероструктур и их основные характеристики описаны в работе [2].

Исследования проводились методами секционной и проекционной топографии в геометрии на прохождение и отражение, методом двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии в схеме (n;n), Монохроматор Si(004), излучение CuK_{α1}, трубка БСВ-29. Размер формирующей щели в плоскости рассеяния перед кристаллом 0.05мм.

Экспериментальные результаты

В качестве примера рассмотрим случай исследования структурного совершенства гетероструктур методом определения радиуса кривизны образцов. Радиус кривизны определялся методом двухкристалльного спектрометра.

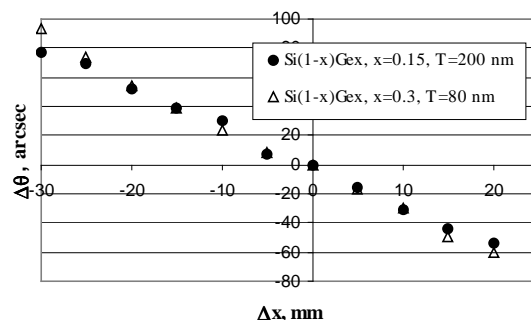


Рис.1

На рисунке представлены экспериментальные результаты – отклонение кристалла из отражающего положения при перемещении точки падения рентгеновского пучка вдоль поверхности образца – ось X. Данные кристаллы имели Si низкотемпературный буфер. Рассчитанный по этим данным радиус кривизны равен R=66м (x=0.15), R=86м (x=0.3).

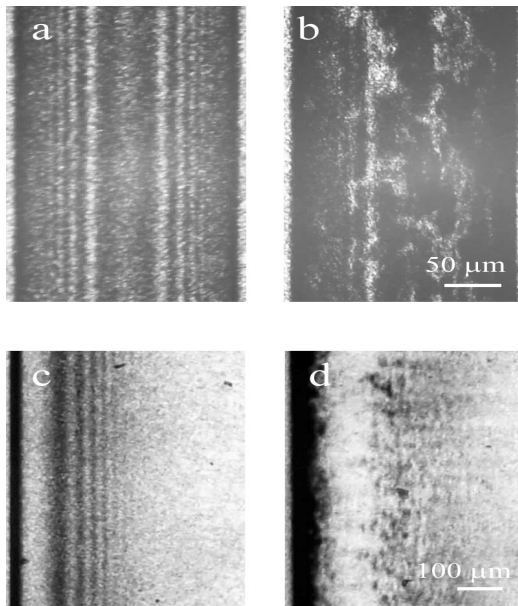


Рис.2 Фрагменты секционных топограмм, излучение $MoK_{\alpha 1}$ а) б) геометрия на прохождение $Si(220)$, с) д) на отражение $Si(004)$;

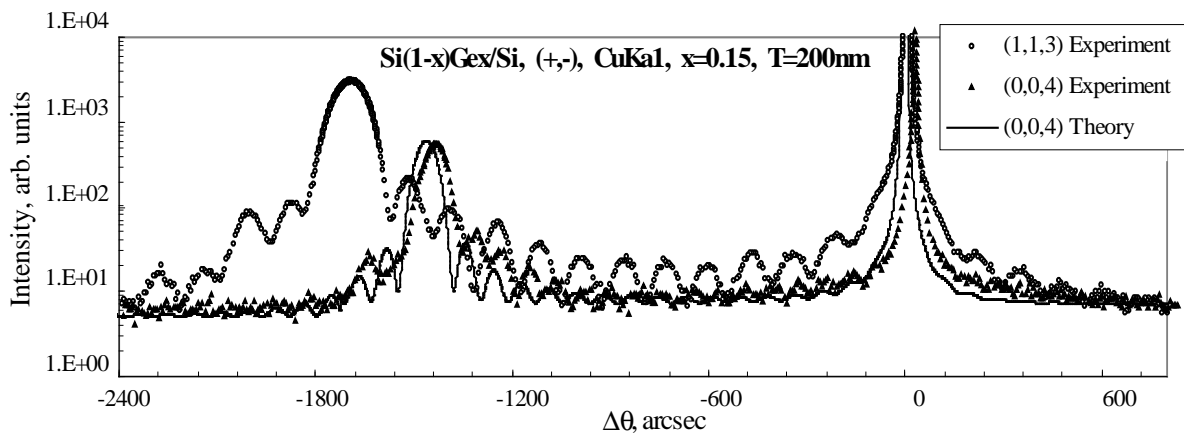


Рис.3

На рис.3 представлены экспериментальные и теоретические (сплошная линия) кривые качания. Все кривые имеют узкий пик подложки и уширенный окруженный толстыми осцилляциями пик пленки. Пик пленки смещен в сторону меньших углов из-за больших напряжений, вызванных несоответствием параметров решеток. Контраст осцилляций в случае симметричного отражения (004) намного ниже, чем для асимметричного (113) (угол скольжения равен 2.8 градуса).

Моделирование дифракционного эксперимента проводилось в полукинематическом приближении, амплитуда отражения подложки рассчитывалась по динамической теории рассеяния, а многослойной пленки по кинематической [4,5]. Видно удовлетворительное соответствие моделирования и эксперимента. Коэффициент релаксации R для данной структуры равен 0%.

Сравнительный анализ образцов с низкотемпературным Si и SiGe буфером проведенный по вышеописанным методикам

а) с) Si буфер, б) д) SiGe буфер.

На фрагментах топограмм рис.2 а) б) хорошо видны интерференционные полосы соответствующие идеальному кристаллу. На с) д) наблюдается уменьшение контраста интерференционных полос, а также явно выраженные кинематические выбросы интенсивности из сильно деформированной приповерхностной области. Следует заметить, что на периферии образцов наблюдалась регулярная дислокационная сетка.

Из анализа секционных топограмм видно, что структурное совершенство подложки с пленкой с кремниевым низкотемпературным буфером соответствует идеальному кристаллу. Для структур с SiGe буфером в процессе роста на границе подложка буфер формируются дефекты “высокой мощности”, с медленно спадающим дальним полем, это может быть, например скопление коротких наклонных дислокаций. Эти данные хорошо согласуются с электрон микроскопическими исследованиями [2].

показывает, что в структурах с Si буфером наблюдается небольшая релаксация напряжений в пленке ~3%. В структурах с SiGe буфером после границы раздела, по-видимому, формируются дефекты двух типов длиннопериодные или короткопериодные в направлении оси роста. В зависимости от концентрации германия и толщины плёнки преобладает тот или другой тип. Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с данными, приведенными в работе [2].

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований - РФФИ РАН №06-02-16536-а.

[1] DJ.Pau. Adv. Vater, **11**,191,(1999)
 [2] M Rzaev, F Schaffler, V Vdovin, T. Yugova, Materials Science in Semiconductor Processing, **8**, 137-141, (2005).
 [3] Authier A., Dynamical Theory of X-Ray
 [4] Bartels W.J., Hornsta J., Lobeek D.J.W., Acta Cryst., **A42**, 539-545 (1986).
 [5] Kato N., Acta Cryst., **A48**, 829-834 (1992).

Тонкая структура дифракционного изображения дислокаций, ориентированных вдоль вектора дифракции.

Э.В.Суворов¹, И.А.Смирнова¹, Е.В.Шулаков²

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область, Россия

² Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Московская область, Россия
e-mail: suvorov@issp.ac.ru

Дифракция рентгеновских лучей на локализованных линейных деформациях параллельных поверхности образца - это удобная модель для анализа рассеяния на многослойных гетероструктурах. Геометрия, когда ось дислокации ориентирована вдоль вектора дифракции, представляет большой интерес, т.к. изображение, формируемое на выходной поверхности кристалла, образуется путем сложения рассеянных волн от всех точек дислокации, пересекающей треугольник рассеяния. Это так называемое особое положение дислокации, одна из координат - ось X - совпадает с осью дислокации, что существенно упрощает расчет и интерпретацию наблюдаемого изображения [1]. На рисунке 1 показана схема эксперимента. Ось дислокации здесь пересекает весь треугольник рассеяния вдоль вектора дифракции, параллельно выходной поверхности кристалла. Для того чтобы разобраться, как же образуется изображение, необходимо было

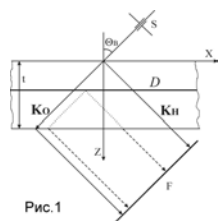


Рис.1

посмотреть, как происходит рассеяние при изменении интерференционных параметров - поглощения и длины экстинкции.

На рис.2(а,б,в) приведены секционные топограммы, снятые с тремя значениями вектора дифракции $(0\bar{2}2)$, $(0\bar{4}4)$, $(0\bar{6}6)$ на излучении $MoK_{\alpha 1}$. На рис.2(г) приведена секционная топограмма того же фрагмента кристалла на излучении $CuK_{\alpha 1}$. На топограммах с ростом величины вектора дифракции отчетливо наблюдается увеличение размеров прямого изображения и усложнение его формы. На топограмме рис.2(г) уже не наблюдаются экстинкционные полосы, т.к. здесь остается только одна слабо поглощающаяся волна, т.е. работает бормановский случай, и в соответствии с теорией в середине треугольника рассеяния наблюдается колоколообразное распределение интенсивности. С ростом величины вектора дифракции размеры прямого изображения увеличиваются, и появляется его тонкая структура, а в бормановском случае прямое изображение просто отсутствует, наблюдается лишь светлая тень под дислокацией.

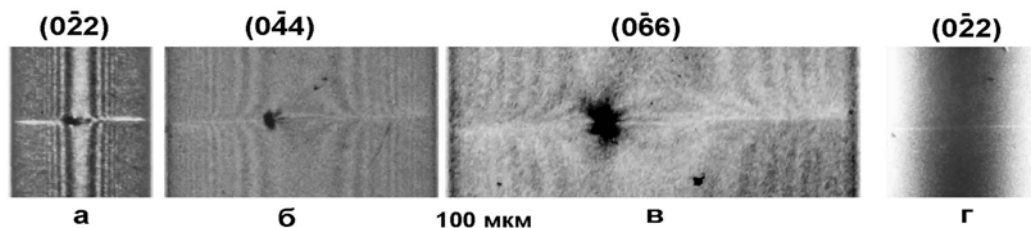


Рис.2

Обращает на себя внимание сдвиг полосы светлой тени динамического изображения вверх и вниз по обе стороны прямого изображения. Это связано со сдвигом траекторий, наблюдавшихся ранее в работе [2], для нормальной и аномальной мод волнового поля по обе стороны дислокации по Y-координате. Так как поглощение для нормальной и аномальной моды волнового поля различны, будет наблюдаться асимметрия амплитуд в распределении суммарного волнового поля в плоскости рассеяния.

На рис.3 приведены рассчитанные распределения рентгеновского волнового поля в плоскостях рассеяния, сдвинутых по оси Y от линии дислокации ($Y = \pm 1 \mu\text{м}$ и $Y = \pm 3 \mu\text{м}$). На приведенных распределениях отчетливо наблюдается асимметрия интенсивности относительно вертикальной оси Z. Эта особенность изображения позволяет определять направление вектора Бюргера дислокации по одному секционному снимку.

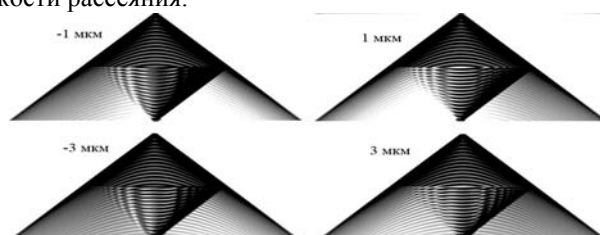


Рис.3

Необходимо особо подчеркнуть, что каждая точка дислокации (точнее каждая точка сильно искаженной области вблизи ядра дислокации), попадая в волновое поле, распространяемое в треугольнике рассеяния в области лауэвского отражения, будет становиться источником нового волнового поля, т.е. будет возникать новый треугольник рассеяния. На рис.4(а,б,в,г) показаны распределения волновых полей, образующихся в треугольнике рассеяния от фрагментов дислокации, расположенных в разных участках треугольника рассеяния и посчитанных с помощью уравнений Такаги [3]. В область треугольника рассеяния со стороны падающего пучка постепенно продвигается дислокация и последовательно заполняет все пространство вдоль вектора дифракции. Моделирование волнового поля в треугольнике рассеяния позволяет последовательно проследить, как образуются отдельные детали дифракционного изображения. Первоначально, когда ось дислокации только касается первичного пучка (рис.4а,б), начинает формироваться самая яркая часть изображения – прямое изображение (по терминологии А.Отье [4, 1]). Вблизи этого крыла треугольника рассеяния сосредоточена наибольшая часть

энергии падающего пучка. Поэтому вновь формируемое волновое поле также будет достаточно ярким. Далее по мере продвижения дислокации внутрь треугольника рассеяния интенсивность вновь образованных волновых полей будет ослабевать и, следовательно, яркость этих деталей изображения будет существенно слабее (рис.4в,г).

Особенно важно отметить тот факт, что вид упругого поля для каждого фрагмента дислокации и ориентация ее оси не сильно влияют на характер нового рентгеновского волнового поля. Сильно искаженная область вблизи ядра дислокации при взаимодействии с рентгеновским волновым полем в треугольнике рассеяния работает наподобие рентгеновского зеркала – возникает новое волновое поле в новом треугольнике рассеяния, когерентное взаимодействие которого со старым полем и приводит к образованию рентгеновского изображения. В то же время общий вид контраста будет определяться формой и ориентацией оси дислокации, т.к. каждое вновь образованное волновое поле распространяется из определенной точки треугольника рассеяния и имеет свою определенную начальную фазу. Именно сложение этих волн с учетом их фаз и приводит к такому большому разнообразию изображений дефектов.



Рис.4

Для качественного объяснения наблюдаемых изображений на рис.2 ближнее поле дислокации можно приближенно рассматривать [5, 6], как полосы двух близко расположенных дефектов упаковки. В этом случае вновь образующееся волновое поле под дислокацией будет, очевидно, аналогично полю, возникающему в известном случае дефекта упаковки [7, 1]. Это значит, что изображение ближнего поля дислокаций будет состоять из двух частей – динамической осциллирующей тени, образующейся расходящимся конусом лучей под дислокацией, и дифракционной фокусировке лучей, формируемых сходящимся пучком траекторий нового волнового поля [8], рождающегося в каждой точке ближнего поля дислокации.

Рассмотренный в этом разделе эксперимент и моделирование нового волнового поля в треугольнике рассеяния показывают, что в формировании изображения дислокации в данном случае принимают участие все точки на оси дислокации, или точнее все точки сильно искаженной области вблизи ядра дислокации, попадающие внутрь палатки Бормана. Каждая такая точка является источником распространения нового волнового поля. Интерференция всех этих полей и формирует

изображение дислокации. Самая яркая часть этого изображения - прямое изображение - формируется в области пересечения оси дислокации с направлением падающего пучка.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований - РФФИ № 06-02-16536-а.

- [1] Authier A., *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction*, Oxford: Science Publications, 734 P, (2001)
- [2] Suvorov E.V., Polovinkina V.I., Nikitenko V.I., Indenbom V.L., *Phys. Stat. Sol. (a)*, **26**, 1, 385, (1974)
- [3] Takagi S., *J. Phys.Soc.Japan*, **26**, 5, 1239, (1969)
- [4] Authier A., *Bull.Soc.Franc.Mineral.Cryat.*, **84**, P.51, P.115, (1961)
- [5] Инденбом В.Л., Чуховский Ф.Н., *Кристаллография*, **19**, 1, 35, (1974)
- [6] Инденбом В.Л., Слободецкий И.Ш., *Кристаллография*, **19**, 1, 42, (1974)
- [7] Kato N., Usami K., Katagawa N., *Advances in X-ray Analysis*, **10**, 46, (1967)
- [8] Инденбом В.Л., Слободецкий И.Ш., Труни К.Г., *ЖЭТФ*, **66**, 3, 1110, (1974)

Влияние неровностей краев субмикронных отверстий на дифракцию света.

Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

Основной проблемой, стоящей на пути развития проекционной литографии на длине волны 13,5 нм, является создание высокоотражающих зеркал нормального падения с точностью формы отражающей поверхности 0,2-0,5 нм. Для этого в ИФМ РАН развивается технология аттестации таких зеркал с последующей коррекцией формы поверхности, с целью доведения до требуемой точности. Контроль формы поверхности производится с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения [1]. Одним из элементов этого интерферометра, ограничивающим точность измерений, является субмикронное отверстие в непрозрачном экране, которое собственно является источником сферической волны и которое невозможно сделать идеально круглым.

В данной работе рассматривается влияние формы отверстия на амплитудные и фазовые характеристики дифрагированного излучения.

В рамках скалярной теории Кирхгофа-Гельмгольца [2] рассматривается дифракция света на отверстия произвольной формы, средний диаметр которого сравним с длиной волны падающего излучения. В качестве экрана выступает пленка с бесконечной проводимостью и «нулевой» толщиной. Длина волны падающего излучения $\lambda=633$ нм. Радиус отверстия задается произвольной функцией $\rho(\varphi)$.

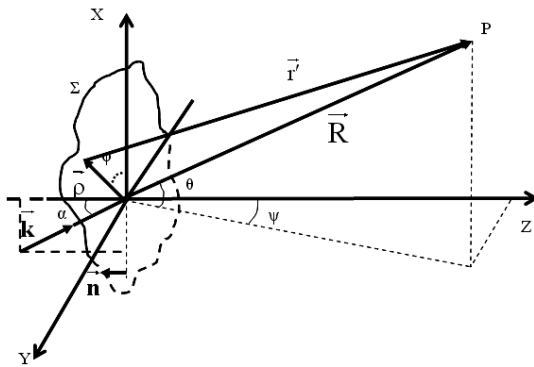


Рис.1. Вид отверстия и постановка задачи.

Геометрия задачи представлена на рис.1, где слева на отверстие ($z<0$) падает плоская монохроматическая волна под углом α и волновым вектором k ; распределение дифрагированного излучения смотрится за экраном ($z>0$) на сферической поверхности с фиксированным радиусом $R=10$ см, совмещенным с центром отверстия.

Форма отверстия задавалась случайным образом, радиус которого был представлен в виде некоторой произвольной (случайной) функции от угла φ в плоскости экрана. Функция $\rho(\varphi)$ задавалась следующим образом.

1) Вначале отверстие разбивалось на N одинаковых секторов. Затем с помощью генератора случайных чисел генерировалось N случайных значений радиуса (см. Рис.2), распределенных по Гауссу со средним значением ρ_0 , что соответствует круглому отверстию (показано на рисунке в виде окружности) и σ (СКО - среднееквадратичное отклонение). Каждому сектору присваивалось соответствующее значение радиуса (ломаный контур на рис.2).

2) Далее, зная значения радиуса ρ в соответствующем секторе на всем интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, функция отверстия $\rho(\varphi)$ задавалась плавной функцией, аппроксимирующей эти точки (плавный контур на рис.2).

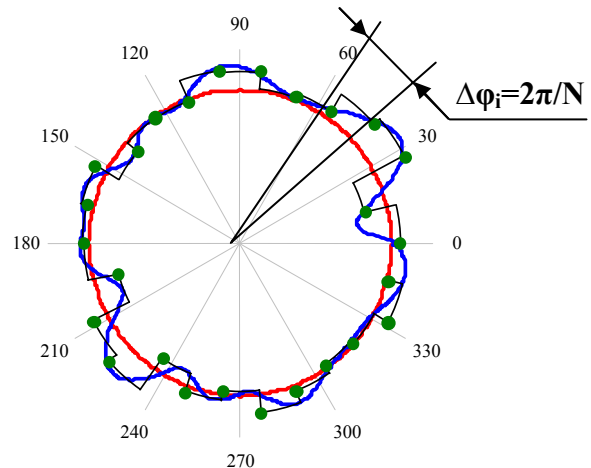


Рис.2. Задание формы отверстия.

Для определения дифрагированного излучения была рассмотрена задача Неймана [3], из которой распределение поля определялось по следующей формуле:

$$u(P) \sim \frac{i}{lR} \cos \delta \cdot e^{ikR} (C(\delta, \vartheta, R) + i \cdot S(\delta, \vartheta, R))$$

где

$$C(\delta, \vartheta, R) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho(\varphi)} \cos(kc \cdot \sin \delta \cdot \cos \varphi + kh) c d c d \varphi$$

$$S(\delta, \vartheta, R) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho(\varphi)} \sin(kc \cdot \sin \delta \cdot \cos \varphi + kh) c d c d \varphi$$

$$h = \frac{c^2}{2R} - c(\sin \vartheta \cdot \cos \varphi + \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta \sin \varphi)$$

а распределение интенсивности и фазы в виде:

$$I(P) = |u(P)|^2, \quad F(\vartheta) = \arg[u(P)]$$

В данной работе рассматривается случай нормального падения излучения на экран, $\alpha=0$. Поскольку угловая зависимость фазовой поверхности дифрагированного излучения носит слу-

чайный характер, то в качестве критерия влияния неровностей отверстия на качество фронтов было выбрано максимальное отклонение фазы ($\langle \Delta F \rangle$) от сферы в интервале углов $\theta \in [-\pi/5, \pi/5]$ (рабочая числовая апертура существующего в ИФМ РАН интерферометра) при фиксированном угле $\psi=0$, усредненное по M реализациям.

Расчеты проводились для отверстий со средними значениями диаметров $d=2\rho_0=\lambda/2$; λ ; 1000 нм с двумя значениями $\sigma=2,5\%$ и 10% от диаметра, $\langle \Delta F \rangle$ усреднялось по $M=50$ реализациям.

Из рис.3 видно, что деформации волнового фронта уменьшаются с уменьшением диаметра отверстия.

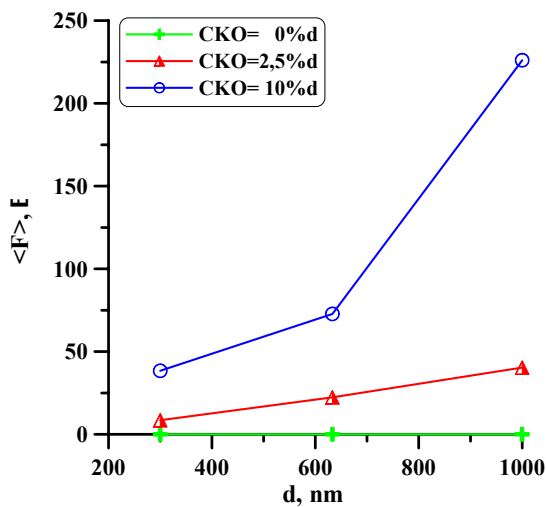


Рис.3. Зависимость отклонения фазовой поверхности дифрагированного излучения $\langle \Delta F \rangle$ от идеальной сферы от диаметра отверстия d .

Из полученных результатов видно, что даже незначительные отклонения формы отверстия от окружности (в общем случае от эллипса) приводят к существенным деформациям фазовой поверхности дифрагированного фронта. В частности оказалось, что деформации контура отверстия на уровне 2,5% могут привести к деградации сферичности дифрагированной волны до уровня порядка $\lambda/100$, что более чем на порядок хуже требуемых значений.

Из рис. 4 (пример одной случайной реализации) видно, что влияние формы отверстия на угловую зависимость интенсивности дифрагированной довольно слабое даже при больших среднеквадратичных отклонений (СКО) формы отверстия от окружности.

Однако, учитывая влияние формы отверстия на фазовую поверхность, особое внимание необходимо уделять форме отверстия. Проблема от-

бора «годных» отверстий усложняется тем, что флуктуации диаметра отверстия практически не влияют на угловое распределение интенсивности. Поэтому, зачастую, качество фронта генерируемого отверстием, можно оценить только в процессе работы интерферометра.

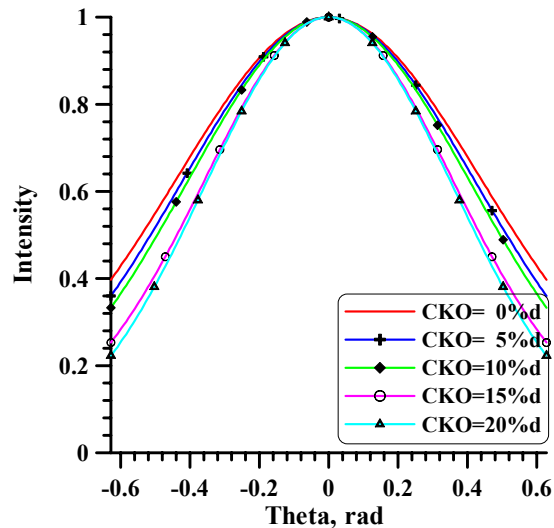


Рис.4. Угловое распределение интенсивности дифрагированного излучения, диаметр отверстия – 633 нм.

Из проведенных исследований следует, что целесообразно уменьшать диаметр отверстия, поскольку при одной и той же дисперсии отклонения диаметра отверстия, ее влияние на деформации волнового фронта резко падает с уменьшением диаметра.

Данные расчеты производились на компьютере с помощью математического пакета MATHCAD 13.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17340-а и 07-02-00190-а.

Литература:

- [1] Н.И. Чхало и др. Интерферометрия оптических поверхностей с субнанометровой точностью // Материалы симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника», г. Нижний Новгород, 13-17 марта 2006 г., с. 113.
- [2] М.Борн, Э.Вольф, Основы оптики (1973).
- [3] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М. Наука, 1990, 2-е издание.

Дифракция плоской волны на круглом отверстии в плёнке конечной толщины с реалистичными электродинамическими свойствами

И.А.Дорофеев, Н.Н.Салащенко, М.Н.Торопов, Н.И.Чхало

Институт физики микроструктур РАН

603950 ГСП-105 Н.Новгород, Россия

E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментальные исследования различных схем двулучевой интерферометрии в проекционной литографии вызвали необходимость теоретического исследования дифракции зондирующего излучения на отверстии, сформированном в плёнке конечной толщины с реальными оптическими характеристиками. Эти особенности геометрии задачи можно учесть на основе метода Кирхгофа-Гельмгольца [1], используя функцию Грина подходящей краевой задачи, например задачи о поле точечного источника, расположенного над полупространством с произвольными свойствами, покрытом плёнкой любой толщины с произвольными оптическими характеристиками [2]. Данное сообщение посвящено расчёту амплитудно-фазовых характеристик дифрагированного поля плоской волны на круглом отверстии. В расчётах полагалось, что толщина плёнки много меньше

длины волны зондирующего излучения (0.633 мкм) и что поле падающей волны не возмущено в отверстии.

Сравнение результатов решения нашей задачи с классической задачей дифракции на бесконечно тонком идеальном экране показывает, что наибольшим изменениям подвергаются фазовые характеристики дифрагированного поля. Расчёт был проведён для плёнок из золота, серебра, меди, ряда полупроводников и других материалов. На рис.1а показаны графики зависимости набега фазы $\Delta\varphi(\theta) = \varphi(0) - \varphi(\theta)$ от полярного угла на идеальной сферической поверхности радиусом 10см при различных толщинах (указаны справа от кривых в Ангстремах) алюминиевой плёнки ($\epsilon_{Al} \approx -54.2 - i21.8$), при радиусе отверстия в плёнке $a = 0.15 \text{ мкм}$. Хорошо видно, что набег фазы стремится к нулю с уменьшением

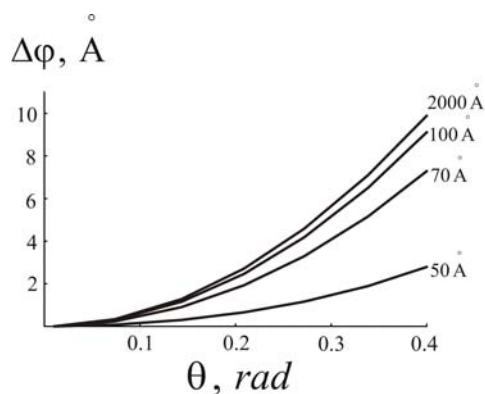


Рис.1 а)

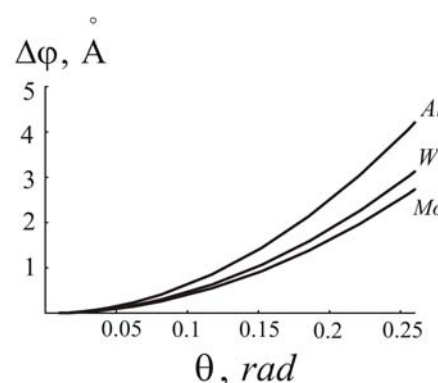


Рис.1 б)

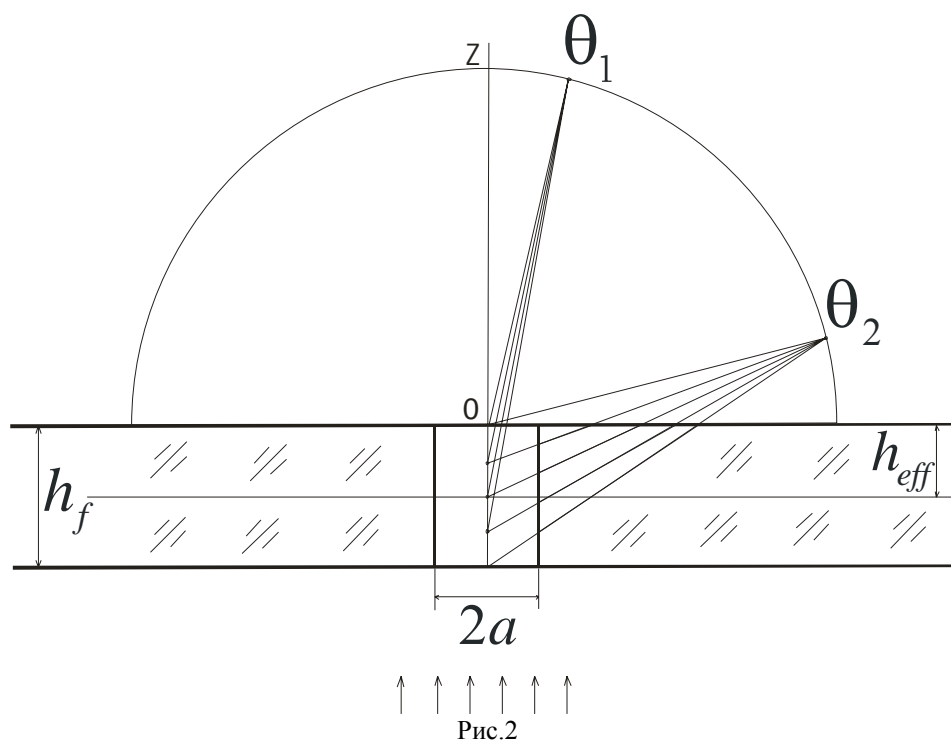
толщины плёнки. Заметим, что набег фазы при дифракции на бесконечно тонком идеальном экране с таким же размером отверстия равен нулю с точностью до пятого знака включительно (если его измерять в Ангстремах). Необходимо также подчеркнуть, что существенное уменьшение набега фазы возникает при толщинах плёнки, сравнимых с толщиной скин слоя, равной $\delta \approx c/\Omega_p \approx 100 \div 200 \text{ Å}$ для хороших проводников, характеризуемых плазменными частотами $\Omega_p \sim 10^{16} \text{ рад/с}$. Было установлено, что набег фазы уменьшается с увеличением мнимой части при фиксированной толщине и действительной части диэлектрической

проницаемости, а при фиксированной мнимой части набег фазы уменьшается с увеличением действительной части в случае, если знак действительной части отрицательный. Интересной установленной закономерностью является зависимость набега фазы от знака действительной части диэлектрической функции. На рис.1б представлены графики зависимости набега фазы от полярного угла для материалов с приблизительно одинаковым поглощением, но с разными знаками действительной части диэлектрической проницаемости. Расчёт сделан для алюминия, вольфрама ($\epsilon_w \approx 4.8 - i21.2$) и молибдена ($\epsilon_{Mo} \approx 1.1 - i26.3$). Заметим, что

материалы с $\text{Re}[\varepsilon(\omega)] < -1$ являются поверхностно-активными в том смысле, что для них могут существовать особые решения системы уравнений Максвелла, соответствующие поверхностным плазмон-поляритонам, если речь идёт о контакте металлов с вакуумом или воздухом [3]. Обращает на себя также и тот факт, что набег фазы меньше для молибдена, чем для вольфрама. Совокупность полученных результатов достаточно понятна на качественном уровне. На рис.2 представлена геометрия рассмотренной задачи, из которой ясно, что чем больше полярный угол, тем существеннее роль материала плёнки, поскольку излучение частично распространяется по оптически более плотному материалу, что и приводит к большему набегу фазы. При этом для материалов с $\text{Re}[\varepsilon(\omega)] < 0$ индекс рефракции, как известно, $n(\omega) \sim 1/\sqrt{-\text{Re}[\varepsilon(\omega)]}$ и, соответственно, больше набег фазы. Из рисунка также ясно, что при толщинах плёнки $h_f > \delta$ будет «работать» лишь

эффективная её толщина h_{eff} , на что указывает рис.1а.

Сопоставление графиков набег фазы для материалов с $\text{Re}[\varepsilon(\omega)] < 0$ и $\text{Re}[\varepsilon(\omega)] > 0$ указывает ещё на один механизм набег фазы, связанный с возбуждением на отверстии и распространением поверхностных плазмон-поляритонных и волноводных мод в плёнке. Это не удивительно, поскольку сама возможность существования этих состояний поля содержится в решении для функции Грина [2] и не вызывает сомнений. В нашем случае отверстие является элементом согласования волновых векторов объёмного фотона с волновыми векторами нерадиационных мод плёнки. Возбужденные моды, имея конечное время жизни, проходят дополнительный оптический путь. Можно считать, учитывая цилиндрическую симметрию задачи, что возбуждение таких мод приводит к эффективному увеличению размера отверстия, который определяется длиной пробега поверхностного плазмон-поляритона или волноводных мод.



Решение сформулированной задачи показало, что полученные расчёты очень хорошо объясняют экспериментальные закономерности, в частности, минимально разрешаемые особенности неплоских поверхностей, исследованные методом двулучевой интерферометрии сферических пучков.

Работа поддержана РФФИ, гранты № РФФИ 05-02-17340-а и № РФФИ 07-02-00190-а

- [1] Виноградов М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П., Теория волн. - М., «Наука», (1990)
- [2] Dorofeyev I., Jersch J. and Fuchs H., Annalen der Physik, **12**, n.7-8, 421, (2003)
- [3] Агранович В.М., Гинзбург В.Л., Кристалло-оптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. - М., "Наука", (1979)

Корректировка сходимости рентгеновских пучков путем управления профилем фокусирующих дифракционных элементов

О. П. Смелова, В.Н. Трушин, А.С. Маркелов, А.В.Марков, Е.В. Чупрунов
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23, НИФТИ
 e-mail: trushin@phys.unn.ru

В последнее время существуют тенденции к разработке оптической элементной базы для управления потоком рентгеновского излучения. Значительная часть таких разработок связана с фокусировкой рентгеновского излучения с применением изогнутых дифракционных элементов (ДЭ). На качество фокусировки большое влияние оказывает точность изготовления профиля поверхности таких элементов. Получить необходимую форму поверхности ДЭ очень сложно, поэтому поверхность получается не оптимальной, в том числе в отношении геометрических аберраций. В этих случаях, как правило, применяют механические методы коррекции профиля изгиба ДЭ. Однако использование таких методов имеет те или иные ограничения, и только частично решают проблему. Поэтому актуальным является развитие методов адаптивной рентгеновской оптики, позволяющих корректировать сходимость рентгеновских пучков путем управления профилем изгиба отражающих элементов. Управление профилем ДЭ можно осуществлять путем локальных изменений радиусов кривизны непосредственно самого ДЭ, например кристалла, либо его подложки.

В данной работе исследуется возможность корректировки профиля изгиба кристаллов, осуществляемой локальным изменением радиусов кривизны модульной подложки. Приводятся данные моделирования изгиба двух типов подложек, в одной из которых активными элементами являлись терморасширяющие элементы (ТЭ), во второй - пьезоэлементы. В первом случае параметры изгиба модульной пластины управляются изменением её температуры в целом или варьированием температуры её отдельных элементов. Во втором случае изгиб подложки управляется электрическим полем, создаваемым в пьезоэлементах модульной системы. Параметры активных элементов варьируются по размерам и позиционируются вдоль рабочей поверхности модульной пластины, что позволяет автоматизировать корректировку профиля дифракционных элементов, а, следовательно, и сходимость рентгеновских пучков.

Для проведения расчетов использовались модельные подложки, состоящие из основания с параметрами:

$$k = 0,11 \text{ Вт/м}\cdot\text{К};$$

$$E = 20 \times 10^{11} \text{ Па};$$

$$\eta = 0,25;$$

$$\alpha = 2 \times 10^{-6} \text{ 1/К};$$

и нескольких терморасширяющих элементов (ТЭ) с параметрами:

$$k = 0,19 \text{ Вт/м}\cdot\text{К};$$

$$E = 3 \times 10^{10} \text{ Па};$$

$$\eta = 0,35;$$

$$\alpha = 100 \times 10^{-6} \text{ 1/К};$$

где k коэффициент теплопроводности,

E модуль Юнга,

η коэффициент Пуассона,

α коэффициент теплового расширения.

На рис.1 показан пример зависимости радиуса кривизны (R) поверхности подложки от высоты (1) и длины (2) ТЭ.

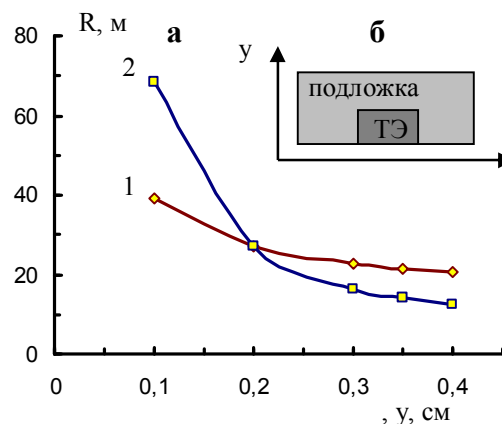


Рис.1. (а) - зависимости радиуса кривизны (R) поверхности модульной подложки от длины (1) (кривая 1) и высоты (y) (кривая 2) ТЭ. (б) - схема модульной подложки.

Управление интенсивностью дифракционных максимумов пьезоэлектрических кристаллов путем формирования в них искусственных неоднородных структур

А.В. Марков, В.Н. Трушин, А.С. Маркелов, Е.В. Зайцева, Е.В. Чупрунов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23, НИФТИ, e-mail: trushin@phys.unn.ru

В настоящее время возрос интерес к изучению возможности управления рентгеновским излучением путем изменения условий дифракции рентгеновских лучей в кристаллах. Решение данной задачи открывает возможности для развития управляемой рентгеновской оптики, например, можно было бы модулировать рентгеновское излучение, т.е. получать эффекты, аналогичные оптическим в рентгеновском диапазоне волн.

Хорошо известно, что интегральное отражение рентгеновских лучей от идеальных и мозаичных кристаллов сильно отличается. Это дает возможность с помощью, каких либо воздействий на дифрагирующий кристалл управлять интенсивностью его дифракционных максимумов (ДМ). Для этого необходимо использовать такие воздействия, которые вызывают обратимые неоднородные деформации кристаллической решетки. Неоднородные деформации в кристаллах могут возникать в случаях, если отклик кристалла на внешнее воздействие является неоднородным, или неоднородным является само воздействие. В первом случае, например, неоднородные деформации можно получить, если использовать кристалл неоднородный по жесткости.

В ряде работ, на примере кристаллов группы KDP, нами исследовалось влияние неоднородного электрического поля на изменение параметров ДМ кристаллов. Были обнаружены значительные изменения интенсивности ДМ, определяемые безразмерным коэффициентом $(I - I_0)/I_0 = \Delta I/I_0$, где I_0 исходная интенсивность отражения, I интенсивность, регистрируемая в той же точке в условиях воздействия на кристалл электрическим полем. Наибольшие изменения величины $\Delta I/I_0$ наблюдались в случае положения дифракционной области кристалла прилегающей к границе граней призмы и бипирамиды, т.е. в области с высокой неоднородностью по жесткости структуры.

В данной работе приводятся данные моделирования формирования полей неоднородных пьезодеформаций в кристаллах группы KDP, при создании в них искусственных неоднородных структур.

На рис.1а показан пример указательной поверхности пьезодеформаций структуры Y среза кристалла KDP (с вставками Z-среза) и распределение пьезодеформаций (рис.1б) вдоль пунктирной линии (см. рис.1а). Направление поля E в кристалле указано стрелкой.

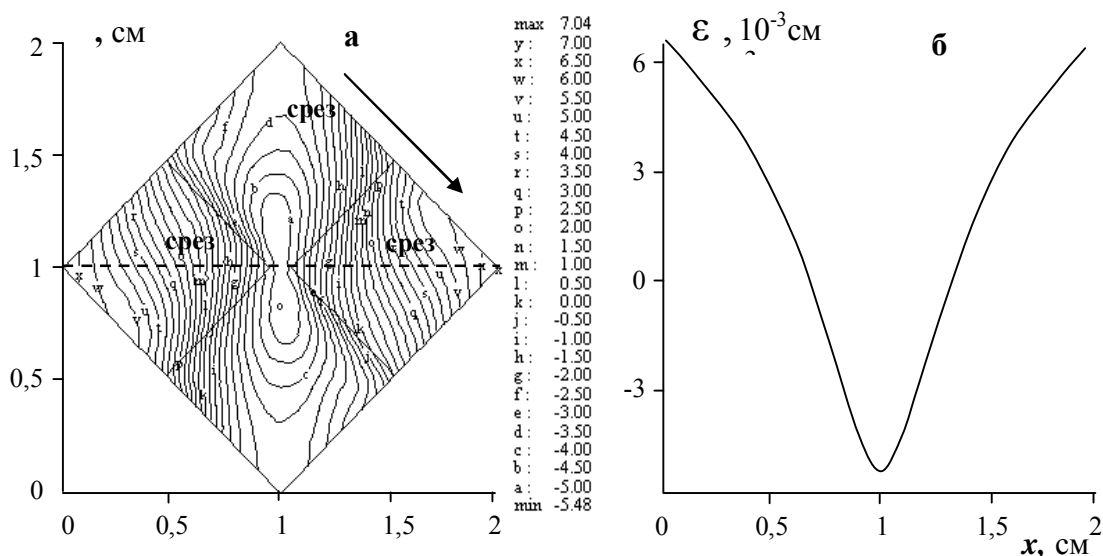


Рис. 1. Указательная поверхность пьезодеформаций, возникающих в искусственно-созданных структурах KDP (а) и их распределение (б) вдоль штриховой линии (см. рис.а). Основа структуры Y-срез, вставки Z-срез. Напряжённость электрического поля $E = 2,8$ кВ/см.

Динамическая теория дифракции фемтосекундных рентгеновских импульсов деформированными кристаллами.

Т.Чен

Московская государственная академия тонкой химической технологии им. М.В.Ломоносова (МИТХТ),
119571, Проспект Вернадского, 86, Москва, Российская Федерация.
e-mail: chen.tt@mail.ru, physicist@rambler.ru

В последние годы интенсивно идут работы по созданию рентгеновского лазера на свободных электронах, излучающего в жестком рентгеновском диапазоне ($\lambda \sim 1\text{\AA}$). В связи с этим актуальность приобретает разработка методов управления характеристиками излучения лазера. Одну из возможностей управления рентгеновскими фемтосекундными импульсами предоставляет явление динамической дифракции рентгеновского излучения в совершенных кристаллах. Динамическая теория зависящей от времени дифракции по Брэггу в совершенных плоских кристаллах была развита на основе формализма функций Грина в статье [1].

Динамическая теория дифракции излучения рентгеновского лазера совершенными кристаллами рассматривалась также в [2-4]. В работах [5, 6] получила развитие общая теория динамической дифракции рентгеновского импульса с произвольной пространственно-временной структурой поля падающего импульса в кристаллах с произвольной толщиной в геометриях Брэгга и Лауэ. Одним из важных результатов этой теории явилась возможность временной компрессии фемтосекундных импульсов [7].

В настоящей работе развита динамическая теория пространственно-временной брэгговской дифракции рентгеновского импульса в толстом деформированном кристалле. Деформация может быть статической (механический изгиб и постоянный температурный градиент) и динамической (ультразвуковые колебания).

Амплитуду поля падающего импульса на входной поверхности кристалла представим в виде

$$E_{\text{inc}}(x, z = 0, t) = E(x) F(ct - x/a\gamma_0),$$

где c – скорость света, $a = \text{tg } \varphi_0 - \text{tg } \varphi_h$, $\gamma_0 = \cos \varphi_0$, $\varphi_{0,h}$ – направляющие косинусы для падающей и отраженной волн соответственно.

Ниже для определенности рассмотрим совершенный кристалл, подвергнутый механическому изгибу по параболическому цилиндру. Изгиб будем считать «слабым», что позволяет нам аппроксимировать функцию Грина изогнутого кристалла выражением для неизогнутого идеального кристалла.

Разлагая функцию $F(t)$ в фурье-интеграл

$$F(t) = (2\pi)^{-1} \int d\omega F(\omega) \exp(-i\omega t),$$

получим амплитуду дифрагированной волны на поверхности слабоизогнутого кристалла

$$E_h(x, z = 0, t) = (i\chi_h P\pi/\lambda|\gamma_h|) \exp(i\alpha\gamma_h x^2/2R_x) \times \int dx' \exp(-i\alpha\gamma_0(x')^2/2R_x) E(x') F(ct - x/a\gamma_0 - (x - x')/a|\gamma_h|) 2J_1(2\sigma(x - x')/a) / (2\sigma(x - x')/a) \times \exp[i\pi(\chi_0/\lambda)(1/\gamma_0 + 1/|\gamma_h|)(x - x')/a] \theta(x - x') \quad (1)$$

Здесь P – поляризационный фактор, $\chi_{h,o}$ – фурье-компоненты рентгеновской поляризуемости кристалла, R_x – радиус изгиба кристалла, $\alpha = 2\pi/\lambda$, $\sigma = \pi/\Lambda$, Λ – экстинкционная длина, $J_1(x)$ – функция Бесселя первого порядка, $\theta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

В случае, если длительность импульса много меньше характерного времени $t_0 = \Lambda/2\pi c$ динамической дифракции, падающий импульс можно аппроксимировать как δ -функцию

$$F(ct - x/a\gamma_0 - (x - x')/a|\gamma_h|) = \delta(ct - x/a\gamma_0 - (x - x')/a|\gamma_h|) \quad (2)$$

Аппроксимация (2) справедлива для очень узких импульсов. Например, при отражении (220) от кристалла кремния импульса с $\lambda = 0,154$ нм время $t_0 \cong 3,6$ фс.

Из (1) с учетом (2) немедленно получаем амплитуду дифрагированной волны

$$E_h(x, z = 0, t) = i\chi_h P\pi/\lambda|\gamma_h| \exp(i\alpha\gamma_h x^2/2R_x) \times \exp[-i\alpha\gamma_0\{x - a|\gamma_h|ct/(1 + |\gamma_h|/\gamma_0)\}^2/2R_x] \times E\{x - a|\gamma_h|ct/(1 + |\gamma_h|/\gamma_0)\} \times 2J_1(2\sigma|\gamma_h|(ct - x/a\gamma_0)) / (2\sigma|\gamma_h|(ct - x/a\gamma_0)) \times \exp[i\pi(\chi_0/\lambda)(|\gamma_h|/\gamma_0 + 1)(ct - x/a\gamma_0)] \theta(ct - x/a\gamma_0) \quad (3)$$

Амплитуду дифрагированного поля в вакууме на расстоянии L_h от кристалла можно найти, используя рентгено-оптический принцип Гюйгенса-Френеля, проинтегрировав поле (3) по когерентно отражающей поверхности кристалла. Пусть поле падающего импульса на поверхности кристалла имеет фазу, квадратичную по x (сферическая падающая волна)

$$E(x) \cong \exp(i\alpha L_0) \exp(i\alpha\gamma_0^2 x^2/2L_0) / L_0.$$

Тогда поле отраженного импульса на расстоянии L_h от кристалла в точке с поперечной координатой ξ_p имеет следующий вид

$$E_h(\mathbf{r}_p) \exp(i\mathbf{k}_h \cdot \mathbf{r}_p) = (\chi_h P\pi^{3/2}/\lambda^2 L_h \sqrt{\pi(\alpha_0 + \alpha_h)}/\lambda) \exp(i\alpha L_h) \times \exp(-i\alpha\chi_0^2 (1 + |\gamma_h|/\gamma_0)^2 / 8a^2 \gamma_0^2) (\alpha_0 + \alpha_h) \times f(\xi_p, t) \int dk G_h(k) \exp(-ik^2/2\alpha(\alpha_0 + \alpha_h)) \times \exp\{ik\Phi(\xi_p, t)\}, \quad (4)$$

где $\Phi(\xi_p, t) = a|\gamma_h|ct\alpha_0/(1 + |\gamma_h|/\gamma_0)(\alpha_0 + \alpha_h) -$

$$\begin{aligned}
& - a|\gamma_0|ct - \xi_p \gamma_h / L_h (\alpha_0 + \alpha_h) + \pi(\chi_0 / \lambda)(|\gamma_h / \gamma_0 + 1) / \\
& (\alpha_0 + \alpha_h) a \gamma_0 \alpha, \\
& f(\xi_p, t) = \exp\{i \alpha \alpha_0 a^2 |\gamma_h|^2 c^2 t^2 / 2(1 + |\gamma_h / \gamma_0|^2) - \\
& - i \alpha \alpha_0^2 a^2 |\gamma_h|^2 c^2 t^2 / 2(1 + |\gamma_h / \gamma_0|^2) (\alpha_0 + \alpha_h) + \\
& + i \pi(\chi_0 / \lambda)(|\gamma_h / \gamma_0 + 1)ct - i \alpha \xi_p^2 \gamma_h^2 / 2L_h^2 (\alpha_0 + \alpha_h)\}
\end{aligned}$$

В формуле (4) $k_h = k_0 + h$, $k_{h,0}$ – волновые векторы дифрагированной и падающей волн соответственно, h – вектор обратной решетки идеального кристалла, $G_h(k)$ – фурье-компонента функции Грина для идеального кристалла, $\alpha_0 = \gamma_0^2 / L_0 - \gamma_0 / R_x$, $\alpha_h = \gamma_h^2 / L_h + \gamma_h / R_x$, L_0 – расстояние от источника рентгеновских импульсов до кристалла.

Интеграл в (4) можно приближенно вычислить аналитически с помощью метода стационарной фазы. Пространственно-временная зависимость отраженного импульса в вакууме задается функцией $|G_h(k_{stat})|^2$, где $k_{stat} = \alpha(\alpha_0 + \alpha_h)\Phi(\xi_p, t)$. Пространственный размер отраженного импульса зависит от времени t . Однако, как видно из (4), при $\alpha_0 \gamma_0 + \alpha_h (\gamma_0 + |\gamma_h|) = 0$ функция $\Phi(\xi_p, t) = \Phi(\xi_p)$. В этом случае пространственная ширина отраженного импульса в направлении, поперечном к k_h , оказывается не зависящей от деформации и определяется длиной экстинкции и геометрическими параметрами дифракции:

$$\Delta \xi_p = 2\lambda L_h / a \Lambda |\gamma_h|. \quad (5)$$

Из (4) следует, что при $\alpha_0 = -\alpha_h$ для падающего импульса с квадратичной по координате фазой возможна пространственная компрессия отраженного импульса. Для устранения бесконечно большой амплитуды при $\alpha_0 = -\alpha_h$ в (4) необходимо учитывать уже кубические члены разложения фазы функции Грина в вакууме.

Рассмотрим теперь импульс, квадратично промодулированный по фазе $F(\tau) = \exp(i\beta\tau^2)$ и с квадратичной фазой по координате x для функции $E(x)$.

Дифрагированное поле на поверхности кристалла

$$\begin{aligned}
E_h(x, z=0, t) = & (i\chi_h P \pi / \lambda |\gamma_h| L_0) \times \\
& \exp(i \alpha \gamma_h x^2 / 2R_x) \exp(i \alpha L_0) \exp[i \pi(\chi_0 / \lambda)(1/\gamma_0 + \\
& + 1/|\gamma_h|)x/a] f_1(x, t) \sqrt{\pi / A_1} \times \\
& \int dk G_h(k) \exp(-ik^2 / 4A_1) \exp(-ikf_2(x, t) / 2A_1) \times \\
& \exp(-ikx), \quad (6)
\end{aligned}$$

где $A_1 = \alpha \alpha_0 / 2 + \beta / a^2 |\gamma_h|^2$,

$$f_2(x, t) = 2\beta ct / a |\gamma_h| - 2\beta x(1/|\gamma_h| + 1/\gamma_0) / a^2 |\gamma_h| - \pi(\chi_0 / \lambda)(1/\gamma_0 + 1/|\gamma_h|) / a,$$

$$f_1(x, t) = \exp[-i \{f_2(x, t)\}^2 / 4 A_1] \times \exp(i\beta c^2 t^2 - 2i\beta xct(1/|\gamma_h| + 1/\gamma_0) / a + i\beta x^2(1/|\gamma_h| + 1/\gamma_0)^2 / a^2).$$

Интеграл в (6) вычисляется с помощью метода стационарной фазы. Интенсивность отраженного импульса $I_h = |E_h|^2$ определяется квадратом модуля функции $G_h(k)$ в стационарной точке

$k_{stat} = -f_2(x, t) - 2A_1 x$, зависящей от координаты и времени.

В случае падения на кристалл гауссова импульса с квадратичной модуляцией

$$F(\tau) = \exp(-\Gamma\tau^2) \exp(i\beta\tau^2) \text{ в формуле (6)}$$

надо положить $i\beta \rightarrow i\beta - \Gamma$. Здесь $1/\sqrt{\Gamma}$ – длительность импульса.

Теория, построенная выше для изогнутого кристалла, может быть обобщена на случай любой деформации кристалла, т.е. применима, например, при воздействии на кристалл температурного градиента или ультразвука. Так, в случае температурного градиента $\Delta T / \Delta z$, вызывающего квадратичное по x смещение атомов кристаллической решетки, в уравнениях вышеизложенной теории надо произвести замену $1/R_x \rightarrow \alpha_{\text{лр}} \Delta T / \Delta z$. Здесь $\alpha_{\text{лр}}$ – коэффициент линейного расширения кристалла. Очевидно, что параметрами импульса можно управлять, меняя величину температурного градиента.

Положив в (4) $\xi_p = \text{const}$, получим оценку для длительности Δt отраженного импульса при симметричной дифракции:

$$\Delta t \cong 2\lambda / ca^2 \Lambda (\alpha_0 / 2 + \alpha_h) \sin \theta_B, \quad (7)$$

где θ_B – брэгговский угол.

Для отражения (220) от кристалла кремния, $\lambda = 0,154$ нм, $\Lambda = 6,8$ мкм, $\alpha_{\text{лр}} \cong 7 \times 10^{-6}$ град $^{-1}$, $L_0 = 5$ м, $L_h = 1$ м, $\Delta T / \Delta z = 100$ град/см находим $\Delta t \geq 136$ фс. Таким образом, имеет место временное уширение импульса более чем в 40 раз.

Оценка (5) для ширины импульса дает

$$\Delta \xi_p \cong 24,8 \text{ мкм.}$$

Отметим, что динамическая теория, развитая в настоящей работе, применима и к тепловым нейтронам с $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$. В этом случае характерное время $t_0 = \Lambda / 2\pi v$, где $v \sim 10^3$ м/с – скорость нейтронов, существенно возрастает по сравнению с рентгеновским излучением и возможно осуществление задержки нейтронов в кристалле.

[1]. Chukhovskii F.N., Förster E., Acta Cryst.(A), **51**, 668 (1995).

[2]. Shastri S.D., Zambianchi P., Mills D.M., J.Synchr.Rad., **8**, 1131 (2004).

[3]. Malgrange C., Graeff W., J.Synchr.Rad., **10**, 248 (2003).

[4]. Graeff W., J.Synchr.Rad., **11**, 261 (2004).

[5]. Бушуев В.А. Материалы Симпозиума «Нанозлектроника-2005», Нижний Новгород, 2005, с. 279.

[6]. Бушуев В.А. Изв. РАН, сер. физ., **69**, 1710 (2005).

[7]. Бушуев В.А. Материалы Симпозиума «Нанозлектроника-2006», Нижний Новгород, 2006, с. 368.

Светосильный рентгеновский спектрометр на основе цилиндрического многослойного зеркала для диагностики лазерной плазмы

М.С. Бибишкин¹, Е.Д. Казаков², Ю.С. Касьянов², В.И. Лучин¹, Н.Н. Салащенко¹, В.В. Чернов¹, Н.И. Чхало¹, А.П. Шевелько²

¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

²Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия

e-mail: luchin@ipm.sci-nnov.ru

В рентгеновских спектральных исследованиях плазменных лабораторных источников с низким энерговыходом наиболее эффективны фокусирующие схемы спектрометров. Спектрометр с цилиндрически изогнутым кристаллом слюды в качестве дисперсионного элемента (схема Гамоша), успешно использовался для регистрации спектров рентгеновского излучения, возникающего при воздействии на мишень наносекундных и фемтосекундных лазерных импульсов [1,2].

Применение изогнутых кристаллов в мягком рентгеновском диапазоне ограничено рядом существенных факторов. Во-первых, немногие кристаллы поддаются изгибу, во-вторых, малое межплоскостное расстояние d в кристаллах ограничивает сверху регистрируемый диапазон длин волн величиной $\sim 2d \approx 2.5$ нм.

В связи с этим представляется перспективным использование искусственных отражающих многослойных структур (МС) в качестве дисперсионных элементов для спектральных приборов экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов. В работе [3] в качестве диспергирующего элемента вместо кристалла слюды было предложено использовать многослойное рентгеновское зеркало.

В данной работе применяется многослойное рентгеновское зеркало, нанесенное на поверхность слюды и затем изогнутое. Период МС ($d = 1.2$ нм) был выбран немного больше межплоскостного расстояния кристалла слюды (0.995 нм), чтобы иметь возможность провести тестовые эксперименты по изучению рентгеновского излучения плазмы одновременно с применением как многослойного зеркала, так и кристалла слюды. Для оценки спектральных характеристик модернизированного спектрометра Гамоша было изготовлено тестовое зеркало на основе пары W/B_4C . После нанесения методом магнетронного распыления на полированную плоскую Si-пластину пленочная структура переносилась на поверхность тонкой, толщиной 15 мкм, пластины слюды, которая затем фиксировалась на оправке цилиндрической формы. Спектральные характеристики нового дисперсионного элемента оценивались по результатам измерений параметров лазерно-плазменного источника.

Лазерная плазма создавалась при фокусировке излучения второй гармоники лазера на Nd стекле (энергия импульса до 10 Дж, длительность - 2 нс,

размер облученной площадки 20 мкм) на массивную Mg мишень. Схема спектрометра Гамоша приведена на рис. 1. В этой схеме используется кристалл, изогнутый по цилиндру, а источник излучения и плоскость регистрации лежат на оси цилиндра. Излучение от источника на различных длинах волн, после отражения от дуги кристалла, фокусируется в свою точку на оси спектрометра. Прибор обладает высоким спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda \sim 1000$ и высокой светосилой в широком диапазоне спектра $\Delta\lambda = 0.1-1.0$ нм.

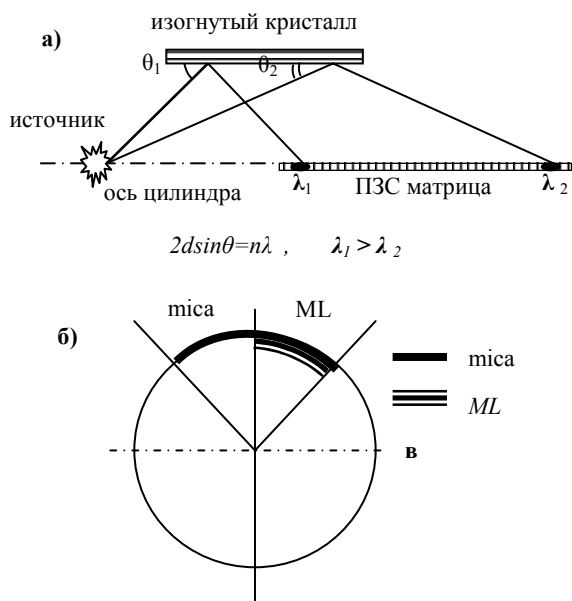


Рис.1. а) Схема фокусирующего спектрометра Гамоша в плоскости, перпендикулярной фокальной. б) Геометрия относительных измерений коэффициентов отражения многослойной структуры (ML) и кристалла слюды. Мica – кристалл слюды; ML – многослойная структура, нанесенная на внутреннюю поверхность слюды; (mica+ ML) – полная апертура спектрометра; в – фокальная плоскость.

В данной работе в спектрометре использовался цилиндрический кристалл слюды с нанесенным на него многослойным зеркалом. Радиус изгиба составлял $R = 20$ мм. В качестве детектора излучения использовалась ПЗС линейка Toshiba TCD 1304AP, имеющая 3724 элемента 8 мкм шириной и 200 мкм высотой каждый. Детектор работал при комнатной температуре. Для защиты от видимого света использовался рентгеновский

фильтр (полиимид 1,1 мкм + 0,2 мкм Al). Ось спектрометра Гамаша устанавливалась перпендикулярно оси лазерного пучка.

На рис. 2а приведен спектр Mg , зарегистрированный с помощью многослойного дисперсионного элемента. Наблюдается полная структура спектра: резонансные линии Ly_α и w водородоподобного ($[H]$ -) и гелиеподобного ($[He]$ -) ионов Mg , а также сателлитные линии (S). Спектральное разрешение составляет величину $\lambda/\delta\lambda \sim 200$, что приблизительно в 2 раза ниже значения, полученного из результатов угловых измерений тестового зеркала на Si -подложке [3]. Фокусирующая геометрия спектрометра обеспечивает его высокую чувствительность, позволяя регистрировать рентгеновские спектры при энергиях лазерного импульса ~ 10 мДж.

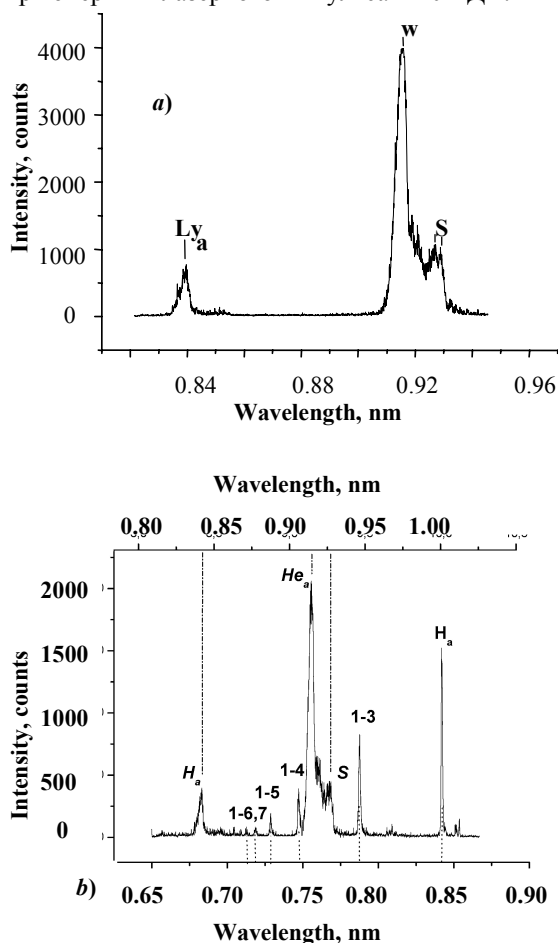


Рис. 2. а) Рентгеновский спектр Mg лазерной плазмы (энергия $E_L = 50$ мДж, интенсивность $q = 8 \cdot 10^{12}$ Вт/см²), зарегистрированный с помощью одной многослойной структуры. б) спектр, полученный одновременно с помощью многослойной структуры (верхняя шкала) и кристалла слюды (нижняя шкала). Отмечены резонансные линии H_α и He_α водородоподобного ($[H]$ -) и гелиеподобного ($[He]$ -) ионов Mg , сателлитные линии (S) и линии главной серии в $[He]$ -подобном ионе.

Проведено сравнение коэффициентов отражения многослойной структуры и кристалла слюды. Для этого кристалл слюды с MC

устанавливался в спектрометре таким образом, чтобы многослойное зеркало занимало половину действующей апертуры спектрометра (рис. 2, б). Спектры от MC и от кристалла слюды формировались одновременно на оси спектрометра и регистрировались одним и тем же ПЗС детектором. Примеры спектров приведены на рис. 2б. Так как MC и кристалл слюды имеют разные межплоскостные периоды, приведены две шкалы длин волн. Используя интегральные интенсивности линий, можно оценить отношение интегральных коэффициентов отражения: для $\lambda = 0.84$ нм (резонансная линия Ly_α $[H]$ -подобного иона Mg) $\rho(MC)/\rho(\text{слюда}) = 1.3 \pm 0.14$. По угловой зависимости тестового зеркала ($R_{max} = 4.67\%$, ширина кривой отражения $\Delta\theta = 0.057^\circ$ [3]) оценим интегральный коэффициент многослойной структуры: $\rho(MC) = 4,4 \cdot 10^{-5}$ рад. Тогда для слюды имеем $\rho(\text{слюда}) = 3,4 \cdot 10^{-5}$ рад.

По ширине линий (рис. 2) определялась спектральная разрешающая сила, которая составила $\lambda/\delta\lambda = 230$ для MC и $\lambda/\delta\lambda = 800$ для кристалла слюды. С учетом интенсивности линий можно оценить пиковый коэффициент отражения для слюды $R_{max} = 12.6\%$. Найденные значения R_{max} и ρ для слюды находятся в хорошем согласии с литературными данными.

Таким образом, в работе впервые продемонстрирована возможность использования короткопериодной MC , нанесенной на кристалл слюды, в качестве дисперсионного элемента в фокусирующем рентгеновском спектрометре. С использованием в спектрометре Гамаша структуры W/B_4C с периодом $d = 1.2$ нм зарегистрированы спектры $[H]$ - и $[He]$ -подобных ионов Mg в лазерной плазме со спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda \approx 200$. MC имеет более высокий, чем у кристалла слюды, интегральный коэффициент отражения, что является важным при диагностике слабоинтенсивных источников, в том числе фемтосекундной лазерной плазмы. Использование MC особенно перспективно в фокусирующих спектрометрах длинноволнового диапазона, где отсутствуют естественные кристаллы, например, в "водяном окне" ($\lambda = 2.3-4.4$ нм) или в экстремальной ультрафиолетовой области спектра.

Работа поддержана грантами РФФИ.

[1] Shevelko A.P., Kasyanov Yu.S., Yakushev O.F., and Knight L.V., *Rev. Sci. Instrum.* **73** (10), 3458 (2002).

[2] Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И. и др., *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 80 (2006).

[3] М. С. Бибишкин, Е. Д. Казаков, В. И. Лучин и др. Материалы X Симпозиума «Нанопотоника и наноэлектроника – 2006», с 3

Рефлектометрия многослойных рентгеновских зеркал в области аномальной дисперсии материалов слоев с использованием сплошного спектра вольфрамовой мишени

М.С. Бибишкин, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

В последнее время большой интерес проявляется к спектральной области экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) диапазонов излучения. В большой степени это связано с исследованиями в области проекционной нанолитографии и рентгеновской микроскопии. Перспективным направлением развития проекционной нанолитографии представляется переход от длины волны 13.5 нм к более коротковолновому диапазону ($\approx 4.4-7$ нм), в котором по оценкам возможно изготовление многослойных оптических элементов с отражением 50-80% [1]. Уменьшение в 2-3 раза длины волны в принципе позволяет существенно улучшить пространственное разрешение оборудования. А поскольку обсуждаемые оптические схемы обычно многослойные, то принципиально необходимо достижение максимальных коэффициентов отражения.

Хорошо известно, что наибольшие скачки показателей преломления на границах материалов и, соответственно, наибольшие коэффициенты отражения в МР диапазоне наблюдаются в многослойных структурах (МС), у которых один из материалов находится в области аномальной дисперсии [2], находящейся непосредственно перед K , L или M краями поглощения. До недавнего времени прецизионные измерения коэффициентов отражения многослойных зеркал в МР диапазоне в областях аномальной дисперсии материалов зеркал проводились только на синхротронах. Однако, учитывая возросший объем работ в этой области, а также фактор сильной чувствительности оптических констант пленочных структур к различным примесям и загрязнениям, например окислению, возникла необходимость в развитии лабораторных методов рефлектометрии в области аномальной дисперсии.

В данной работе сообщается о первых результатах исследований отражательных характеристик многослойных La/B_4C зеркал в области аномальной дисперсии бора. Обсуждаются основные проблемы прецизионных измерений и методы их решения при работе со сплошным спектром. В качестве источника сплошного спектра была выбрана рентгеновская трубка [3] с вольфрамовой мишенью. Размер источника излучения составлял 1×6 мм². Мощность электронного пучка на мишени достигала 500 Вт. Угол падения электронов на мишень - 90° , угол отбора излучения из мишени - 12° . Углы

отсчитываются от поверхности мишени. Эксперименты проводились на рефлектометре [4]. В связи с тем, что на данном этапе наибольший интерес представляла область аномальной дисперсии бора (K -край поглощения 6,6 нм), а также для повышения разрешающей способности прибора, была выбрана не традиционная для данного диапазона длин волн дифракционная решетка с радиусом кривизны $R=4$ м. Угол падения излучения на решетку составлял 3° . При размерах входной и выходной щелей 30 мкм, расчетное спектральное разрешение прибора составило 0,0175 нм. Измеренные значения спектрального разрешения прибора (аппаратная функция) по линии $Fe\ La$ ($\lambda=1.759$ нм) и ширине нулевого порядка совпали и составили значение $\Delta\lambda_{app}=0,02-0,005$ нм.

При работе со сплошным спектром, в отличие от работы с характеристическими линиями, помимо ширины аппаратной функции спектрометра, влияние других факторов, таких как статистические погрешности, связанные с уменьшением интенсивности зондирующего пучка, вклад высших порядков дифракции и рассеянные фоны, существенно усиливается.

Вклад высших порядков дифракции в интенсивность основного сигнала показан на рис.1, где приведены эффективности вторых и третьих порядков, нормированные на отражение в 1-м порядке, для решетки с золотым покрытием и 2-го – для стеклянной решетки без покрытия.

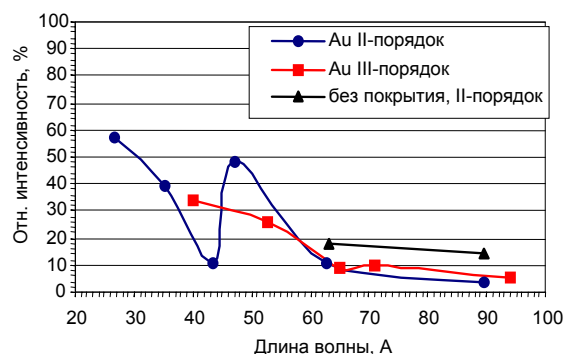


Рис.1. Вклады второго и третьего порядков в интенсивность зондирующего пучка для решеток с Au покрытием и без него.

Для обеих решеток в области 6,6 нм эффективность дифракции излучения во 2-й порядок составляет 10% и 18%, соответственно. Для стеклянной решетки 3-й порядок не наблюдается, в то время как для золотой решетки

его интенсивность достигает 10%. Тем не менее, как показывают расчеты, применение углеродного покрытия на дифракционной решетке и зеркале скользящего падения позволит более чем на порядок снизить эффективность отражения спектрометром излучения с $\lambda/2$.

Спектр излучения вольфрамовой мишени, снятый с помощью золотой решетки приведен на рис.2. Помимо линий W на спектре присутствуют линии примесей Fe, O, N, C и Mo. Молибден появился из-за распыления вытягивающей сетки ионного источника, изготовленной из этого материала. Интенсивность излучения в полосу 0,02 нм в окрестности 6,6 нм составила 120 квантов/сек при мощности трубки 180 Вт.

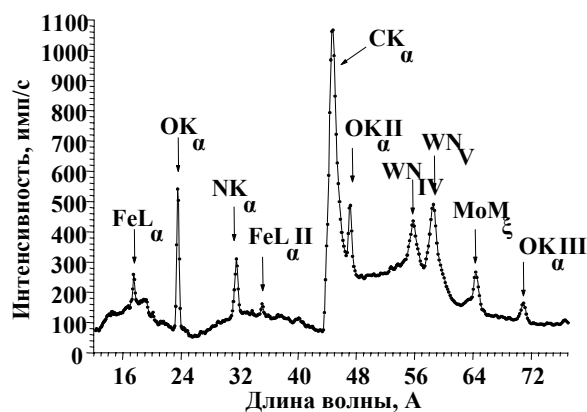


Рис.2. Спектр излучения W мишени. Параметры рентгеновской трубки: напряжение 6 кВ, ток пучка 30 мА.

Эффективность стеклянной решетки оказалась примерно в 1,3 раза выше. Соответственно, при мощности трубки 500 Вт, интенсивность зондового пучка достигает 400 квантов/сек. При времени экспозиции 10 сек среднеквадратическая ошибка определения максимума коэффициента отражения в интервале $\pm 3\sigma$ не превышает 4,7%. Полное время измерения одного зеркала в этом случае составляет менее 10 минут. Учитывая, что в пике отражения усреднение коэффициента отражения происходит как минимум по 5-ти точкам, и используя усреднение данных отражения по нескольким измерениям, не трудно получить статистическую погрешность измерений на уровне 1%. Важно также отметить, что интенсивность зондирующего пучка может быть увеличена в 2 раза без ухудшения разрешающей способности, за счет увеличения вертикальной диафрагмы на выходе спектрометра с 2-х до 4-х мм.

Среди перечисленных факторов снижающих точность измерений наименее контролируемым является вклад рассеянных фонов. Этот вклад может быть учтен путем сравнения коэффициентов отражения зеркала, измеренных на длине волны, соответствующей максимуму интенсивности K-линии бора, с использованием вольфрамовой и борной мишеней. Следует

отметить, что предварительные измерения показывают, что этот вклад не превышает 1-3%.

На рис.3. приведена измеренная зависимость максимума коэффициента отражения La/B₄C с числом периодов N=100 и величиной периода d= 4,94 нм от длины волны в области аномальной дисперсии бора. Видно, что с приближением к краю поглощения бора коэффициент отражения возрастает. Уменьшение коэффициента отражения непосредственно у края поглощения, объясняются крыльями спектрального распределения зондирующего пучка. Часть фотонов с энергией больше энергии края поглощения беспрепятственно регистрируется детектором (при определении интенсивности зондирующего пучка), однако не отражается зеркалом, что приводит к занижению значения коэффициента отражения до края поглощения и завышению – за краем. Занижение коэффициента отражения может быть легко устранено с помощью фильтра из бора, установленного на вход детектора.

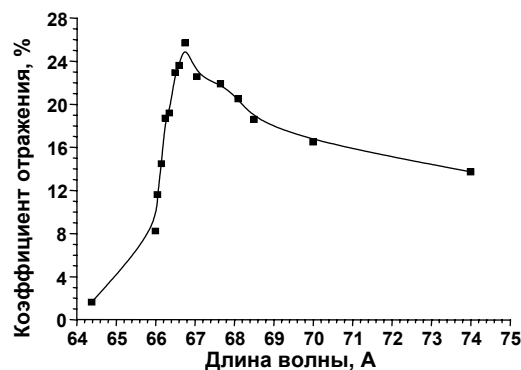


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения многослойного зеркала La/B₄C от длины волны в области аномальной дисперсии бора.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17340-а и 07-02-00190-а.

- [1] Салашенко Н.Н. и др., труды настоящей конференции.
- [2] Andreev S.S., et. al., Central European Journal of Physics. CEJP, **1**, 191 (2003).
Sommargren G.E., Laser Focus World, **8**, 61 (1996).
- [3] Бибишкин М.С. и др., Поверхность, **2**, 41 (2003).
- [4] Бибишкин М.С. и др., Поверхность, **2**, 23 (2005).

Источник сферической волны на основе зонда ближнепольного микроскопа.

А.Ю. Климов, В.В. Рогов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало
Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.
e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Точность измерений формы оптических элементов, производимых с помощью интерферометров с дифракционной волной сравнения, во многом определяется качеством источника сферической волны (ИСВ) интерферометра. Исторически первым способом формирования эталонной сферической волны, предложенным В.П. Линником в [1], является дифракция света на отверстии в непрозрачном экране (pin-hole) с диаметром порядка длины волны. Как показывают расчеты, при дифракции света на идеальном отверстии в экране с бесконечной проводимостью и нулевой толщиной, в дальней зоне фазовая поверхность дифрагированной волны в пределах дифракционного максимума является сферической. Однако при практическом применении этого способа формирования эталонной волны, особенно для измерения поверхностей с точностями на уровне долей нанометра, исследователи столкнулись с рядом ограничений, вызванных неровностями краев отверстий, а также конечностью толщины и проводимости материала экрана. В частности, оказалось, что для достижения приемлемых деформаций дифрагированных фронтов, диаметр отверстий необходимо уменьшать, что приводит к существенной потере светосилы интерферометра. Подробнее о влиянии этих параметров на амплитудные и фазовые характеристики дифрагированных фронтов можно найти в трудах этой конференции.

Ряд отмеченных недостатков удается избежать путем применения в качестве ИСВ одномодового оптического волокна с хорошо отполированным торцом, который был реализован в [2]. В частности, с помощью такого интерферометра впервые был изготовлен и аттестован зеркальный объектив для литографической установки с рабочей длиной волны 13,5 нм. Измеренные ошибки волновых фронтов после такого объектива не превышали 1,2 нм. Оцененная автором предельная точность измерений составляла 0,5 нм. Серьезным недостатком этого метода является малая числовая апертура, $NA < 0,1$, связанная с большим, около 5 мкм, диаметром кора световода.

можно значительно увеличить числовую апертуру эталонной волны «заострив» кончик оптоволокну, по аналогии с зондом ближнепольного микроскопа [3]. В данной работе сообщается о первых экспериментах по изготовлению и исследованию деформаций фронтов, генерируемых такими зондами.

Изготавливались зонды из одномодового волокна марки 630 HP, фирма THORLABS, по технологии, аналогичной [3]. Диаметр на выходе изменялся в пределах 0,1-0,3 мкм. Пропускание такого источника составляло $10^{-4} - 10^{-2}$. На рис.1 и рис.2. приведены фотографии ИСВ, снятые на сканирующем электронном микроскопе.

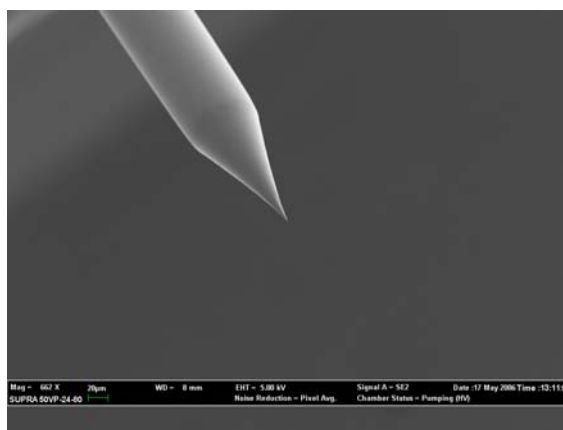


Рис.1. СЭМ фотография общего вида ИСВ.

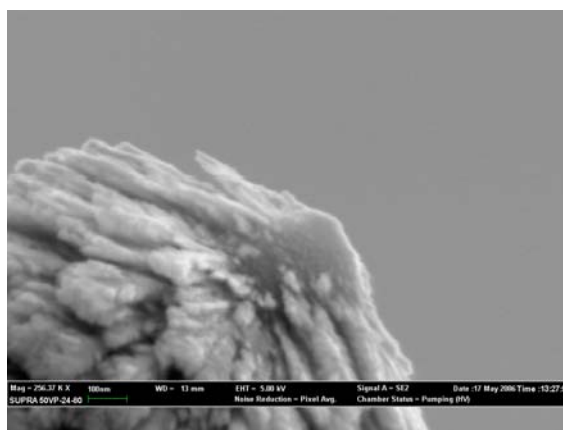


Рис.2. СЭМ фотография ИСВ.

Как видно на рис.2 свободная от металлического покрытия часть зонда, собственно источник излучения, имеет сложную форму. Сбоку также видны открытые участки оптоволокну. Все эти дефекты и неоднородности влияют на качество дифрагированной на выходе зонда волны. В частности это приводит к появлению темных/светлых пятен в угловой зависимости интенсивности дифрагированной волны или, даже, к появлению интерференционных полос. Поэтому, для дальнейшего изучения качества фронтов отбирались зонды, у которых

отсутствовали видимые дефекты в 2D распределении интенсивности. Деформации волновых фронтов, определялись из интерференционного эксперимента, схема которого приведена на рис.3. На рис.4 приведена типичная интерферограмма. Угол между осями зондов α составлял 50° .

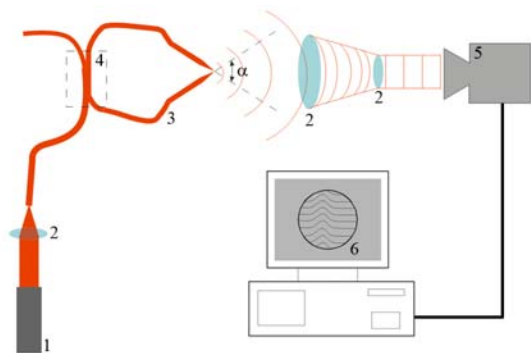


Рис.3. Схема эксперимента по определению деформаций волновых фронтов ИСВ. 1 – одно-модовый He-Ne лазер, 2 – объектив, 3 – ИСВ, приваренные к выходам оптоволоконного делителя пучка 4, 5 – CCD- камера, 6 – интерферограмма на мониторе.

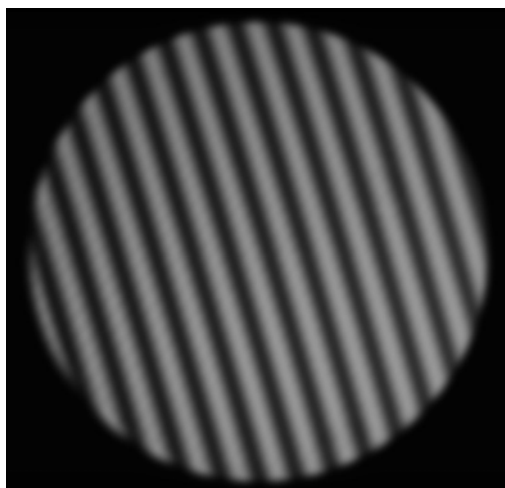


Рис.4. Типичная интерферограмма, регистрируемая в эксперименте.

Математическая обработка интерферограммы и восстановление отклонения фронтов от сферы производилось с помощью специально разработанной программы. Следует отметить, что перед проведением исследований ИСВ с помощью этой же программы обрабатывались интерферограммы, полученные математически при интерференции двух «идеальных» сферических фронтов. Точность математического моделирования ограничивалась разрядностью 8-ми разрядной CCD камеры. Обработка таких интерферограмм с помощью программы дала значение среднеквадратического отклонения фронтов от сферы (*RMS* параметр) $\approx 0,1$ нм, что вполне достаточно для большинства

приложений. Результаты обработки интерферограмм для двух реальных зондов приведены в таблице, в которой параметр *PV* определяет размах между максимальной и минимальной точками волнового фронта.

Таблица. Измеренные деформации волновых фронтов реальных зондов.

$\alpha, ^\circ$	$D_s, \%$	<i>RMS</i> , нм	<i>PV</i> , нм
30	95	0,60	4,0
	80	0,38	2,3
	60	0,28	2,0
50	95	0,42	4,0
	80	0,31	1,9
	60	0,28	1,7

Параметр D_s означает долю от числовой апертуры наблюдательной системы $NA = 0,3$, на которой производилась обработка. Из таблицы видно, что деформации волнового фронта уменьшаются с уменьшением числовой апертуры. При $NA \approx 0,24$ деформации фронта становятся меньше $\lambda/2000$. По нашим данным столь малых деформаций фронта, при достаточно большой апертуре, ранее не достигалось. Несколько неожиданным оказалось то, что деформации фронта оказались практически одинаковыми при значительном отличии (почти в 2 раза) углов между осями зондов. Это требует дополнительного исследования.

В заключение можно отметить, что проведенное исследование показало перспективность использования оптоволоконна с заостренным кончиком в качестве источника сферической волны для прецизионных интерферометров.

Авторы выражают глубокую признательность А. Тертышнику, В. Иванову, С. Гусеву, А. Лукьянову, Д. Гаврилину, Д. Раскину и Л. Пармонову.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17340-а и 07-02-00190-а.

[1] Линник В.П., Известия академии наук СССР, **1**, 210 (1933).

[2] Sommargren G.E., Laser Focus World, **8**, 61 (1996).

[3] Дряхлушин В.Ф. и др., Приборы и техника эксперимента, **2**, 138 (1998).

Рентгеновская топография в области дифракции Френеля

Е.В. Шулаков

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Московская область, Россия

e-mail: shulakov@ipmt-hpm.ac.ru

ВВЕДЕНИЕ

Предметом рентгеновской топографии являются исследования дефектов в кристаллах. К ним относятся точечные дефекты кулоновского типа, дислокации, дефекты упаковки, границы блоков и зерен и др. Возможность наблюдения этих дефектов в традиционной топографии связана с их дальнедействующими деформационными полями. Элементами искажений являются: локальные изменения межплоскостных расстояний и ориентации отражающих плоскостей. В результате в указанной локальной области рассеивается существенно более широкий угловой спектр падающей волны и изображение дефекта резко выделяется на топограмме по интенсивности.

Но сейчас хотелось бы остановиться на другом типе дефектов, которые почти не деформируют кристаллическую решетку. К ним относятся кислородосодержащие нанопоры и преципитаты. Возникают они в процессе роста кристалла и распределены по слитку неравномерно. Как установлено в последнее время именно распределения этих дефектов определяют разброс параметров электронных приборов и именно эти дефекты наиболее трудно контролировать в исходных монокристаллах. Подобные дефекты изучаются методами электронной микроскопии. Однако, эти наблюдения возможно проводить только на специально приготовленных тонких фольгах, а размер области наблюдения ~1 мкм. Это сильно ограничивает возможности исследования исходных материалов, так как не позволяет изучать их пространственное распределение в объеме больших слитков.

Задача исследования подобных дефектов является очень сложной для рентгенографии, в целом. Ясно, что для их наблюдения надо использовать высоко чувствительные интерференционные методы. Недавно мы обнаружили макродефекты в пластинах кремния большого диаметра, которые представляли собой стабильные флуктуации концентрации кислородосодержащих преципитатов. Эти дефекты уверенно регистрировались только методом секционной топографии, как искажение динамической интерференционной картины на границе матрица – дефект [1].

В свете выше изложенного представляется интересным исследовать френелевскую интерференционную картину кристалла с дефектом, который не деформирует матрицу образца.

ТЕОРИЯ

Рассмотрим рассеяние сферической волны $\Psi_0 = R^{-1} \exp(i2\pi R/\lambda)$ на тонкой кристаллической пластине толщиной t . В первом борновском приближении амплитуда рассеянной волны Ψ_H в точке наблюдения x определяется как [2]:

$$\Psi_H(x) = A_0 \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}(\eta) \exp[i2\pi(\eta\Phi_H - \eta^2\sigma^2 / 2t^2)] d\eta \quad (1)$$

Координата x равна 0 в точке, соответствующей точному выполнению брэгговского условия на глубине кристалла, равной $t/2$. A_0 - амплитуда в точке $x = 0$ от пластинки толщиной σ , $\Phi_H = x\sigma/2t\delta$. R - расстояние источник - кристалл - плоскость наблюдения вдоль оптической оси системы. Важные параметры теории δ и σ :

$$\delta = (\lambda R)^{1/2}, \quad \sigma = \delta \gamma_0 / \sin 2\theta, \quad (2)$$

где $\gamma_0 = (\mathbf{n}\mathbf{s}_0)$. Вид интеграла (1) является типичным для физики рассеяния излучения. Важным физическим результатом работы [2] является рис.1. Два разных процесса: брэгговское рассеяние сферической волны на кристалле и рассеяние плоской волны на щели $L = t\delta/\sigma$, расположенной на расстоянии $R = R_1 + R_2$ от плоскости регистрации, дают одинаковое распределение интенсивности в плоскости наблюдения. Физический смысл параметра L - ширина волнового поля на выходной поверхности кристалла, а параметра R - расстояние от мнимого источника до плоскости наблюдения.

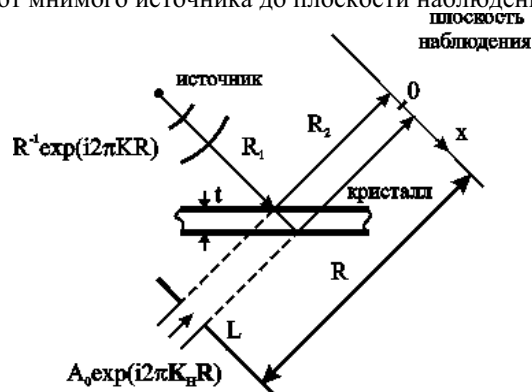


Рис.1. Схема брэгговской дифракции на кристалле и ее оптический аналог.

Согласно аналогии, можно выделить три характерные зоны наблюдения: 1) геометрическое изображение, дифракции 2) Френеля и 3) Фраунгофера. Критерии наблюдения [2]:

$$1) t \gg \sigma, \quad 2) t \geq \sigma, \quad 3) t < \sigma \quad (3)$$

Здесь δ - $1/2$ размера первой зоны Френеля, а σ - $1/2$ толщины первого фазового слоя.

Оценим возможность наблюдения дифракции Фраунгофера для типичного случая. Возьмем пластинку Si толщиной 1 мм, излучение MoK_{α} , отражение 422 по Лауэ. Тогда область дифракции Фраунгофера будет находиться на расстоянии $R > 5.8$ км. С другой стороны, уменьшив толщину образца в 100 раз, мы на лабораторном источнике излучения при $R = 58$ см получим картину Френеля, а дифракция Фраунгофера будет наблюдаться при толщинах образца меньших 10 мкм.

Использование параметров δ и σ позволяет развить безразмерную теорию фазовых зон:

$$t_{N-1} < 2\mathbf{n}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0) < t_N \quad (4)$$

где $t_N = \sigma(N-B)^{1/2}$, а B – изменяется от 0.25 до 0.34 в зависимости от количества зон, принимающих участие в рассеянии [3]. Центр зонной структуры \mathbf{r}_0 связан с точкой наблюдения x и расположен на глубине кристалла $\tau = t/2 + x\sigma/\delta$.

ДИФРАКЦИЯ НА НАРУШЕННОМ СЛОЕ

Проанализируем вклад зон в формирование интенсивности в точке x . Рассчитаем ситуацию, в которой в кристаллической пластинке толщиной t на глубине τ_S находится слой толщиной t_S некогерентный матрице.

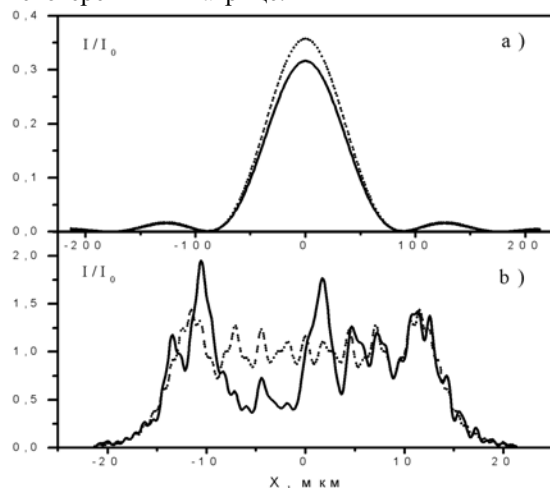


Рис 2. Распределения интенсивности при а) $R = 40$ м и б) $R = 40$ см. Пунктир - идеальный кристалл, сплошная линия - кристалл с дефектным слоем. Параметры: $\text{MoK}_{\alpha 1}$, Si(555), геометрия Брэгга, $t = 19.4$ мкм, $t_S = 1.3$ мкм, $\tau_S = 5.8$ мкм, $\delta = 5.32$ мкм, $\sigma = 3.23$ мкм.

В дальнем поле дифракции результат сводится лишь к уменьшению интенсивности в $1+2t_S/t$ раз из-за изменения рассеивающего объема. В ближнем поле присутствие дефектного слоя кардинальным образом деформирует дифракционный спектр в окрестности точки $x_S = (\tau_S - t/2) \delta / \sigma$. Эта трансформация выражается в уменьшении интенсивности в точке x_S , охватывает область с размерами $\sim 2\delta$, ширина которой при $t_S < \sigma$ не зависит от t_S . При увеличении t_S величина провала монотонно

возрастает. При $t_S = \sigma$ интенсивность в точке x_S составляет 26% от интенсивности идеального кристалла, а при $t_S = 2\sigma$ лишь 3%. Эти результаты количественно подтверждают вывод о том, что основной вклад в интенсивность в точке наблюдения определяет слой кристалла толщиной 2σ , а параметр 2δ характеризует разрешение метода при регистрации дефектных слоев.

На рис.3 представлено топографическое изображение кристалла с двумя независимыми дефектными слоями с $t_S = 0.3$ мкм и $t_S = 1.6$ мкм. Дефектная плоскость 110 наклонена вдоль Y по отношению к поверхности кристалла на 35.3° . Провалы в интенсивности имеют ширину 11 мкм.

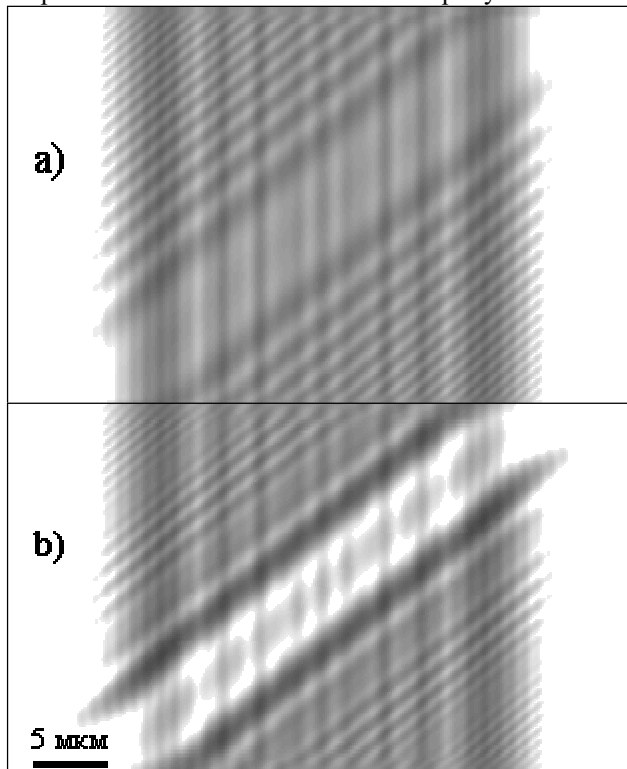


Рис. 3. Топограмма в области дифракции Френеля.

Резюмируя изложенное выше, можно сказать, что при регистрации рассеяния сферической волны в области ближнего поля первая зона приобретает смысл управляемого зонда, размеры, форма и расположение которой задаются условиями эксперимента и могут варьироваться в достаточно широких пределах. Возможности сопоставления точек дифракционного спектра с определенными зонами внутри кристалла открывают пути развития рентгеновской дифракционной томографии - метода определения совершенства структуры определенных слоев. Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-17406.

[1] М.Г. Мильвидский, Ю.А. Осипьян, И.А. Смирнова, Э.В. Суворов, Е.В. Шулаков. Поверхность. 2001, N6, с.5-11.

[2] E.V. Shulakov, V.V. Aristov. Acta Cryst., 1982, v.A38, p.454-463.

[3] E.V. Shulakov, V.V. Aristov. Поверхность. 1996, N 3-4, с.52-59, с.60-68.

Линеаризация обратной задачи в методе рентгеновской in-line (Габоровской) голографии.

Щелоков И.А.

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка

В последнее время интенсивно развиваются методы количественного восстановления внутренней структуры объектов по фазоконтрастным изображениям (или in-line голограммам), полученным с помощью жесткого рентгеновского излучения ($\lambda < 2\text{А}$) в зоне дифракции Френеля. Это объясняется, во-первых, чрезвычайной простотой реализации схемы эксперимента на источниках синхротронного излучения III-го поколения, а, во-вторых, тем, что для большинства объектов режим дифракции Фраунгофера в жестком рентгеновском излучении очень трудно реализуем. Например, для регистрации дифракционной картины Фраунгофера от объекта размером 10 мкм на длине волны 1А, необходимо отнести детектор на расстояние не менее 10 м от объекта. Для больших объектов расстояние будет еще большим. Поэтому методы развитые в оптике видимого диапазона для восстановления фазовой части функции пропускания объектов по распределению интенсивности, зарегистрированному в дальней зоне дифракции, зачастую обладают плохой сходимостью при применении их к рентгеновским in-line голограммам. Соответственно, требуется их серьезная модификация.

Наибольшее распространение в рентгеновской in-line голографии получили методы, основанные на использовании transport intensity equation (ТИЕ) [1-4]. Однако, как отмечалось в ряде работ [5-7], интерференционные осцилляции интенсивности характерные для in-line голограмм не описываются этим уравнением, что приводит к потере информации о высоких пространственных частотах объектов. Для рентгеновского диапазона длин волн характерна ситуация, когда излучение рассеянное на мелких неоднородностях объекта образует дифракционную картину Фраунгофера, наложенную на общую картину дифракции Френеля. Поэтому вполне обоснованной выглядит идея, выдвинутая в работе [7], использовать решение обратной задачи, полученное на основе ТИЕ, как нулевое приближение для Gerchberg-Saxton алгоритма (или его модификаций), разработанных в оптике видимого света. Это значительно улучшает сходимость этого метода. Однако принципиально существует еще одна возможность, которая исследуется в настоящей работе, а именно, использовать полученное нулевое приближение для линеаризации задачи.

Метод линеаризации задачи

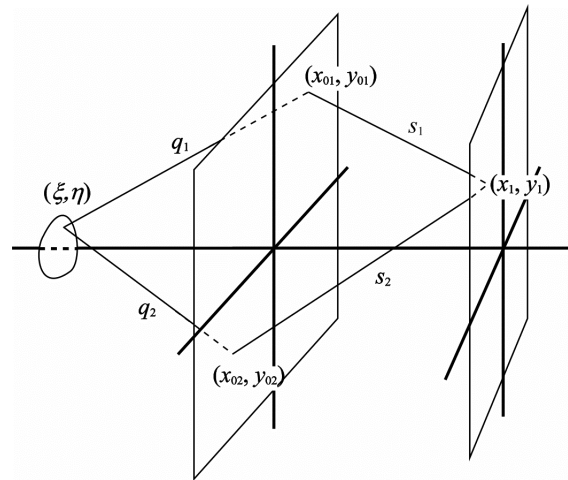
Пусть объект с фазовой функцией пропускания $F(x,y)=\exp(i\varphi(x,y))$ освещается протяженным квазимонохроматическим источником (рис.1). Для интенсивности в плоскости изображения будем иметь [6]

$$I(x_1, y_1) = \int_{\sigma} I(\xi, \eta) \iint_{AA} e^{i(\varphi(x_{01}, y_{01}) - \varphi(x_{02}, y_{02}))} \frac{e^{ik(q_1 - q_2)}}{q_1 q_2} \times e^{ik(s_1 - s_2)} \Lambda_1 \Lambda_2^* dx_{01} dy_{01} dx_{02} dy_{02} d\xi d\eta$$

где Λ угловой множитель, в паракиральном приближении равный

$$\Lambda = i/2\lambda(\cos(\vec{n}, \vec{s}) - \cos(\vec{n}, \vec{q})) \cong i/\lambda,$$

(x_1, y_1) координаты точки в плоскости изображения; точки (x_{01}, y_{01}) , (x_{02}, y_{02}) независимо пробегают все значения в плоскости объекта.



Для уменьшения громоздкости выражений в дальнейшем будем рассматривать одномерный случай. Тогда в приближении Френеля дифракционный интеграл имеет следующий вид

$$I(x_1) = \frac{1}{\lambda R_1 R_2} \iint_{AA\sigma} I(\xi) e^{-i\frac{k}{R_1}(x_{01} - x_{02})\xi} d\xi e^{i(\varphi(x_{01}) - \varphi(x_{02}))} \times e^{i\frac{k}{2f}(x_{01}^2 - x_{02}^2)} e^{-i\frac{k}{R_2}(x_{01} - x_{02})x_1} dx_{01} dx_{02}$$

$$= \tilde{I}_s \left(\frac{k}{R_1}(x_{01} - x_{02}) \right)$$

где R_1, R_2 расстояния от источника излучения до объекта и от объекта до плоскости изображения, соответственно; $f = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$.

Выполним Фурье-преобразование левой и правой части

$$I(q) = \frac{1}{\lambda R_1 R_2} \iint_{AA} \tilde{I}_s \left(\frac{k}{R_1} (x_{01} - x_{02}) \right) e^{i(\varphi(x_{01}) - \varphi(x_{02}))} \times \\ \times e^{\frac{i}{2f} (x_{01}^2 - x_{02}^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i \left(\frac{k}{R_2} (x_{02} - x_{01}) - q \right) x_1} dx_1 dx_{02} dx_{01} \\ = 2\pi \delta \left(q - \frac{k}{R_2} (x_{02} - x_{01}) \right)$$

Используя свойство δ -функции, после простых преобразований, получим

$$I(q) = \frac{1}{R_1} \int \tilde{I}_s(-mq) e^{i \left(\varphi \left(x_{01} - \frac{qR_2}{2k} \right) - \varphi \left(x_{01} + \frac{qR_2}{2k} \right) \right)} \times \\ \times e^{-\frac{i}{f} \frac{R_2}{2} q x_{01}} dx_{01} \quad (1)$$

Здесь использовано обозначение $m=R_2/R_1$. В случае слабых объектов ($\varphi(x) \ll 1$), получим результат аналогичный [8],[9]

$$I(q) = \frac{1}{R_1} \tilde{I}_s(-mq) \left[2\pi \delta \left(\frac{R_2}{f} q \right) + 2\varphi \left(\frac{R_2}{f} q \right) \sin \left(\frac{q^2 R_2^2}{2kf} \right) \right] \quad (2)$$

Первый член в квадратных скобках описывает интенсивность излучения в отсутствии объекта. Действительно, выполняя обратное Фурье преобразование, будем иметь

$$I(x_1) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{1}{R_1} \int I(\xi) e^{\frac{i}{R_1} \xi x_1} d\xi 2\pi \delta \left(\frac{R_2}{f} q \right) e^{iqx_1} \times \\ \times \frac{f}{R_2} d \left(\frac{R_2}{f} q \right) = \frac{f}{R_1 R_2} \int I(\xi) d\xi = \frac{\int I(\xi) d\xi}{R_1 + R_2} = I_0$$

Линеаризация задачи следует из (1) при условии $\varphi(x) = \varphi_0(x) + \delta\varphi(x)$; $\delta\varphi(x) \ll 1$.

$$I(q) = \frac{1}{R_1} \int \tilde{I}_s(-mq) e^{i \left(\varphi_0 \left(x_{01} - \frac{qR_2}{2k} \right) - \varphi_0 \left(x_{01} + \frac{qR_2}{2k} \right) \right)} \times \\ \times \left(1 + \delta\varphi \left(x_{01} - \frac{qR_2}{2k} \right) - \delta\varphi \left(x_{01} + \frac{qR_2}{2k} \right) \right) e^{-\frac{i}{f} \frac{R_2}{2} q x_{01}} dx_{01}$$

Введем обозначение $\Phi_0(x_{01}, q)$ для первой экспоненты и разложим $\delta\varphi$ в спектр по пространственным частотам объекта

$$I(q) = \frac{1}{R_1} \tilde{I}_s(-mq) \left\{ \int \Phi_0(x_{01}, q) e^{-\frac{i}{f} \frac{R_2}{2} q x_{01}} dx_{01} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\pi} \int \int \delta\varphi(\omega) \sin \left(\frac{qR_2}{2k} \omega \right) e^{i\omega x_{01}} d\omega \Phi_0(x_{01}, q) e^{-\frac{i}{f} \frac{R_2}{2} q x_{01}} dx_{01} \right\}$$

Изменяя порядок интегрирования в последнем слагаемом, получим

$$I(q) = \frac{1}{R_1} \tilde{I}_s(-mq) \left\{ F_0(q) + \frac{1}{\pi} \int \delta\varphi(\omega) \sin \left(\frac{qR_2 \omega}{2k} \right) F(\omega, q) d\omega \right\}$$

где введены обозначения:

$$F_0(q) = \int \Phi_0(x_{01}, q) e^{-\frac{i}{f} \frac{R_2}{2} q x_{01}} dx_{01};$$

$$F(\omega, q) = \int \Phi_0(x_{01}, q) e^{i \left(\omega - \frac{R_2}{f} q \right) x_{01}} dx_{01}.$$

Полученный результат в виде интегрального уравнения показывает, что, вообще говоря, все пространственные частоты объекта дают вклад во все пространственные частоты распределения интенсивности. Это отличается от результата для слабых объектов (см. (2)), для которых распространение излучения в свободном пространстве можно рассматривать как линейный фильтр пространственных частот.

Таким образом, в данной работе проведена линеаризация задачи рентгеновской in-line голографии для фазовых объектов. Результаты численного моделирования будут представлены на стенде во время проведения конференции.

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-16785.

- [1] Teague M.R., J. Opt. Soc. Am. **73**, 1983, p.1434.
- [2] Gureyev T.E., Wilkins S.W., J. Opt. Soc. Am. A **15**, 1998, p.579.
- [3] Nugent K.A., Gureyev T.E., Cookson D.F., Paganin D., Barnea Z., Phys. Rev. Lett. **77**, 1996, p.2961.
- [4] Paganin D., Nugent K.A., Phys. Rev. Lett. **80**, 1998, p.2586.
- [5] Gureyev T.E., Raven C., Snigirev A., Snigireva I., Wilkins S.W., J.Phys.D: Appl.Phys. **32**, 1999, p.563.
- [6] Schelokov I., Weitkamp T., Snigirev A., Opt. Commun. **213**, 2002, p.247.
- [7] Gureyev T.E., Opt. Commun. **220**, 2003, p.49.
- [8] Cloetens P., Barrett R., Baruchel J., Guigay J.-P., Schlenker M., J.Phys.D: Appl.Phys. **29**, 1996, p.133.
- [9] Pogany A., Gao D., Wilkins S.W., Rev. Sci. Instrum. **68**, 1997, p.2774.

Долговременные испытания свободновисящих абсорбционных EUV-фильтров при высоких тепловых нагрузках

М.С. Бибишкин, С.А. Гусев, И.Г. Забродин, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин,
В.И. Лучин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало,
Л.А. Шмаенок¹

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия

¹PhysTeX, Vaals, Netherlands

e-mail: luchin@ipm.sci-nnov.ru

Абсорбционные тонкопленочные фильтры предназначены для ослабления отраженного фонового излучения в оптических схемах, включающих многослойные рентгеновские зеркала. Основные области применения – рентгеновская диагностика лабораторной плазмы, спектральная регистрация изображений источников в рентгеновской астрономии, проекционная EUV литография и метрология источников излучения литографических установок. В установках с мощными источниками фильтры должны длительное время работать в условиях высокой тепловой нагрузки.

Для проведения долговременных испытаний фильтров авторами была предложена методика, в которой тепловое воздействие на фильтр излучения EUV-источника моделируется нагревом свободновисящей пленки постоянным электрическим током [1]. В тестовых испытаниях продолжительностью в десятки часов, проводившихся на пленочной структуре с толщиной $h = 50$ нм, регистрировалась временная зависимость проводимости пленки и исследовался эффект просветления в УФ, видимом и ближнем ИК диапазоне при тепловом воздействии [1,2].

В настоящей работе сообщается о результатах первых многодневных испытаний свободновисящих ультратонких фильтров ($h = 50$ нм, прозрачность $T = 76$ % на рабочей длине волны $\lambda = 13.5$ нм), предназначенных для установок проекционной EUV-литографии, и более толстых пленок ($h = 200$ нм, $T = 43$ %), используемых в метрологии источников при высокой средней плотности потока излучения на фильтре ($q \sim 1$ Вт/см²). Основной целью этих испытаний было изучение изменений оптических свойств фильтров в процессе долговременного теплового воздействия и определение предельных потоков для свободновисящих фильтров, изготовленных по методике [2,3]. На рис.1 показан фильтр в форме «банана» ($h = 50$ нм) сверхвысокой прозрачности ($T=76$ %) на длине волны $\lambda=13.5$ нм с характерными размерами 140×20 мм², разработанный для установки проекционной EUV-литографии.

Испытания проводились на модельном образце небольшого размера, расположенном в вакуумной камере с давлением остаточных газов $p = 10^{-6}$ Па, был выполнен в виде свободновисящей пленки, закрывающей прямоугольное отверстие (8

$\times 8$ мм²) в кварцевой подложке толщиной 0.5 мм с размерами 28×22 мм². К двум противоположным сторонам примыкают пленочные контактные площадки с двумя парами электрических контактов с сопротивлением 2 Ом. Одна пара контактов токоподводящая, вторая используется для измерения сопротивления пленки. Испытательный стенд оснащен системой стабилизации поглощаемой мощности и автоматической регистрации проводимости свободновисящей пленки и ее коэффициента пропускания на длине волны $\lambda=0.633$ мкм. Использование операционного усилителя позволяет регистрировать пропускание на уровне $T \sim 10^{-6}$.



Рис.1. Фотография фильтра, разработанного для установки проекционной EUV-литографии.

Наиболее продолжительные испытания, продолжавшиеся круглосуточно в течение двух месяцев, были проведены на образце, представляющем собой структуру Zr/Si с количеством периодов $N = 23$, толщиной слоев материалов в периоде $h_{Zr} = 1.6$ нм, $h_{Si} = 0.6$ нм (общая толщина структуры $h = 50$ нм). Показано, что воздействия теплового потока (рассеиваемой мощности тока, приходящейся на единицу площади пленки) $q = 0.5$ Вт/см² не достаточно, чтобы вызвать сколько-нибудь существенные изменения электрофизических и оптических свойств пленки. Прозрачность фильтра на 13.5 нм уменьшилась с 75.5 ± 0.1 % до 72.2 ± 0.1 %, а в видимой области спектра ($\lambda = 0.633$ мкм) возросла от 2.2 % до 3.1 %. Временная зависимость электрического сопротивления образца приведена на рис. 2. Таким образом, можно уверенно прогнозировать успешную продолжительную работу фильтра при $q = 0.5$ Вт/см².

Увеличение плотности мощности до 1.5 Вт/см² резко меняет картину теплового воздействия на такую же пленку (рис. 3,а). Наряду со значительным просветлением в видимой

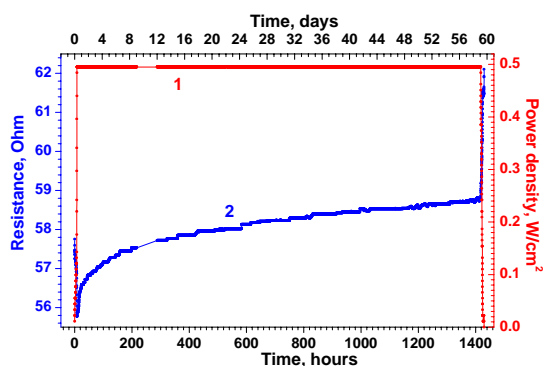


Рис. 2. Плотность мощности электрического тока (верхняя линия) и сопротивление ультратонкой пленки ($h = 50$ нм) в зависимости от времени (стационарное значение $q = 0.5$ Вт/см²).

области катастрофически ухудшается прозрачность на рабочей длине волны – с 75.5 % до 56 %. Итак, верхняя по плотности мощности граница долговременного использования разработанных ультратонких фильтров находится в диапазоне от 0.5 до 1.5 Вт/см². Точнее верхний предел определен в данной работе при тестировании более плотных фильтров.

Рис. 3 (б) иллюстрирует изменение свойств Zr/Si фильтра ($h_{Zr} = 1.4$ нм, $h_{Si} = 0.6$ нм, $N = 100$, $h = 200$ нм, исходная прозрачность на длине волны 13.5 нм $T = 43$ %) в процессе 360-часового теплового воздействия с плотностью мощности $q = 1.0$ Вт/см². Падение прозрачности на рабочей длине волны до значения $T = 18$ % делает пока невозможным продолжительное использование разработанного фильтра при $q \geq 1$ Вт/см².

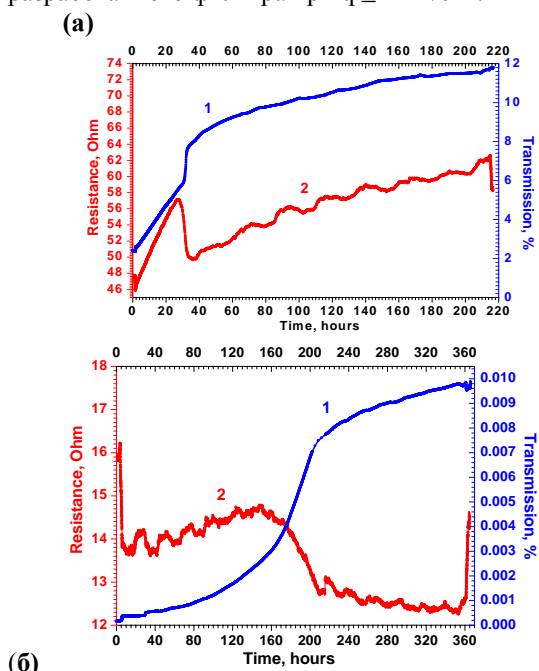


Рис.3. Временные зависимости прозрачности на длине волны 0.633 мкм (1) и электрического сопротивления (2) образцов:

- а) ультратонкий фильтр ($h=50$ нм), $q = 1.5$ Вт/см²;
- б) фильтр с толщиной $h = 200$ нм, $q = 1.0$ Вт/см².

Исследование элементного состава образца методом рентгеновского микроанализа с помощью энергодисперсионного детектора показало увеличение содержания кислорода в 3 – 4 раза, что и явилось основной причиной роста поглощения на 13.5 нм.

Обратим внимание на особенность во временных зависимостях, наблюдающуюся в различных тестах при $q \geq 1$ Вт/см²: в определенный момент (наступающий тем раньше, чем больше плотность мощности) резко увеличивается прозрачность фильтра в видимой области и падает электрическое сопротивление пленки (рис. 3). Для объяснения этого эффекта требуются дополнительные исследования.

Небольшое ослабление теплового воздействия ($q = 0.9$ Вт/см²) позволяет сохранить свойства Zr/Si фильтра ($h_{Zr} = 2.8$ нм, $h_{Si} = 1.2$ нм, $N = 50$, $h = 200$ нм, $T = 43$ %). Прозрачность на 13.5 нм уменьшается всего до 40 %. Уменьшение поглощения в видимом диапазоне также можно считать вполне приемлемым (рис. 4). Итак, основным результатом проведенных испытаний можно считать определение верхнего предела долговременного теплового воздействия на разработанный Zr/Si фильтр, оказавшегося близким к значению 1 Вт/см².

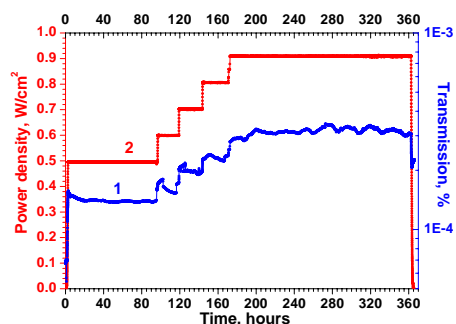


Рис. 4. Изменение прозрачности (1) Zr/Si фильтра ($h = 200$ нм) при ступенчатом увеличении плотности мощности (2) до 0.9 Вт/см².

Авторы благодарят А.Д. Ахсаляна и В.В. Рогова А.Ю. Климова, за полезные обсуждения, Е.Д. Чхало – за изготовление омических контактов на образцах.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 07-02-00992-а, № 05-02-17340-а).

- [1] Бибишкин М.С., Гусев С.А., Забродин И.Г. и др. Материалы симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника". 2006, Т.2. С.362-363.
- [2] Бибишкин М.С., Гусев С.А., Клюенков Е.Б. и др. Материалы симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника". 2006, Т.1. С.114-115.
- [3] Бибишкин М.С., Зуев С.Ю., Климов А.Ю. и др. Материалы симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника". 2005, Т.2. С.497-498.

Finestructure in the exciton emission from individual InP quantum dots in GaInP

M.-E. Pistol, C. Ellström, W. Seifert, C. Pryor

Lund university, Lund Sweden

Excitons in quantum dots based on direct gap III-V semiconductors have four distinct levels as shown theoretically and experimentally. These lines appear in two doublets which are split by typically 5 meV. Each doublet is again split by a small amount, typically 100 μ eV; this is referred to as fine structure splitting and denoted Δ . The higher energy doublet is optically allowed, and called the bright state, while the lower energy doublet is forbidden and called the dark state. The dark state is forbidden since a spin-flip is required when a transition to the ground, i. e. vacuum state, occurs. Earlier studies, foremost in InAs/GaAs quantum dots (QDs), have demonstrated the importance of fine structure splitting for the possibility of producing entangled photon pairs from QDs. These experiments have shown how an anisotropy in the potential in the QD lifts the degeneracy of the two bright exciton states. Other experiments provide evidence that the fine structure splitting can be greatly reduced, even approaching zero. It is often reasoned that this symmetry can be restored by choosing the right growth conditions and amount of annealing, but it is not clear how this works. Considering that the sign of the piezoelectric potential depends on the direction of the QD interfaces, it is very difficult to see how cylindrical symmetry can be restored in the potential. We use a notation for the energy levels that does not make any assumptions about the symmetry of the QD when comparing theory to experiment. This is more thoroughly described in Landin et al. The notation is based on energy considerations and avoids any references to atomic physics notation which, due to historical reasons, is very cumbersome. In this notation, the biexciton is labelled $(e_2:h_2)_{1/1}$, the two “dark” excitons are labelled $(e_1:h_1)_{1/4}$, and $(e_1:h_1)_{2/4}$ and the two “bright” excitons $(e_1:h_1)_{3/4}$, and $(e_1:h_1)_{4/4}$. Most previous studies have been performed on InGaAs quantum dots in GaAs. We have here investigated InP quantum dots in GaInP in order to check whether the results on InGaAs quantum dots can be generalised to this system. Single dot polarised photoluminescence spectroscopy, correlation spectroscopy and theoretical calculations have

been performed. The InP QDs were grown by metal-organic vapour phase epitaxy (MOVPE) in the Stranski-Krastanow mode on GaAs substrates. The sample was mounted on a coldfinger in a cryostat and the photoluminescence was measured at 10 K in the reflection mode. For excitation we used a frequency doubled YAG laser emitting at 532 nm irradiating the sample from one side of the microscope. The laser spot was typically 0.2 mm in diameter. The excitation power was varied from 2 mW/cm² to 2 W/cm² for the nonpolarized spectra, fixed at 0.7 W/cm² for the correlation measurements and 0.2 W/cm² for the polarized spectra. We used an external 20X objective with a numerical aperture of 0.4. In the correlation measurement, we locked onto the emission from a single QD and focused the microscope image on a 20- μ m pinhole. The light was then split by a nonpolarizing beamsplitter and in each arm refracted by holographic gratings. As we used a standing microscope setup with a cryostat attached, we faced some stability issues. To keep the image of the quantum dot from drifting out of the pinhole, we used a positioning system in a closed loop to achieve micrometer stability. The position on the sample was tracked by scattered laser light seen through the back of a dielectric mirror. Below we show the excitation power dependence of the PL emission from one quantum dot. There are two corresponding to the exciton and the biexciton, respectively. The X line can be seen to be a doublet. With increasing excitation power, the PL intensity of the exciton line should increase linearly, while the intensity of the biexciton line should increase quadratically before saturation, in a first approximation. This simple prediction can be made much more refined by solving the rate equations. It is well known that QDs emit photons in cascades. For example, one transition cascade is $(e_2:h_2)_{1/1} \rightarrow (e_1:h_1)_{3/4} \rightarrow (e_0:h_0)$. On a timescale determined by the biexciton recombination time, we expect an increased probability (bunching) of measuring a photon from the biexciton before registering a photon from the exciton and a decreased probability (anti-bunching) of observing the

opposite case.

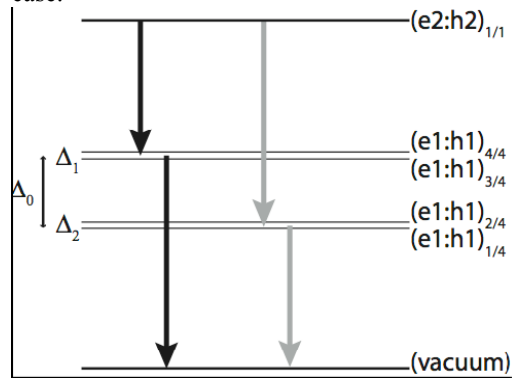


Figure 1. A schematic figure of the level structure of an exciton and a biexciton.

Thus, we can distinguish the exciton and biexciton lines by cross-correlation measurements. This is important since intensity dependent PL is not enough to give a definite assignment of the observed emission lines. For all negative times, a photon originating from a biexciton is registered before a photon from an exciton. For positive times the reverse holds. We observe anti-bunching for small negative times and some bunching for small positive times. We thus confirm our identification of the emission lines shown in fig. 2. The splitting of the biexciton line is much smaller. The energy split between $(e1:h1)_{3/4}$ and $(e1:h1)_{4/4}$ is $150 (\pm 30) \mu\text{eV}$. The other QDs in this sample have shown significantly less finestructure splitting. Note that the polarization of the incoming laser light did not matter except for a global change in the absorption of laser light in the sample, since the excitation energy was above the bandgap of GaInP and the carriers reach the QD by diffusion.

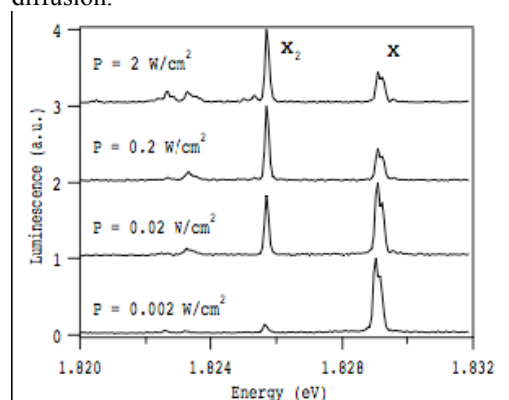


Figure 2. Spectra of one quantum dot showing emission from the biexciton and the exciton.

Besombes et al, PRL **85** 425 (2000)
 Stevenson et al, Nature **439** 179-182 (2006)
 Akopian et al, PRL **96** 130501 (2006)
 Young et al, PRB **72** 113305 (2005)
 Langbein et al, PRB **69**, 161301R (2004)J
 Persson et al, PRB **67** 035320 (2003)K
 Georgsson et al, APL **67** 2981 (1995)P.
 Michler, in *Single Quantum Dots: Fundamentals, Application and New Concepts*, P. Michler, Ed., vol. 90 of Springer Series in Topics in Applied Physics (Springer, Berlin, 2003), pp.315–345M.
 Persson et al, PRB **64** 075309 (2001)
 E. Moreau et al, PRL **87** 183601 (2001)J
 Persson PRB **69** 233314 (2004)
 L. D. Landau and E. M. Lifshitz *Elasticity*, Pergamon, Oxford (1986)
 M. Holm et al, J. Appl. Phys. **92** 932 (2002)I.
 Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89** 5815 (2001).

Landin et al, PRB **60** 16640 (1999)

Излучательные свойства примесных центров, связанных с эрбием, в структурах Si:Er/SOI, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии.

Б.А. Андреев¹, З.Ф. Красильник¹, Д.И. Крыжков¹, А.Н. Яблонский¹,
В.П. Кузнецов², Т. Gregorkiewicz³

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина 23, 603950 Нижний Новгород, Россия

³Van der Waals-Zeeman Institute, University of Amsterdam, 65 Valckenierstraat, NL-1018 XE Amsterdam, The Netherlands

e-mail: boris@ipm.sci-nnov.ru

Структуры кремний-на-изоляторе (SOI) обладают необходимыми свойствами для реализации кремниевых волноводов в ближней ИК области спектра, вследствие достаточно большой разности показателей преломления между SiO₂ и Si ($\Delta n \sim 2$) [1]. В предшествующих работах волноводные структуры Si:Er/SOI были получены методом ионной имплантации эрбия. Дефекты, связанные с имплантацией, увеличивают потери в рабочем диапазоне волноводных структур, неустраняемые при отжиге [2]. Другой недостаток имплантационного метода связан с

В данной работе структуры n-Si:Er/SOI выращивались методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии [3] на подложках SOI (100) с толщиной оксидного слоя 1 мкм. Спектры низкотемпературной фотолюминесценции возбуждались твердотельным лазером ($\lambda=532$ нм) и регистрировались на фурье-спектрометре Bomem DA3 с помощью охлаждаемого германиевого приемника. Кинетика люминесценции иона Er³⁺ регистрировалась с помощью монохроматора или пропускающего интерференционного фильтра ($\lambda=1537$ нм) при накачке оптическим

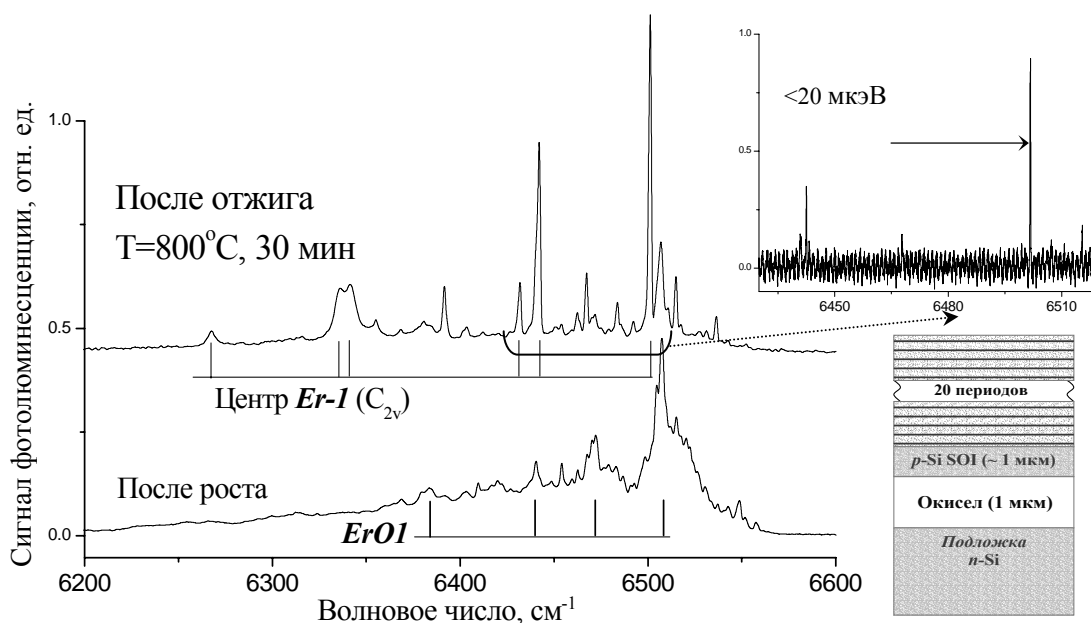


Рис.1 Спектр фотолюминесценции при T=4.2 К многослойной периодически легированной структуры Si:Er:O/Si:Si:Er:O.../SOI, изображенной на вставке внизу. Толщина слоёв в каждом периоде Si:Er – 6 нм, Si – 90 нм. Температура роста T=530°C. На вставке сверху – участок спектра высокого разрешения структуры после отжига при T=800°C с линиями центра *Er-I*.

ограничением толщины активной области легированной эрбием (~1 мкм). Эпитаксиальные слои Si:Er и Si:Er:O, с существенно меньшей плотностью дефектов выращенные на подложках SOI, представляют значительный интерес в качестве активной волноводной среды, излучающей в области длин волн 1,54 мкм.

параметрическим генератором наносекундных импульсов MOPO-SL (Spectra Physics).

На рис.1 приведены спектры люминесценции многослойной эпитаксиальной структуры, периодически легированной эрбием из сублимирующего поликристаллического источника, демонстрирующие при оптической

накачке интенсивное излучение в области длин волн 1,54 мкм. В структурах, выращенных при $T_p \leq 500^\circ\text{C}$, излучает центр *ErOI*, а также другие кислородсодержащие центры с низкой симметрией [4]. Отжиг структур в интервале температур $T=800\div 900^\circ\text{C}$ приводит к формированию единственного излучающего центра *Er-I* (симметрия C_{2v}) с серией характерных узких (до 10 мкэВ) пиков люминесценции, начинающейся с 6502 см^{-1} [5]. Данный центр характеризуется наиболее узкими линиями люминесценции и является наиболее перспективным для достижения усиления на излучательном переходе $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} [6].

Измерения кинетики ФЛ эпитаксиальных слоев Si:Er на Si и SOI при возбуждении с помощью перестраиваемого оптического параметрического генератора показали уменьшение времен спада ФЛ в структурах на SOI. Наиболее длинное из времен спада ФЛ (для структур на Si $\tau \sim 0.8\text{-}1.2$ мсек) не зависит от длины волны и мощности накачки, и соответствует времени жизни иона Er в возбужденном состоянии при равновесной, для данной температуры, концентрации свободных носителей.

Сравнение со структурами, выращенными на кремниевых подложках,

показывает, что при переходе к подложкам SOI сохраняются тип излучающих центров иона Er^{3+} (характер штарковского расщепления основного состояния), ширина спектральных линий, условия формирования и трансформации излучающих центров при термообработке, характерные для эпитаксиальных слоев на кремнии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Проект 07-02-01304-а), RFBR-NWO (Project 047.011.2005.003) и BRHE Post-Doctoral Fellowship Program BF5M01.

- [1] R.A.Soref, J.Schmidtchen and K.Peterman, IEEE J. Quantum Electronics, **27**(8), 1971 (1991)
- [2] M.A.Gad, J.H.Evans-Freeman, N.Cinosi, J. Sarma, Materials Sci.& Engineering B, **105**, 79 (2003)
- [3] Andreev B.A., Andreev A.Y., H. Ellmer et al. Journal of Crystall Growth., **201/202**, 534 (1999)
- [4] Przybylinska, H., W. Jantsch, et al. Phys. Rev. B, **54**(4), 2532 (1996)
- [5] Андреев Б.А., Андреев А.Ю., Гапонова Д.М., и др. Известия АН, Сер. Физическая, **64**(2), 269 (2000)
- [6] N. Q. Vinh, M. Klik, B. A. Andreev, and T. Gregorkiewicz Materials Sci & Engineering B, **105**, 150 (2003)

Свойства наноструктур $\alpha\text{-Si}$, сформированных путем ионной имплантации кремния в сапфир и аморфные пленки оксида алюминия

Д.И. Тетельбаум^{1,2}, А.Н. Михайлов^{1,2}, А.В. Ершов¹, А.И. Белов¹,
С.М. Планкина¹, В.Н. Смирнов¹, А.И. Ковалев², R. Turan³, T.G. Finstad⁴

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Н. Новгород, Россия

² НТВП Поверхность, ул. 2-я Баумановская 9/23, Москва, Россия

³ Middle East Technical University, 06531, Ankara, Turkey

⁴ University of Oslo, PO Box 1048, Blindern, 0316 Norway

e-mail: belov@nifti.unn.ru

Создание светоизлучающих наноструктур на основе включений кремния в матрице Al_2O_3 представляет интерес в связи с тем, что сапфир используется в качестве подложек при выращивании эпитаксиальных структур кремний на изоляторе, а аморфные пленки Al_2O_3 являются одним из материалов с относительно высокой диэлектрической проницаемостью, которые рассматриваются в качестве замены оксида SiO_2 в структурах со сверхтонким изолятором. Получение светоизлучающих слоев Al_2O_3 с нанокристаллами (НК) Si перспективно для разработки многофункциональных устройств нового поколения. В настоящей работе проведено комплексное исследование структуры и фотолуминесцентных свойств слоев, полученных путем ионной имплантации кремния в подложки сапфира и аморфные пленки Al_2O_3 .

Пластины монокристаллического сапфира ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) C-ориентации и аморфные пленки Al_2O_3 (300 нм) на кремнии, полученные путем электроннолучевого испарения, подвергались имплантации ионов Si (100 кэВ) с дозами $5 \cdot 10^{16}$ - $3 \cdot 10^{17}$ см^{-2} и отжигались при температурах от 500 до 1100 °С в течение 2 часов в атмосфере осушенного азота. Исследование оптических и структурных свойств проводилось с привлечением методов спектроскопии фотолуминесценции (ФЛ) при возбуждении азотным лазером на длине волны 337 нм, ИК Фурье-спектроскопии, ра-

мановского рассеяния и просвечивающей электронной микроскопии поперечного сечения (ПЭМПС), в том числе ПЭМПС высокого разрешения.

На рис.1 приведены спектры ФЛ образцов сапфира и аморфных пленок Al_2O_3 , подвергнутых имплантации Si и последующему отжигу. ФЛ в области 415 нм связана с излучением кислородо-дефицитных центров, присутствующих в матрице (F-центров). ФЛ при 500 нм в исходных и облученных аморфных пленках Al_2O_3 , характерна для агрегатных дефектов типа F_2 -центров в различных зарядовых состояниях. После имплантации Si и отжига в сапфире появляется ФЛ в области 550 нм, имеющая максимальную интенсивность при температуре отжига 700 °С и исчезающую с повышением температуры. Положение и поведение этой полосы позволяет отнести ее к излучению нефазовых включений кремния (типа кремниевых цепочек, колец и т.д.). В пленках Al_2O_3 после отжига 1100 °С появляется ФЛ в области 700-850 нм, характерная для НК Si, тогда как в случае имплантации сапфира такая полоса отсутствует.

Методом ПЭМПС совместно дифракцией электронов установлено, что при отжиге 700 °С существует скрытый аморфный слой (АС) Al_2O_3 , внутри которого имеются беспорядочно ориентированные кристаллы Si с размерами 5-4 нм. После отжига при 900 °С АС частично

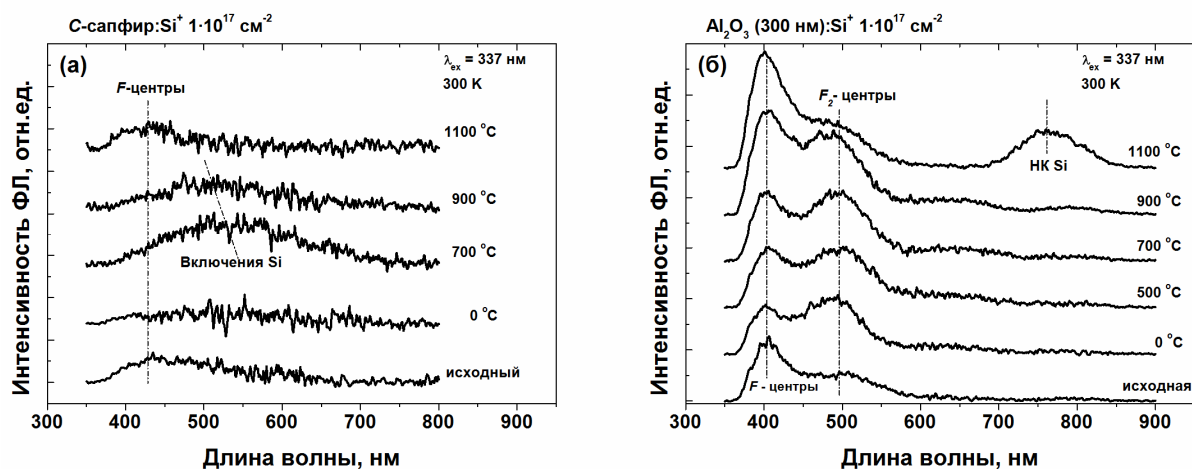


Рис.1. Спектры ФЛ сапфира (а) и пленок Al_2O_3 (б), облученных ионами Si ($1 \cdot 10^{17}$ см^{-2}) и отожженных при различных температурах.

кристаллизован, причем кристаллизация происходит эпитаксиально как от подложки, так и от поверхностного кристаллического слоя. При отжиге 1050 °С кристаллизация почти полностью завершается, при этом наряду с α -фазой присутствуют кристаллы γ -фазы Al_2O_3 . Во всех случаях имплантированный слой содержит беспорядочно ориентированные кристаллиты Si с большим разбросом по размерам (10–7 нм при 1050 °С и дозе $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$).

На рис.2а приведены спектры рамановского рассеяния образцов С-сапфира, облученных ионами кремния с дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и затем отожженных при различных температурах. До отжига и после отжигов при 500 и 700 °С наблюдается широкая полоса в области 400-500 см^{-1} , связанная, по-видимому, с формированием аморфных кластеров или нефазовых включений Si. Отжиг при 900 °С и особенно при 1050 °С приводит к появлению узкого пика, положение которого (523 см^{-1} при 900 °С и 525 см^{-1} при 1100 °С) близко к положению, свойственному для массивного кремния (521 см^{-1}), но сдвинутого относительно него в область больших волновых чисел. Аналогичный сдвиг для температуры отжига 1100 °С наблюдался в [1] и объяснен наличием сжимающего напряжения. Мы полагаем, что сжимающие напряжения возникают на стадии охлаждения образца после отжига из-за различия коэффициентов термического расширения Si и Al_2O_3 [2]. Оцененная нами по модели шар в полости [3] величина напряжения для температуры отжига 1100 °С составляет 0,8 ГПа. В пользу термической природы напряжений свидетельствует некоторое увеличение рамановского сдвига при 1050 °С по сравнению с 900 °С, хотя раз-

меры НК, судя по данным ПЭМПС, слабо отличаются.

Наличие напряжений, вероятно, является главной причиной отсутствия ФЛ от НК при ионной имплантации кремния в сапфир, так как оно может приводить к возникновению оборванных связей (центров безызлучательной рекомбинации) на границах НК/матрица. Ранее было установлено, что легирование фосфором приводит к усилению ФЛ НК Si в матрице SiO_2 [4]. Однако, в нашем случае ионное легирование фосфором не привело к появлению ФЛ в районе 700-900 нм.

Ионная имплантация пленок Al_2O_3 на Si, в отличие от имплантации в сапфир, как уже говорилось, приводит к появлению полосы ФЛ при 700-850 нм, типичной для НК Si. По-видимому, в нанесенных пленках вследствие менее прочной их связи с подложкой (по сравнению с облученным слоем сапфира) облегчена релаксация механических напряжений. Как видно из данных по ИК-пропусканию (рис.2б) после отжига при 1100 °С (частично и при 900 °С) появляются полосы поглощения при 460, 810 и 1080 см^{-1} , которые обусловлены различными модами колебаний связей Si-O-Si в оксиде кремния. Поскольку интенсивность этих пиков зависит от дозы Si (не представлено здесь), можно заключить, что формирование оксида кремния происходит на границах раздела НК/ Al_2O_3 . Наличие оболочек SiO_2 , окружающих НК, может приводить к излучательной рекомбинации носителей с участием границ раздела Si/ SiO_2 . Кроме того, оболочки могут снижать напряжения, действующие на НК Si со стороны Al_2O_3 , что положительно влияет на их излучательную способность.

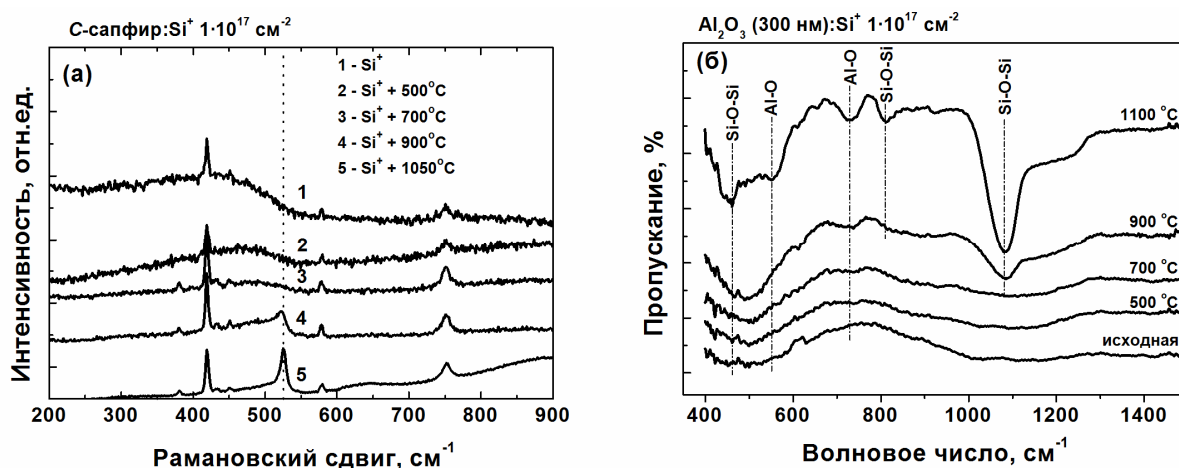


Рис.3. Спектры рамановского рассеяния С-сапфира (а) и ИК Фурье-спектроскопии на пропускание пленок Al_2O_3 (б), подвергнутых имплантации Si с дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ с последующим отжигом.

Работа выполнена в рамках проектов FP6 SEMINANO (NMP4-СТ-2004-505285), Минобрнауки (РНП 2.1.1.4022, 2.1.1.4737, 2.2.2.3.10002), CRDF (BRNE REC-001, Y4-P-01-05) и РФФИ (05-02-16762).

[1] Yerci, S. et al., J.Appl.Phys. **1**, 074301 (2006).
 [2] Справочник под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлиховой. М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
 [3] Эшелби, Дж., М.:Изд.иностран.лит., 1963, 247 с.
 [4] Тетельбаум, Д.И. и др., Труды Ежег. Симп. Нанозифика и нанозлектроника, 2006, С.340.

Аномально сильный химический сдвиг и особенности фотолюминесценции в кремниевых нанокристаллах с мелкими донорами замещения

В.А. Беляков, В.А. Бурдов, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия. e-mail: burdov@phys.unn.ru

В нашей работе рассматривается эффект формирования тонкой структуры в спектре кремниевых нанокристаллов, обусловленный введением мелких донорных центров.

Этот эффект является следствием расщепления основных вырожденных электронных и дырочных уровней. Причина расщепления для дырочных состояний заключается исключительно в асимметричном положении донора внутри точки. Однако, как показывают оценки [1,2], величина расщепления оказывается крайне незначительной – порядка 10 мэВ. Надщелевое основное состояние, напротив, расщепляется существенно, причем независимо от положения донора. Главной причиной расщепления здесь служит долинно-орбитальное взаимодействие [3], которое к тому же обеспечивает дополнительное понижение энергии основного отщепленного состояния – химический сдвиг.

В отсутствие доноров в рамках **k-p** метода основной электронный уровень является шестикратно вырожденным (без учёта спина) [4]. Присутствие атомов примеси ведет к частичному снятию вырождения, сопровождающемуся расщеплением уровня, которое усиливается сильным квантоворазмерным эффектом.

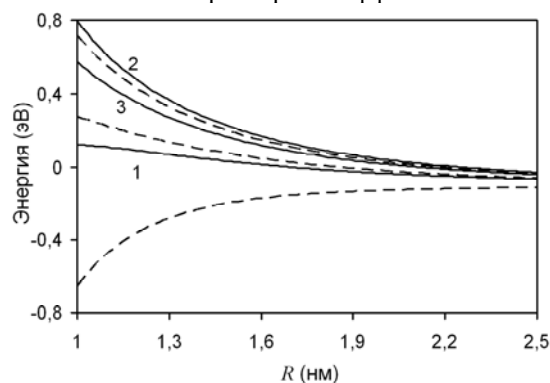


Рис.1. Энергии синглетного (1), дублетного (2) и триплетного (3) электронных состояний в квантовой точке с N атомами фосфора в зависимости от радиуса нанокристалла. Сплошные линии – $N = 5$, штриховые – $N = 10$.

Будем рассматривать ситуацию, соответствующую большому количеству доноров в нанокристалле: $N \gg 1$. Как показывают расчеты, основное электронное состояние расщепляется на синглет, дублет и

триплет, как это имело место в объемном кремнии. Энергии этих состояний в зависимости от радиуса квантовой точки R представлены на рис.1 для двух значений числа доноров N . Ниже всех расположен синглетный уровень, который сильно отщеплен от двух других уровней аналогично тому, как это имеет место в объемном кремнии.

На рис.2 представлена зависимость энергий синглета, дублета и триплета от количества атомов фосфора в квантовой точке. Видно, что энергии всех трех уровней монотонно понижаются с ростом N , причем зависимость оказывается практически прямо пропорциональной. Соответственно и расщепление уровней, и химический сдвиг возрастают пропорционально концентрации фосфора в квантовой точке.

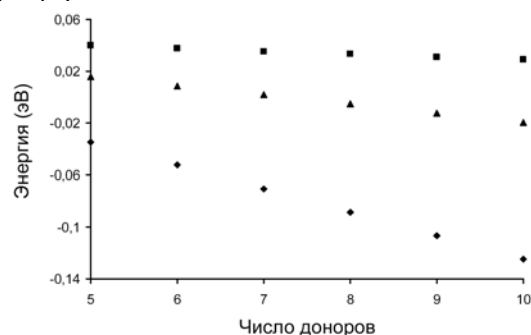


Рис.2 Энергии синглетного (ромбы), дублетного (треугольники) и триплетного (квадраты) электронных состояний в квантовой точке в зависимости от числа доноров. $R = 2$ нм.

Работа была поддержана программой «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект 2.1.1.4022) и РФФИ (проект 05-02-16762).

Литература

- [1] Z. Zhou, M.L. Steigerwald, R.A. Friesner *et al.*, Phys. Rev. B **71**, 245308 (2005).
- [2] В.А. Беляков, В.А. Бурдов, Поверхность, №2, 40 (2007).
- [3] W. Kohn and J.M. Luttinger, Phys. Rev. **97**, 1721 (1955).
- [4] В.А. Бурдов, ЖЭТФ **121**, 480 (2002).

Исследование пикосекундной кинетики фотоносителей в арсениде галлия с нанокластерными слоями алюминия

В.Я. Алешкин, Н.В. Востоков, Д.М. Гапонова,
В.М. Данильцев, А.А. Дубинов, З.Ф. Красильник,
А.И. Корытин*, Д.И. Курицин, Д.А. Пряхин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия,

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Интерес к полупроводниковым материалам с наноразмерными металлическими включениями обусловлен потенциальными возможностями их применения. Например, GaAs выращенный при пониженной температуре, имеющий включения кластеров As, используется для генерации и детектирования терагерцового излучения при воздействии на него субпикосекундными лазерными импульсами [1, 2]. Как правило, в таких материалах время жизни неравновесных носителей существенно ниже, чем в обычном GaAs.

Предметом исследования данной работы является GaAs с включением нанокластеров Al, выращенный методом металлоорганической газофазной эпитаксии. Ранее были проведены исследования структурных и электрических свойств этого материала [3, 4], а также пикосекундной кинетики отражения. Настоящая работа посвящена исследованию кинетики фотолюминесценции (ФЛ) и её сопоставлению с кинетикой отражения света для этого материала.

Исследуемая структура выращивалась методом металлоорганической газофазной эпитаксии на подложке GaAs (100) [3]. Структура представляла собой эпитаксиальный слой GaAs, содержащий 9 слоев нанокластеров Al. Расстояние между слоями нанокластеров составляло около 100 нм.

Спектры кинетики фотолюминесценции были получены с помощью системы FOG-100 (femtosecond optically gated fluorescence kinetic measurement system) в комбинации с Ti-сапфировым лазером. Межзонная фотолюминесценция в GaAs возбуждалась импульсами длительностью 80 фс, с энергией 1.61 эВ и частотой повторения 80.65 МГц. Временное разрешение системы составляло 150 фс. Измерения проводились при комнатной температуре.

На рис. 1 показана измеренная зависимость интенсивности фотолюминесценции на длине волны 870 нм от времени для структуры с нанокластерами Al. Из рисунка видно, что скорость спада ФЛ увеличивается с ростом мощности возбуждения. Кроме того, видно, что с течением времени скорость спада фотолюминесценции замедляется. Можно описывать наблюдаемую зависимость интенсивности фотолюминесценции с помощью «мгновенного» времени жизни $\tau(t)$, которое определяется обратной производной по времени от логарифма интенсивности люминес-

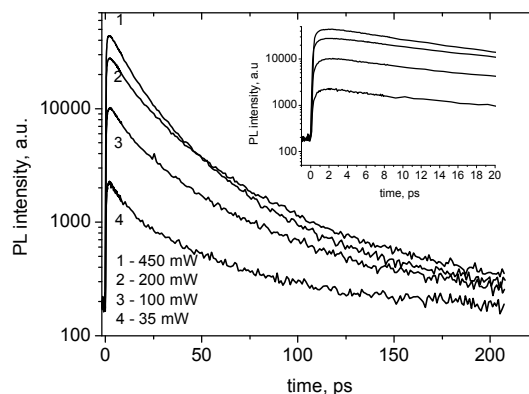


Рис. 1. Эволюция ФЛ из GaAs с нанокластерами.

ценции. На начальном участке спада ФЛ $\tau \approx 14$ пс для мощности возбуждения 450 мВт. Спустя 200 пс после импульса накачки для этой мощности возбуждения величина τ увеличивается до 120 пс. С уменьшением мощности накачки величина τ возрастает. На вставке к рис. 1 показана кинетика фотолюминесценции в интервале времени от 0 до 20 пс. Из вставки видно, что максимум мощности фотолюминесценции достигается при $t = 2$ пс.

На рис. 2 представлена кинетика изменения коэффициента отражения (ΔR) в результате воздействия на структуру лазерного импульса длительностью 250 фс с энергией 2 мДж и длиной волны 795 нм. Плотность потока энергии возбуждающего импульса на образце была порядка 10^{10} Вт/см². Измерения были проведены методом субпикосекундной отражательной абсорбционной спектроскопии с возбуждающими и пробными импульсами. Из рисунка видно, что характерное время, за которое коэффициент отражения почти полностью возвращается к равновесному значению, составляет величину 2-4 пс. На рис. 3 показана эволюция ФЛ из подложки, на которой была выращена структура. Для ФЛ из подложки на начальном участке спада $\tau \approx 45$ пс (что примерно втрое больше, чем в материале с кластерами) и не зависит от мощности возбуждения. На временах около 200 пс величина τ зависит от мощности накачки и примерно одинакова для подложки и структуры. На вставке к рис. 3 показана кинетика фотолюминесценции из

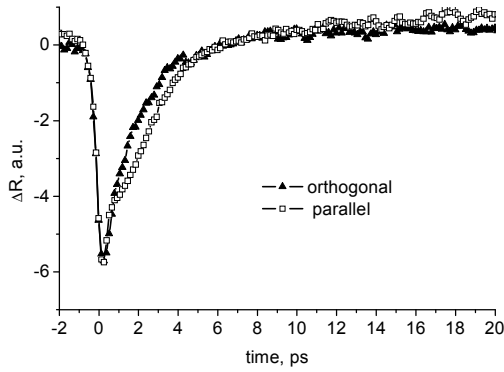


Рис. 2. Эволюция изменения коэффициента отражения при двух поляризациях возбуждающего импульса. Квадраты соответствуют поляризации, когда вектор электрического поля лежит в плоскости падения, треугольники – когда он перпендикулярен этой плоскости.

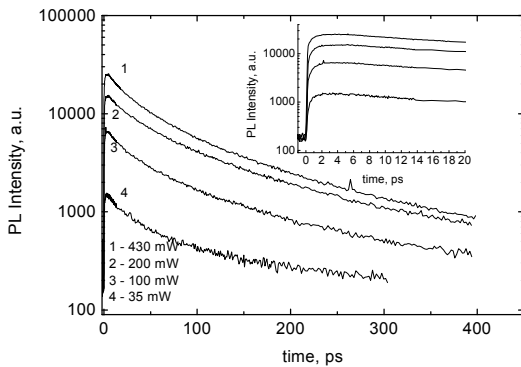


Рис. 3. Эволюция ФЛ из подложки, на которой была выращена структура.

подложки в интервале времен от 0 до 20 пс. Максимум мощности ФЛ достигается при временах от 2 до 4 пс, что превосходит соответствующее время для структуры с Al кластерами.

Обсудим причину изменения коэффициента отражения. Коэффициент отражения определяется значением диэлектрической проницаемости, которую, используя модель Друде, можно представить в виде:

$$\varepsilon \approx \varepsilon_0 - \frac{4\pi en}{\omega^2} \left(\frac{\mu_n}{\tau_n} + \frac{\mu_p}{\tau_p} \right) \quad (1)$$

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость до воздействия лазерного импульса, n - концентрация электронов, $\mu_{n,p}$ - подвижности электронов и дырок, $\tau_{n,p}$ - времена релаксации импульса электронов и дырок.

Из (1) видно, что с ростом концентрации электронов и дырок (мы полагаем, что их концентрации равны) диэлектрическая проницаемость уменьшается и поэтому уменьшается коэффициент отражения во время действия возбуждающего лазерного импульса. Из сопоставления рис. 1 и 2 видно, что увеличение коэффициента отражения происходит примерно за время

нарастания ФЛ, которое зависит от процессов термализации.

Каковы причины увеличения коэффициента отражения и ε при остывании носителей? Уменьшение проводимости, которое приводит к росту коэффициента отражения и ε может быть обусловлено быстрым захватом горячих носителей в металлические нанокластеры или локализованные состояния, находящиеся в полупроводнике вблизи границы с кластерами [5]. Будем полагать, что нанокластеры и вышеупомянутые локализованные состояния являются центрами быстрой безызлучательной рекомбинации, и поэтому захваченные на них носители не дают вклада в диэлектрическую проницаемость. Фотовозбужденные горячие носители заряда, либо захватываются на центры безызлучательной рекомбинации, не успев отдать значительную часть избыточной энергии, либо остывают, оставаясь свободными. Сопоставление времен нарастания ФЛ из структуры с кластерами Al и из подложки (вставки к рис. 1 и 3) показывает, что это время меньше у структуры с кластерами. Этот факт может быть объяснен процессом быстрого захвата горячих фотоносителей центрами безызлучательной рекомбинации.

Основные выводы работы сводятся к следующему. Время жизни неравновесных носителей в арсениде галлия с нанокластерами Al равно примерно 15 пс. Эволюция во времени коэффициента отражения в этих структурах определяется не временем жизни фотоносителей, а временами захвата на центры безызлучательной рекомбинации, обусловленные встроенными в GaAs металлическими нанокластерами. В работе предложена простая модель, которая количественно описывает кинетику фотолюминесценции и качественно эволюцию во времени коэффициента отражения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №06-02-16474), CRDF Y3-R-01-04, программ президиума РАН "Фемтосекундная оптика и физика сверхсильных лазерных полей" и "Электромагнитные волны терагерцового диапазона".

- [1] A.C.Warren, J.M.Woodall, J.L.Freeout et al. Appl. Phys. Lett., **57**, 1331 (1990).
- [2] K.G.Gan, J.W.Shi, Y.H.Chen et al. Appl. Phys. Lett., **80**, 4054 (2002).
- [3] Н.В.Востоков, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов и др. Известия академии наук. Серия физическая, **68**, 55 (2004).
- [4] Н.В.Востоков, С.А.Гусев, В.М.Данильцев и др. ФТП, **39**, 92 (2005).
- [5] R.T.Tung, Materials Science and Engineering **R 35**, 1 (2001).

Modification of Erbium Photoluminescence Excitation Spectra for the Emission Wavelength 1.54 μm in 3D and 2D Mesoscopic Structures

N.V.Gaponenko*^a, G.K.Malyarevich^a, A.V.Mudryi^a, D. M.Unuchak^a,
O.B.Gusev^b, M.V.Stepikhova^c, M.Yu.Tsvetkov^d, S.M.Kleshcheva^d,
M.I.Samoilovich^d, A.P.Stupak^e

^aBelarusian State University of Informatics and Radioelectronics, P. Browka Str., 6, 220013 Minsk, Belarus;
nik@nano.bsuir.edu.by;

^bToffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

^cInstitute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

^dCentral Research Technological Institute "Technomash", 4 I. Franko Street, 121108 Moscow, Russia

^eInstitute of Molecular and Atomic Physics, Prasppekt Nezaleshnasti, 70, 220072, Minsk, Belarus

*Corresponding author: N.V. Gaponenko, fax +375-172- 93-23-33
e-mail: nik@nano.bsuir.edu.by

Photoluminescence excitation spectra (PLE) for the emission wavelength 1.54 μm were studied for erbium-doped titania xerogel embedded in artificial opals and porous anodic alumina films. Opals were chosen with photonic stop-band in green spectral range, where excitation of 1.54 μm emission occurs most efficiently. In comparison to the structure erbium-doped titania xerogel/porous anodic alumina the photoluminescence excitation spectra for 1.54 μm emission wavelength significantly changes for the same xerogels embedded in

artificial opals. Influence of chemical factor of $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ composite and photonic band-gap effect on erbium PLE is discussed. For the photonic band-gap structure comprising opal/ $\text{TiO}_2\text{:Er}$ particularly described in the paper appearance of the observed strong band at PLE spectra at 360 nm is probably related to band-to-band erbium excitation in titania xerogels while angular-dependence analyses of PLE spectra and diminishing of diffuse scattering did not elucidate evident influence of photonic band-gap on erbium PLE spectra.

Особенности температурных зависимостей фотолюминесценции легированных марганцем структур с квантовыми точками InAs/GaAs

Ю.А. Данилов^{1,2}, Н.В. Байдусь^{1,2}, М.И. Василевский², О.В. Вихрова¹,
Б.Н. Звонков¹, А.В. Кудрин¹, А. Chahboun^{2,3}

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, Россия

² Centro de Física, Universidade do Minho, Campus de Gualtar, Braga, Portugal

³ LPS, Dhar Mehraz Sciences Faculty, BP 1796, Fès, Morocco

e-mail: danilov@nifti.unn.ru

Квантово-размерные структуры на основе GaAs, легированные примесями переходных металлов (главным образом, Mn), представляют интерес как для изучения спин-зависимых явлений в полупроводниковых системах, так и для формирования приборов спинтроники, в частности, источников циркулярно-поляризованного излучения.

В данной работе легирование марганцем структур с самоорганизованными квантовыми точками (КТ) в системе InAs/GaAs осуществлялось введением $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированного слоя. Процесс выращивания происходил в реакторе МОС-гидридной эпитаксии в три этапа. На I-ом этапе при температуре подложки (T_g) 600°C выращивался буферный слой нелегированного GaAs толщиной ≈ 0.4 мкм с δ -легированным углеродом слоем и спейсером толщиной 12 нм. Далее при $T_g = 520^\circ\text{C}$ формировался слой КТ (технология процесса и геометрические характеристики КТ описаны в [1]). Этап II заканчивался зарастиванием КТ слоем GaAs толщиной ~ 10 нм. Далее T_g понижалась до 450°C и производилось нанесение Mn с помощью лазерного испарения металлической мишени. Для этого использовался АИГ:Nd импульсный лазер, излучение которого вводилось через стенку кварцевого реактора. Содержание Mn в δ -легированном слое (Q_{Mn}) изменялось от 0 до 0.07 монослоя (МС) путем варьирования времени нанесения. Этап III заканчивался выращиванием покровного слоя GaAs толщиной 40-50 нм, что также осуществлялось с помощью лазерного распыления нелегированного арсенида галлия при той же $T_g = 450^\circ\text{C}$. Схематическое изображение полученных структур представлено на рис. 1. В таб. 1 приведены технологические и электрические параметры (подвижность μ и слоевая концентрация дырок p_s) структур.

В спектре фотолюминесценции (ФЛ), измеренном при 77 К (Рис.2), для структуры без Mn кроме пика, соответствующего фундаментальному GaAs переходу (1.507 эВ),

наблюдается полоса, связанная с КТ InAs (1.060 эВ), и очень слабый пик от смачивающего слоя (≈ 1.39 эВ).

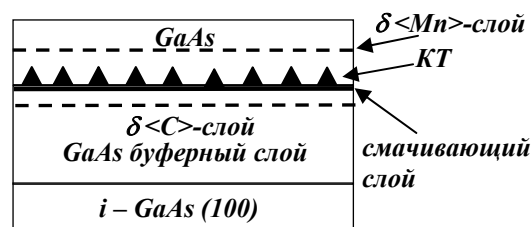


Рис.1. Схематическое изображение структур с КТ, содержащих δ -легированные слои С и Mn.

Таб. 1. Технологические параметры и электрические характеристики ($T_m = 300$ К) структур.

№№ структур	$\delta\langle\text{C}\rangle$ -слой (отн.ед.)	Q_{Mn} (МС)	μ ($\text{cm}^2/\text{В}\cdot\text{с}$)	p_s (cm^{-2})
4612	1,5	0	220	$1.3\cdot 10^{12}$
4613	1.5	0.03	150	$5.2\cdot 10^{12}$
4615	6	0.03	123	$9.1\cdot 10^{12}$
4616	6	0.07	100	$1.45\cdot 10^{13}$

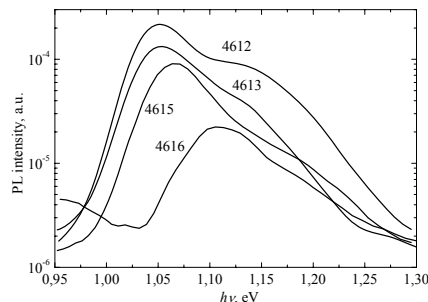


Рис.2. Спектры ФЛ (77 К) исследованных структур.

В структурах, содержащих $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированный слой, наблюдается, во-первых, монотонное уменьшение интенсивности основного пика излучения КТ с ростом

количества Mn, что может быть связано с введением дополнительных центров безизлучательной рекомбинации. Во-вторых, отмечается сдвиг положения пика, связанного с основным переходом в КТ, до 1.075 и 1.120 эВ при Q_{Mn} , равном 0.03 и 0.07 МС, соответственно, который можно объяснить упругой деформацией, вносимой слоем Mn.

Спектры фотолюминесценции структуры 4613, измеренные при различных температурах, представлены на рис.3.

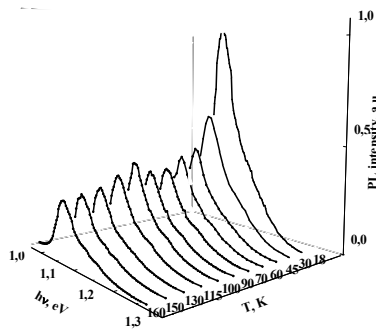


Рис.3. Спектры ФЛ структуры 4613 при различных температурах.

Для зависимостей интенсивности основного перехода в КТ (I_0) от температуры измерения (T_m) (Рис.4) в области высоких T_m (100 – 300 К) наблюдается гашение ФЛ с ростом температуры вследствие термоактивированной эмиссии носителей из КТ и последующей рекомбинации в GaAs. В области температур ниже 100 К зависимость $I_0(T_m)$ имеет минимум при ≈ 90 К, а при дальнейшем уменьшении T_m происходит увеличение интенсивности ФЛ.

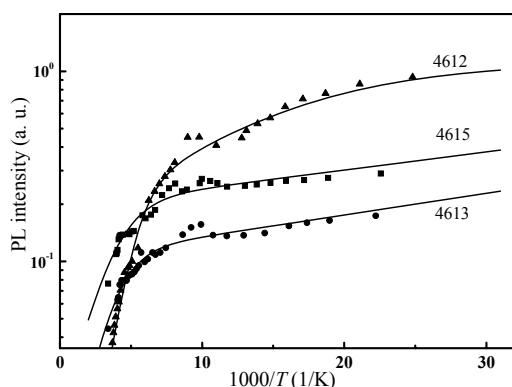


Рис.4. Температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ. Линии – результат аппроксимации экспериментальных данных уравнением (1).

Для интерпретации результатов предложена аналитическая модель процесса ФЛ, которая учитывает баланс основных и

неосновных носителей между КТ, смачивающим слоем, ионами Mn и объемом GaAs. Сделано предположение, что равновесное состояние для электронов устанавливается много быстрее, чем происходит процесс рекомбинации. В этом случае при введении квазиуровня Ферми (F) возможен расчет концентрации электронов с использованием стандартных уравнений статистики носителей в полупроводнике. Для случая, когда $F \leq E_{QD}$ (E_{QD} – электронный уровень в КТ, для простоты предполагаемый одиночным), найдено выражение для концентрации электронов в КТ, откуда зависимость интенсивности ФЛ от температуры измерения $I_0(T_m)$ может быть описана уравнением:

$$I_0 = \frac{A}{1 + B \cdot \exp\left(-\frac{E_{A1}}{k_B T}\right) + C \cdot \exp\left(-\frac{E_{A2}}{k_B T}\right)} \quad (1)$$

где A , B и C константы, E_{A1} и E_{A2} – энергии активации. Предполагается, что E_{A1} и E_{A2} ассоциируются с переходами неосновных носителей ($E_C - E_{QD}$) и ($E_{QW} - E_{QD}$), соответственно. Здесь E_C – положение дна зоны проводимости в GaAs, E_{QW} – электронный уровень в смачивающем слое. Значения энергии активации и константы, полученные из аппроксимации температурных зависимостей ФЛ уравнением (1) представлены в таб.2.

Таб. 2. Энергии активации и константы, полученные из аппроксимации температурных зависимостей интегральной интенсивности ФЛ уравнением (1).

№ структуры	4612	4613	4615
A	1.1	$3.3 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$
B	7.25	157	$4 \cdot 10^4$
C	$1.7 \cdot 10^3$	$3.3 \cdot 10^3$	$4.9 \cdot 10^5$
E_{A1}	12	2.3	2
E_{A2}	98	73	61

Из таблицы видно, что энергии активации обоих процессов (термической эмиссии электронов из КТ в GaAs и в смачивающий слой) монотонно уменьшаются с увеличением количества Mn в δ -легированном слое. При этом предэкспоненциальные множители увеличиваются. К сожалению, предложенная модель не описывает минимума температурной зависимости ФЛ, наблюдаемого в районе 90 К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16624), совместной программы CRDF US и Министерства образования РФ (RUX0-001-NN-06/ВР1М01), Минобрнауки РФ (гранты РНП.2.1.1.2741 и РНП.2.2.2.2.4737).

[1] Zvonkov, B.N., Karpovich, I.A., Baidus, N.V., et al., Nanotechnology, 11, 221 (2000).

Влияние атомов бора на свойства квантовых точек InAs в матрице GaAs

В.М. Данильцев, Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов,
А.В. Мурель, Д.А. Пряхин, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Россия
e-mail: danil@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время, большое внимание уделяется созданию светоизлучающих диодных и лазерных структур для ближнего и среднего ИК-диапазона длин волн. В частности, для этих целей используются гетероструктуры на основе полупроводниковых соединений A^3B^5 с квантовыми точками (КТ) In(Ga)As в матрице GaAs. Добавление в квантовые точки атомов азота способствует сдвигу пиков фотолюминесценции в длинноволновую область спектрального диапазона при сохранении их интенсивности [1]. Можно ожидать увеличения длины волны излучения при введении в квантовые точки InAs атомов бора [2].

Известно, что температура роста квантовых точек InAs в процессе металлоорганической газовой эпитаксии (МОГФЭ) составляет 450-520°C. При более высоких температурах возникают нежелательные процессы взаимной диффузии In и Ga и переиспарения атомов индия с ростовой поверхности [3]. С другой стороны, матрица GaAs в которую заключаются квантовые точки, выращивается при повышенной температуре (более 600°C), т.к. температура роста оказывает существенное влияние на оптическое качество арсенида галлия. Использование в лазерных гетероструктурах слоев AlGaAs, требует еще больших температур роста в процессе МОГФЭ (≥ 650 °C), что может приводить к ухудшению или полной деградации фотолюминесцентных свойств структур с квантовыми точками за счет ускорения процессов диффузии. Именно поэтому, основным способом изготовления лазерных гетероструктур с КТ является более низкотемпературный метод – метод молекулярно пучковой эпитаксии.

В работе проводилось исследование влияния добавки атомов бора на формирование и фотолюминесцентные свойства квантовых точек InAs в матрице GaAs. Проведено сопоставление структурных и оптических свойств КТ InAs, InAs(B) и InAs(N). Изучалось влияние высокотемпературного отжига структур с квантовыми точками при температурах 300–725°C.

Наращивание гетероструктур с квантовыми точками осуществляли методом МОГФЭ в горизонтальном реакторе с индукционным нагревом при давлении в зоне роста 76 Торр. Источниками реагентов служили: Ga(CH₃)₃, In(CH₃)₃, B(C₂H₅)₃, (CH₃)₂NNH₂ и AsH₃. Газом

носителем являлся водород. Как правило, выращивалось от двух до пяти слоев квантовых точек в матрице арсенида галлия, а на поверхности структуры также осаждался слой КТ для определения линейных размеров методом атомно-силовой микроскопии. Температура формирования КТ составляла 480-520°C, рост арсенида галлия осуществлялся при 620°C. Свойства эпитаксиальных слоев изучались методами рентгенодифракционного анализа, вторичной ионной масс-спектрометрии с послойным травлением (ВИМС), атомно-силовой микроскопии (АСМ), фотолюминесценции (ФЛ).

В ходе экспериментов установлено, что формирование квантовых точек InAs и InAs с добавлением азота, происходит при сопоставимой эквивалентной толщине осажденного слоя при сохранении других условий процесса эпитаксии. Несмотря на то, что атомы бора снижают упругие напряжения в твердом растворе InGaAs на GaAs, КТ InAs при добавлении атомов В, образуются при меньшем количестве осажденного материала за меньшее время, при прочих одинаковых параметрах роста. Вид ростовых поверхностей показан на рис.1.

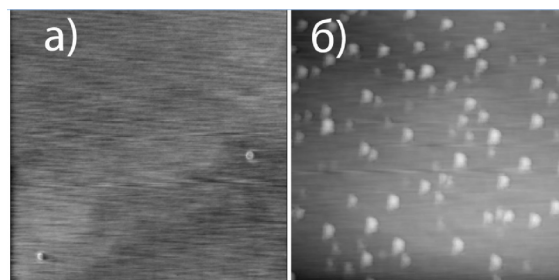


Рис.1 АСМ изображение структур с КТ InAs, полученных при одинаковых условиях формирования, на а) без добавления бора, б) с добавлением бора

Следует также отметить, что при одинаковых температурах формирования КТ (510°C), плотность квантовых точек полученных с добавлением бора существенно выше ($1-2 \cdot 10^{10}$ см⁻²), чем точек InAs и InAs(N) ($1-5 \cdot 10^9$ см⁻²). Фотолюминесцентные измерения показывали небольшой длинноволновый сдвиг максимальной длины волны излучения при добавлении азота и бора в состав газовой смеси, подаваемой для

формирования КТ. Максимальная длина волны сигнала фотолюминесценции для КТ зарощенных слоем GaAs составляла: InAs – 1,3 мкм; InAs(N) – 1,37 мкм; InAs(B) – 1,33 мкм. На рис.2 показаны типичные примеры спектров ФЛ КТ, измеренные при 300 К.

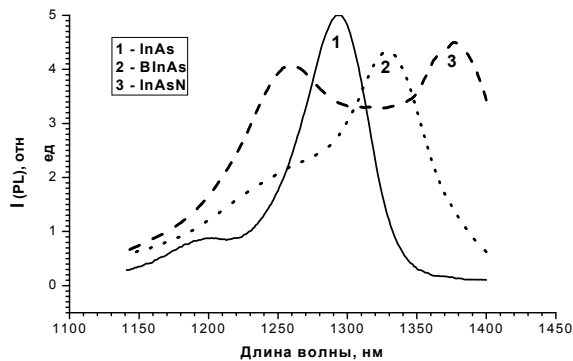


Рис.2. Спектры фотолюминесценции при комнатной температуре для гетероструктур с КТ в системах In(B,N)As на GaAs.

Метод ВИМС с послойным травлением демонстрирует наличие бора в слоях гетероструктуры, связанных с квантовыми точками – рис.3.

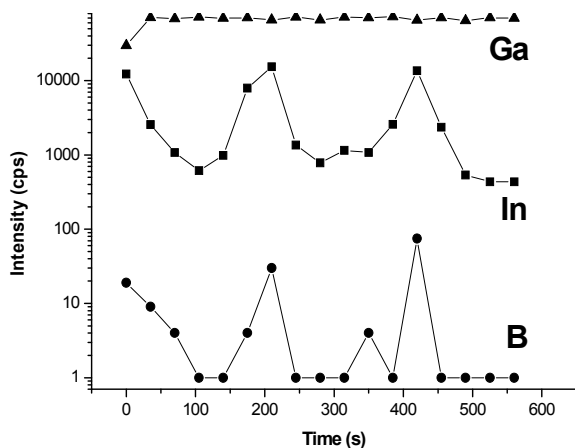


Рис.3. Результаты анализа методом ВИМС структуры с КТ InBAs. Приведены интенсивности отсчетов ионов Ga, In и B в зависимости от времени травления.

Следует отметить, что содержание бора в квантовых точках InAs(B) значительно меньше (около 0,5%), чем в эпитаксиальных BGaAs, выращенных при той же подаче бора в реактор (~2%). Вероятно, как и при выращивании InAsN, индий уменьшает коэффициент вхождения бора в тройные соединения InBAs. Поэтому для увеличения содержания бора в КТ целесообразно добавлять галлий, способствующий вхождению бора в состав четверного твердого раствора InGaAsB.

Температурному отжигу подвергались гетероструктуры с КТ InAs, InAs(N) и InAs(B) люминесцирующими на одинаковой длине

волны, около 1,25 мкм. Эксперимент показал, что фотолюминесценция от образцов с КТ InAs(B), измеренная при 300 К, деградирует уже после отжига гетероструктур при температуре 650°C в течении 30 мин (рис.4). КТ InAs и InAs(N) выдерживают термический отжиг при 675°C в течении 30 мин и лишь при дальнейшем увеличении температуры отжига наблюдается ухудшение фотолюминесцентных свойств образцов. При этом, наличие покровного слоя InGaAs над КТ, не оказывает заметного влияния на ФЛ гетероструктур, подвергнутых отжигу. По данным рентгенодифракционного анализа, существенных изменений свойств гетероструктур не наблюдается. Более низкая термостабильность КТ InAs(B) может быть связана с меньшим количеством материала КТ и их малыми размерами, вследствие чего процессы диффузии оказываются более выраженными.

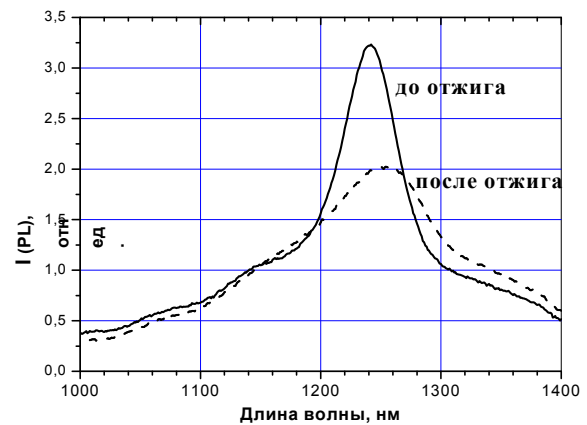


Рис.4. Влияние высокотемпературного отжига при 650°C (30 мин) на фотолюминесцентные свойства гетероструктур с КТ InBAs.

В ходе проведенных исследований установлено, что введение атомов бора во время формирования квантовых точек InAs уменьшает интегральное количество арсенида индия, необходимого для формирования КТ по механизму Странского–Крастанова, и приводит к увеличению плотности точек. При выращивании слоев поверх КТ InAs(B) следует учитывать их чувствительность к отжигу, приводящему при относительно низких температурах к деградации оптических свойств.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-02-00163.

- [1] В.И. Шашкин, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Д.М. Гапонова, О.И. Хрыкин, А.В. Мурель, Н.В. Востоков, Taek Kim, Yong-Jo Park. ФТП, **40**, 455 (2006).
- [2] H. Dumont, J. Dazord, Y. Monteil, F. Alexandre, L. Goldstein. J.Crystal Growth, **248**, 463 (2003).
- [3] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).

Фотолюминесценция и ЭПР пористого кремния, сформированного на n+- и p+-монокристаллах, легированных ионной имплантацией бора или фосфора

Е. С. Демидов, И. С. Рассолова (Белорунова), О. Н. Горшков,
В. К. Васильев, М. О. Марычев, А. Н. Михайлов, Д. И. Тетельбаум,
С. А. Филипов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Ю. Гагарина, 23,
Н. Новгород, Россия
e-mail: demidov@phys.unn.ru

Известны попытки увеличить квантовый выход люминесценции пористого кремния (ПК) путём введения в него мелких в сплошном кремнии донорных или акцепторных примесей элементов III или V групп. Специфичная структура ПК практически исключает обычное для сплошного кремния диффузионное легирование при высоких температурах из-за трудно предотвращаемого окисления наночастиц кремния, приводящего к подавлению ФЛ [1]. В работе [2] ПК легировался пропиткой органическими соединениями бора или фосфора с последующими отжигами при 350 и 1000°C в атмосфере N₂. Наблюдался 6-7 кратный рост выхода ФЛ при совместном легировании В и Р. Авторами [1] получено почти двукратное увеличение ФЛ с максимумом около 650 нм при облучении малыми дозами 10¹² – 10¹³ см⁻² ионами В или Р с энергией 150-170 кэВ и последующем 30 мин отжиге в азоте при 850°C. В [3] с применением имплантации в ПК большой дозы ионов фосфора изготовлены диодные структуры с эффективностью ~0.01% электролюминесценции. Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию возможностей увеличения квантового выхода ФЛ на границе видимого и ИК диапазонов с применением ионной имплантации фосфора и бора. Особенностью нашей работы является формирование ПК на сильно легированных до уровня ≈10¹⁹ см⁻³ мелкими акцепторами или донорами p+- и n+-монокристаллах кремния и сравнительно высокие ≈ 10¹⁶ см⁻² дозы ионов, позволяющие на глубине среднего проецированного пробега R_p ионов на 4-5 порядков превысить исходную концентрацию примеси. Это обеспечивало в одном слое ПК широкие пределы изменения концентрации и типа мелкой примеси. Для контроля над известными подавителями ФЛ Р_b-центрами [4] применялась техника ЭПР спектроскопии.

Исследовались два варианта. Первый это ионная имплантация Р в ПК, сформированный на p+ и n+- Si. Второй - ионная имплантация p+ и n+-монокристаллов Si бором или фосфором с последующим формированием ПК и отжигом. Использовались монокристаллы Si n+ - КЭМ

0.003 или КЭС 0.01, КЭС 0.007, Si p+ - КДБ 0.001 с ориентацией (110). ПК формировался анодным травлением в смеси HF:C₂H₅OH=1:1 при плотности тока 10 мА/см² в течении 10 мин. Толщина ПК на n+-Si составляет около 3 мкм, на p+-Si – около 1 мкм. При имплантации бора и фосфора энергия ионов была 100 кэВ, доза ионов В+ составляла 2·10¹⁶ см⁻², Р+ - 10¹⁶ см⁻². При такой энергии пробег R_p ионов В+ составляет около 0.3 мкм, ионов Р+ - около 0.1 мкм, т. е. в обоих случаях большая часть внедрённых ионов оседает в пределах толщины ПК. При облучении до формирования ПК образцы кремния отжигались 30 мин. в атмосфере азота при температуре 800°C для отжига радиационных дефектов и стимулирования электрической активности внедрённой примеси. Спектры ФЛ измерялись при 293 К в диапазонах 650-1000 нм и 1000-1650 нм при возбуждении аргоновым лазером (λ = 488 nm), падающая на образец мощность 0.8 Вт, диаметр светового пятна 0.5 мм. ФЛ регистрировалась монохроматором SP-150 (Stanford Research) с детектором ФЭУ-62 в диапазоне 650-1000 нм или InGaAs-фотодиодом в диапазоне 1000-1650 нм. Спектры ЭПР регистрировались на спектрометре 3-сантиметрового диапазона при 293 К и 77 К.

Облучение ионами фосфора ПК как на p+-так и на n+Si привело к его обесцвечиванию, ФЛ почти полностью подавилась, не наблюдалось существенного возрастания интенсивности спектра ЭПР Р_b – центров. Вероятно, ионная имплантация фосфора приводит к возникновению иных центров безизлучательной рекомбинации вследствие радиационных нарушений гетероструктуры ПК.

Иная картина наблюдается при противоположной последовательности - ионная имплантация, формирование ПК. Как и ожидалось, наиболее интенсивная ФЛ, согласно рис.1., имеет место в случаях, когда ПК формировался на образцах с p-n- переходом, т.е. на кремнии КЭС 0.007, облученном ионами бора (KES В+), или КДВ 0.001, облученном ионами фосфора (KDB Р+). Этот результат, в согласии с

[2] показывает, что существует оптимальное совместное содержание мелких доноров и акцепторов, обеспечивающее оптимальное положение уровня Ферми в ПК и максимум интенсивности ФЛ вблизи красного участка спектра видимого света. С позиций физики квантового confinement разница в спектрах KES B+ и KDB P+ на рис.1 свидетельствует о наличии сравнительно крупных наночастиц при формировании ПК в КДБ 0.001 и о меньшем разбросе более мелких наночастиц при формировании ПК в КЭС 0.007. На самом деле донорно-акцепторное усиление ФЛ много больше, чем видится на рис.1, т.к. протяжённость по глубине слоя с оптимальным уровнем Ферми должна быть много меньше толщины слоя ПК. Оценка излучающего слоя в районе пересечения концентрационных уровней доноров и акцепторов порядка длины экранирования Дебая с учётом данных на рис.1 даёт 400-кратное усиление ФЛ в обоих вариантах KES B+ и KDB P+ по сравнению с ПК на не легированных дополнительно кристаллах кремния.

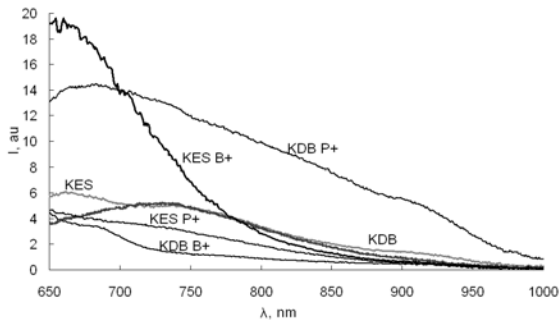


Рис.1 ФЛ ПК на кристаллах не облученных и облученных ионами с энергией 100 кэВ бора с дозой $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ или фосфора с дозой 10^{16} см^{-2} и подвергнутых отжигу на воздухе в течение 10 мин при 700°C .

В длинноволновой области в интервале 1000-1650 нм ФЛ ПК, выращенного на всех образцах предварительно облученного ионами кремния, была слабой, почти на уровне шума.

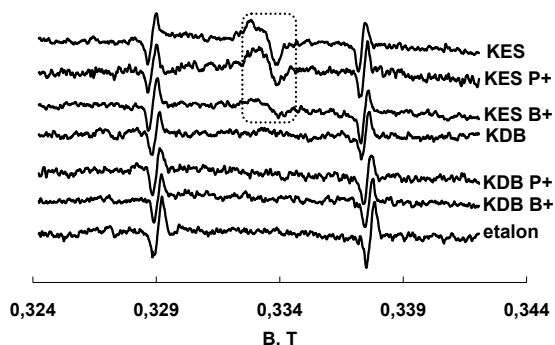


Рис.6 Спектры ЭПР тех же, что и на рис.5 образцов ПК. Точечным контуром выделен спектр ЭПР P_b - центров между двумя инвертированными линиями ЭПР эталона $\text{MgO}:\text{Mn}^{2+}$.

Из данных ЭПР- спектроскопии тех же образцов на рис.2 видно, что дополнительное сильно избыточное введение фосфора почти не изменило интенсивность ЭПР P_b – центров по сравнению с ПК на нелегированном кремнии КЭС 0.007. Сравнительно интенсивный спектр ЭПР P_b – центров ПК на КЭС 0.007, облученным ионами бора, показывает, что, по крайней мере в этом варианте при анодном травлении кремния поры насквозь пронизали p-n- переход, располагающийся на глубине около $3R_p \approx 0.9 \mu\text{м}$. В ЭПР проявляются P_b – центры, располагающиеся в наиболее углублённой части слоя ПК, где превалирует действие мелких доноров сурьмы. Отсутствие спектра P_b – центров в ПК на КДБ 0.001, облученном ионами фосфора, объяснимо, тем, что избыточные донора не способствует усилению этого спектра ЭПР и малой толщиной переходной области из-за малого пробега ионов фосфора. Наконец, отметим, что даже в случае, КЭС 0.007 с имплантацией бора, когда отчётливо виден ЭПР P_b – центров, эти центры безызлучательной рекомбинации не портят люминесцентные свойства ПК, т.к., видимо, они пространственно разнесены с подслоем с наиболее эффективным излучением света.

Таким образом, с применением техники ФЛ и ЭПР показана возможность 400-кратного усиления выхода ФЛ при совместном легировании кремния мелкими донорами и акцепторами. Существует оптимальное совместное содержание мелких доноров и акцепторов, обеспечивающее оптимальное положение уровня Ферми в ПК и максимум интенсивности ФЛ вблизи красного участка спектра видимого света. Ионная имплантация бора или фосфора подавляет ФЛ ПК на сильно легированных мелкими примесями монокристаллах кремния. Однако необходимы дальнейшие исследования влияния последующих термообработок на облученный ионами ПК. Важно, что вышеприведённые результаты подтверждают возможность управления свойствами пористого кремния путём изменения содержания мелких в сплошном кремнии доноров или акцепторов.

Работа выполнена при поддержке программы Рособразования, проект РНП 2.1.1 4022.

[1] Peng C., Fauchet P. M., Rehm J. M., McLendon G. L., Selifherth F., Kurinec S. K., Appl.Phys.Lett, **64(10)**, 1259 (1994).

[2] Sen S., Siejka J., Savtchouk A., Ladowski J., Appl.Phys.Lett., **70(17)**, 2253 (1997).

[3] Peng C., Fauchet P. M., Appl.Phys.Lett, **67(17)**, 2515 (1995).

[4] Bisi O., Ossicini S., Pavesi L., Surf.Sci.Rep., **38**, 1 (2000).

Кинетика люминесценции диодных структур Si/Si:Er, полученных методом сублимационной МЛЭ.

К.Е. Кудрявцев¹, В.Б. Шмагин¹, В.П. Кузнецов², З.Ф. Красильник¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород

²НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород

Легирование кремния эрбием является одним из перспективных подходов к созданию источника излучения в диапазоне 1.5 мкм, совместимого с кремниевой технологией, что и являлось со времен первых наблюдений люминесценции эрбия в кремнии катализатором исследований в этой области.

К настоящему времени наиболее исследованы структуры, полученные методом ионной имплантации. В то же время, существенный интерес представляют структуры, полученные методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ). Эти структуры демонстрируют при гелиевых температурах более высокие интенсивность и квантовую эффективность фотолюминесценции [1] по сравнению с имплантационными. Тем не менее, детальное понимание процессов возбуждения и безызлучательной релаксации ионов эрбия в СМЛЭ структурах отсутствует, а результаты исследования глубоких уровней в запрещенной зоне СМЛЭ структур противоречат принятой для имплантационных структур модели возбуждения ионов эрбия [2].

В отличие от фотолюминесцентных исследований на однородно легированных Si:Er слоях, работа с диодными структурами позволяет раздельно изучать релаксацию ионов эрбия в области пространственного заряда (ОПЗ) диодной структуры и вне ее. Это важно, поскольку механизмы релаксации ионов Er^{3+} внутри и вне ОПЗ могут быть различны. В данной работе исследована температурная зависимость интенсивности и кинетики спада электролюминесценции (ЭЛ) ионов Er^{3+} , локализованных в ОПЗ диодной структуры в диапазоне температур 77÷160 К с целью определения энергии активации процессов безызлучательной релаксации и выявления причин температурного гашения ЭЛ ионов эрбия.

Исследовались диодные структуры p⁺/n-Si:Er, излучающие при прямом смещении и экситонном механизме возбуждения ионов Er^{3+} . При этом толщина активного n-Si:Er слоя составляла $d \sim 1$ мкм, концентрация носителей в нем $n_0 \sim 10^{16}$ см⁻³. Слой был выращен при температуре $T_{gr} \sim 580$ °С. Спектр ЭЛ исследуемых структур (рис. 1) представляет собой относительно широкий (~ 150 см⁻¹) пик на длине волны 1.53 мкм (6500 см⁻¹), характерный для образующихся при указанной температуре роста SiO₂-подобных “преципитатных” центров. Эта

область спектра выделялась при кинетических измерениях интерференционным фильтром на 1532 нм с шириной полосы пропускания ~ 40 нм.

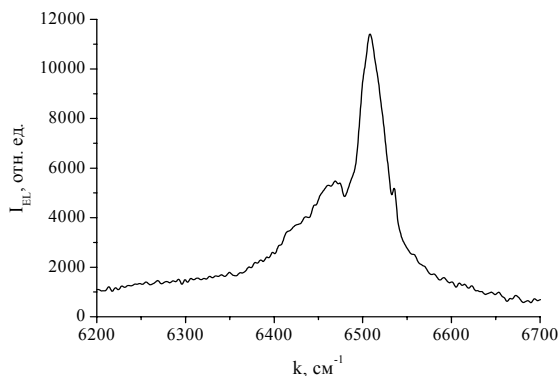


Рис.1. Спектр ЭЛ исследуемого образца (температура 77 К, разрешение 0.5 см⁻¹).

Чтобы исключить влияние Оже-релаксации ионов эрбия на избыточных носителях, появление которых в слое n-Si:Er вызвано накачкой диодной структуры, измерения проводились при достаточно малом уровне накачки (плотность тока накачки составляла не более 0.4 А/см²). Накачка прерывалась подачей на диод обратного смещения (рис. 2). Величина обратного смещения U_{rev} выбиралась такой, чтобы удовлетворить условию

$$W > d_{n-Si:Er} \quad (1)$$

где W – ширина ОПЗ, соответствующая данному значению U_{rev} , $d_{n-Si:Er}$ – толщина слоя n-Si:Er. Выполнение данного соотношения позволяет распространить ОПЗ структуры на весь активный слой, подавив тем самым Оже-релаксацию возбужденных ионов эрбия на равновесных носителях, и исследовать механизмы, определяющие безызлучательную релаксацию ионов Er^{3+} в ОПЗ диодной структуры. При $n_0 \sim 10^{16}$ см⁻³ и $d_{n-Si:Er} \sim 1$ мкм условие (1) выполняется при $U_{rev} > 14$ В.

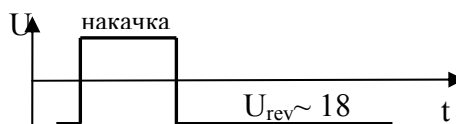


Рис. 2. Временная диаграмма напряжения на структуре при кинетических измерениях.

Эффективное время жизни иона эрбия в возбужденном состоянии определялось как время спада интенсивности ЭЛ при аппроксимации кинетической кривой экспоненциальной зависимостью

$$I_{EL}(t) \propto \exp(-t/\tau).$$

На рис. 3 представлены полученная зависимость обратного времени жизни $1/\tau$ от обратной температуры и аппроксимация данных известным выражением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + W_0 \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right) \quad (2),$$

где τ_0 – излучательное время жизни иона эрбия, а E_A – энергия активации безызлучательной релаксации.

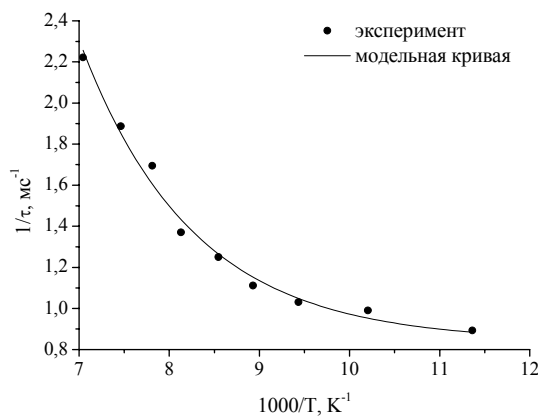


Рис. 3. Зависимость обратного времени жизни от обратной температуры: эксперимент (точки) и модельная кривая (сплошная линия).

Аппроксимация экспериментальных данных выражением (2) дает $\tau_0 = 1.1$ мс, $E_A = 70$ мэВ. Полученное значение τ_0 соответствует приводимым в литературе для имплантационных структур. Полученная же энергия активации вдвое меньше приводимого в работах [3, 4] значения 150 мэВ, соответствующего “back-transfer” процессу и определяющего гашение ЭЛ имплантационных структур в температурном диапазоне 100÷160 К. Это несоответствие может указывать на наличие в СМЛЭ структурах каналов безызлучательной релаксации, отличных от имеющихся в имплантационных структурах.

Температурное гашение сигнала ЭЛ может быть обусловлено как процессами безызлучательной релаксации, т.е. уменьшением времени жизни иона Er^{3+} в возбужденном состоянии, так и уменьшением эффективности процессов возбуждения. Определить, чем в большей степени обусловлен спад сигнала ЭЛ с ростом температуры в нашем случае, можно из сопоставления температурных зависимостей времени жизни иона эрбия в возбужденном состоянии и интенсивности ЭЛ (рис. 4). В исследуемых образцах интенсивность люминесценции падает с температурой

существенно быстрее, чем эффективное время жизни. Из этого можно сделать вывод, что гашение сигнала люминесценции происходит в основном за счет снижения эффективности возбуждения ионов эрбия. Отметим, что, по утверждению авторов работы [3], температурное гашение ЭЛ ионов Er^{3+} в имплантационных структурах в том же температурном интервале обусловлено усилением безызлучательной релаксации.

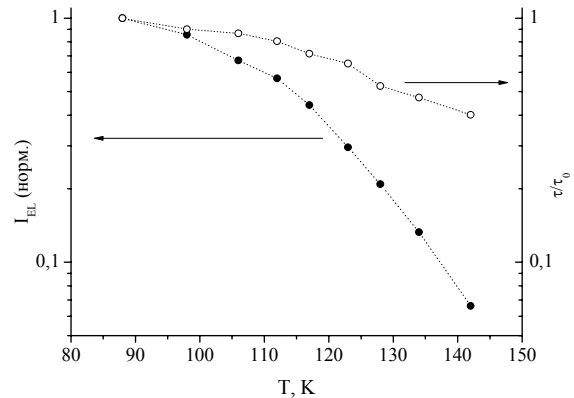


Рис. 4. Уменьшение интенсивности ЭЛ и времени жизни иона эрбия с ростом температуры.

Таким образом, в исследованных нами СМЛЭ структурах процессы безызлучательной релаксации могут быть отличны от исследованных в имплантационных структурах. Температурное гашение ЭЛ в СМЛЭ структурах обусловлено как усилением безызлучательной релаксации, так и снижением эффективности возбуждения ионов эрбия, причем последний фактор играет более существенную роль.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (06-02-16563).

- [1] Б.А. Андреев, Т. Грегоркевич, З. Ф. Красильник и др. // Известия Академии Наук, т. 67, с. 273 (2003)
- [2] Shmagin V B, Andreev B A, Morozova E N, Krasil'nik Z F, Kryzhkov D I, Kuznetsov V P, Uskova E A, Ammerlaan C A J and Pensl G // *Physica B*, 308 361 (2001)
- [3] J. Palm, F. Gan, B. Zheng, J. Michel, and L.C. Kimerling // *Phys.Rev. B*, vol. 54, p. 17603 (1996)
- [4] Priolo F, Franz'o G, Coffa S and Carnera A // *Phys. Rev.B*, 57 4443 (1998)

Развитие методов спектроскопии полупроводниковых наноструктур с использованием терагерцового излучения, генерируемого импульсами фемтосекундного лазера

А.В.Антонов, В.И.Гавриленко, З.Ф.Красильник, Д.И.Курицын,
С.В.Морозов, К.Е.Спирин

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105
e-mail:dk@ipm.sci-nnov.ru

1. Введение

В настоящее время активно развиваются методы генерации излучения терагерцового диапазона с использованием импульсов излучения фемтосекундной длительности лазеров оптического диапазона (см., например, [1-5]). Несмотря на большое количество опубликованных работ по этой тематике, данная методика до настоящего времени, насколько известно авторам, практически не применялась для целей диагностики и спектроскопии полупроводниковых наноструктур. В настоящей работе выполнены первые демонстрационные измерения фотоотклика в терагерцовом диапазоне приемника на циклотронном резонансе (ЦР) двумерных (2D) электронов в гетероструктуре GaAs/AlGaAs в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ) и ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb с 2D электронным газом.

2. Методика эксперимента

В качестве источников импульсов фемтосекундной длительности (50–100 фс) использовался лазер “Tsunami”, работающий на длине волны 800 нм с частотой повторения около 80 МГц. В качестве источника пикосекундных импульсов терагерцового излучения использовался излучатель “TeraSed” [6], представляющий собой встречно-штыревую систему с шириной штырей и зазоров между ними порядка 5 мкм, нанесенную на поверхность полуизолирующего GaAs. При освещении структуры фемтосекундным импульсом излучения в структуре возникает несколько осцилляций тока с периодом порядка пикосекунды, индуцирующих импульсы ТГц излучения – рис. 1. Спектр излучения простирается от 0.5 до 3 ТГц. Имеется удобная возможность управлять длительностью «макроимпульса» излучения, прикладывая к штырям не постоянное, а импульсное напряжение (в работе использовались импульсы длительностью 5 мкс, что много большей периода повторения импульсов лазера).

3. Результаты и обсуждение

Одним из наиболее ярких проявлений фундаментальных свойств двумерных полупроводниковых систем в сильных магнитных полях является квантовый эффект Холла (КЭХ). Хорошо известно, что в условиях КЭХ в таких системах наблюдается сильный фотоотклик на частоте циклотронного резонанса электронов, что может быть использовано для создания высокочувствительных приемников терагерцового излучения. Несмотря на большое количество работ по фото-

отклику в условиях КЭХ, детали механизма фотоотклика до сих пор мало изучены. В работе [7] была продемонстрирована ключевая роль случайного потенциала примесей в механизме фотопроводимости на циклотронном резонансе двумерных электронов в GaAs/AlGaAs в условиях квантового эффекта Холла.

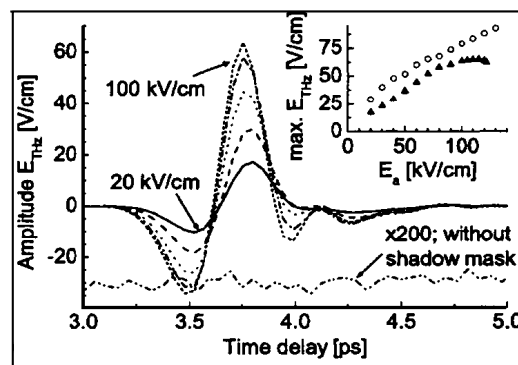


Рис.1. Временные зависимости амплитуды электрического поля ТГц волны при различных значениях ускоряющего электрического поля в излучателе “TeraSed”, 20 кВ/см (сплошная линия), 40 кВ/см (пунктир), 60 кВ/см (точечная линия), 80 кВ/см (штрих-пунктир) и 100 кВ/см (короткие штрихи). Штрих-пунктирная линия внизу показывает значительно более слабое ТГц излучение (x200) без покрытия металлической пленкой половины зазоров излучателей при 20 кВ/см. На вставке показаны максимальные значения ТГц поля для двух различных значений скважности «макроимпульсов» (из работы [6]).

Исследования временных характеристик [8] фотоотклика позволили установить, что постоянная времени фотоотклика экспоненциально возрастает с магнитным полем вследствие пространственного разделения фотовозбужденных электронов и дырок (над и под уровнем Ферми соответственно) [7]. Эти результаты позволили оценить пространственный масштаб флуктуаций потенциала, поскольку в сильном поле протяженность волновой функции определяется магнитной длиной.

До последнего времени исследования кинетики фотоотклика приемников на основе КЭХ проводились в основном при факторе заполнения уровней Ландау $\nu = 2$, а при $\nu = 4$ только при низкой температуре $T \approx 2\text{K}$, когда характерные времена составляют от десятков микросекунд до миллисекунд. В настоящей работе было продемонстрировано, что при $\nu = 4$ и $T = 4.2\text{K}$ время релаксации оказывается значительно более коротким.

В настоящей работе исследовался фотоприемник на ЦР электронов в условиях КЭХ, изготовленный из селективно легированной гетероструктуры GaAs/AlGaAs 2D электронным газом. Концентрация и подвижность электронов при $T = 4.2$ К составляли 1.8×10^{11} см⁻² и 4×10^5 см²/Вс. Приемник изготовлялся в виде длинной змейки длиной 170 мм и шириной 50 мкм, заполняющей площадку 4×4 мм. Как видно из рис.2, фотоотклик на широкополосное ТГц излучение возникает вблизи магнитных полей, соответствующих минимумам продольного сопротивления (четным значениям фактора заполнения уровней Ландау ν) (ср. [7, 8]). Хорошо видно, что полосы фотоотклика на ТГц излучение, генерируемое импульсами фемтосекундного лазера, являются более узкими, чем полосы фотоотклика на излучение теплового источника. Скорее всего это связано с ограниченной шириной спектра ТГц излучателя "TeraSed".

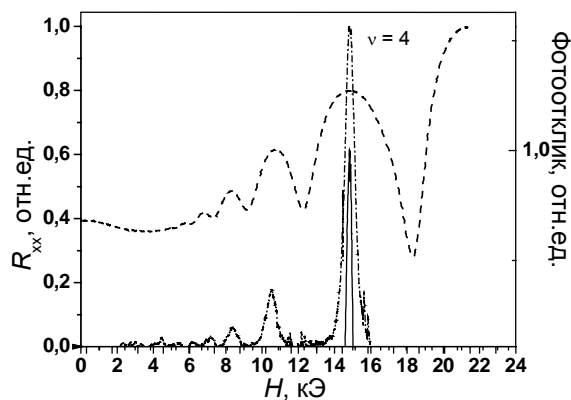


Рис.2. Зависимости от магнитного поля продольного сопротивления R_{xx} (пунктир) и фотоотклика приемника на основе КЭХ на излучение теплового источника (сплошная линия) и источника "TeraSed" (штрихпунктир); $T = 4.2$ К.

Постоянная времени системы регистрации составляла менее 0.1 мкс. По длительности заднего фронта импульса фотоотклика была определена постоянная времени приемника $\tau = 0.5$ мкс, которая оказалась более чем на порядок меньше ранее наблюдаемых в работах [7, 8] величин, что естественно связать с меньшим значением магнитного поля и более высокой температурой.

Вторым объектом исследования с помощью методики генерации ТГц излучения импульсами фемтосекундного лазера была гетероструктура InAs/AlSb с 2D электронным газом. Описание деталей роста подобных структур методом молекулярно-пучковой эпитаксии дано в работе [9]. Концентрация электронов в квантовой яме InAs толщиной 150 А при температуре жидкого гелия, при которой проводились измерения в настоящей работе, составляла $n_s = 4.6 \times 10^{11}$ см⁻², подвижность $\mu = 4.8 \times 10^5$ см²/Вс. Терагерцовое излучение источника "TeraSed" по полированной световодной тонкостенной трубке из нержавеющей стали заводилось в гелиевый криостат и фокусировалось с помощью конуса на исследуемый образец InAs/AlSb размером 5×5 мм. Образец располагался в центре сверхпроводящего соленоида. Прошедшее через образец излучение регистрировалось с помощью узкопо-

лосного примесного фотоприемника n-GaAs, работающего на примесном переходе $1s \rightarrow 2p$ ($\lambda \approx 280$ мкм).

Результаты измерений ЦР представлены на рис.3. Видно, что сигнал пропускания имеет хорошо выраженный достаточно симметричный минимум при $H = 13.7$ кЭ, обусловленный поглощением на ЦР 2D электронов. Резонансному магнитному полю соответствует циклотронная масса электронов $m_c = 0.036m_0$. Эта величина очень хорошо согласуется с циклотронными массами, измеренными в подобных образцах в работе [9]. Для сравнения на том же рисунке представлена запись сигнала пропускания излучения теплового приемника. Видно, что зависимость имеет существенно иной вид, что может быть объяснено более широким спектром излучения теплового источника и наличием у примесного фотоприемника n-GaAs нерезонансной коротковолновой полосы чувствительности, обусловленной переходами электронов с основного состояния доноров в зону проводимости.

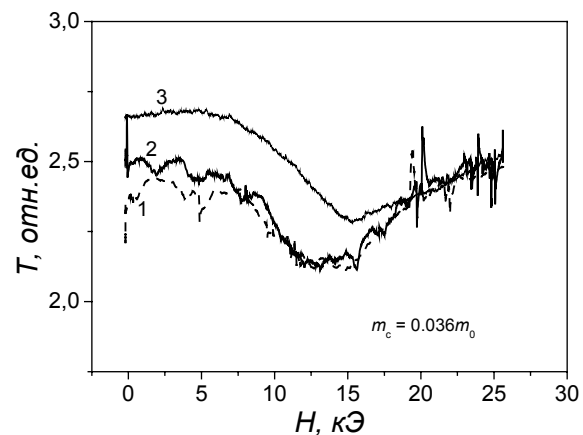


Рис.3. Зависимость пропускания ТГц излучения источника "TeraSed" гетероструктурой InAs/AlSb с двумерным электронным газом №1535 от магнитного поля (последовательные записи 1 и 2), зарегистрированная с помощью узкополосного приемника n-GaAs ($\lambda \approx 280$ мкм) при $T = 4.2$ К; $n_s = 4.6 \times 10^{11}$ см⁻². 3 – запись, сделанная с помощью теплового источника излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ гранты № 06-02-16236, № 07-02-01307 и Российской академии наук.

1. X.-C.Zhang *et al.*. Appl. Phys. Lett. **61**, 2764 (1992).
2. K.Reimann *et al.*. Opt. Lett. **28**, 471 (2003).
3. X.-C.Zhang *et al.*. J. Appl. Phys. **71**, 326 (1992).
4. D.Grischkowsky *et al.*. J. Opt. Soc. Am. B **7**, 2006 (1990).
5. L.Xu *et al.*. Appl. Phys. Lett. **59**, 3357 (1991).
6. A.Dreyhaupt *et al.*. Appl. Phys. Lett. **86**, 121114 (2005).
7. Y. Kawano *et al.*. J. Appl. Phys. **89**, 4037 (2001).
8. I.V.Erofeeva *et al.*. Nanotech. **12**, 83 (2001).
9. В.Я.Алешкин и др. ФТП **39**, 71 (2005).

Оптимизация геометрии квантовых ям для создания широкополосных суперлюминесцентных диодов

А.А. Мармалюк¹, А.А. Падалица¹, А.В. Сухарев¹, Д.Р. Сабитов¹,
М.А. Ладугин¹, К.Ю. Телегин¹, П.И. Лапин², Д.С. Мамедов²,
С.Д. Якубович²

¹ ООО «Сигм плюс», ул. Введенского, 3, г. Москва, Россия
² ООО «Суперлюминесцентные диоды», г. Москва, а/я 70, Россия
e-mail: A.Marmalyuk@splus.ru

В последнее десятилетие успешно развивается новый метод медицинской диагностики – оптическая когерентная томография (ОКТ) [1]. Основными требованиями, предъявляемыми к источникам оптического излучения для ОКТ, являются высокая яркость и низкая степень когерентности. Перечисленным требованиям в полной мере отвечают суперлюминесцентные диоды (СЛД). Использование квантоворазмерных гетероструктур (ГС) позволяет расширить спектральные характеристики СЛД [2]. В настоящей работе представлены результаты оптимизации геометрии квантовых ям (КЯ), направленной на повышение выходной мощности и расширение спектра излучения СЛД.

Основное преимущество КЯ по сравнению с «объемной» активной областью состоит в возможности реализации излучательной рекомбинации электронов с нескольких разнесенных по энергиям уровней. Следовательно, управляя положением уровней посредством изменения геометрии КЯ, можно управлять формой спектра СЛД. Однако эти изменения не могут быть произвольными, что накладывает ограничения на выбор геометрии. В работе сформулированы требования к активной области СЛД, оптимизирована геометрия квантовых ям, созданы квантоворазмерные гетероструктуры методом МОС-гидридной эпитаксии, изготовлены СЛД и исследованы их характеристики.

В работе изучены СЛД, основанные на квантоворазмерных гетероструктурах (Al)GaAs/AlGaAs/GaAs и InGaAs/AlGaAs/GaAs.

Результатом оптимизации геометрии ГС с КЯ явилось выращивание соответствующих квантоворазмерных ГС методом МОС-гидридной эпитаксии и создание СЛД на их основе. Типичные спектральные характеристики

GaAs/AlGaAs СЛД представлены на рис. 1. Видно, что при небольших токах накачки наблюдается один пик ($\lambda_1 \approx 850$ нм) в спектре излучения с полушириной ~ 30 нм. По мере увеличения тока накачки появляется второй пик в коротковолновой области ($\lambda_2 \approx 820$ нм), из-за вовлечения второго электронного уровня в КЯ. При этом ширина спектра увеличивается и достигает своего максимального значения при достижении пиками одинаковой интенсивности ($\Delta\lambda = 50$ нм). Дальнейшее увеличение тока накачки приводит к увеличению интенсивности коротковолнового пика и уменьшению ширины спектра. Центральная длина волны такого спектра равна $\lambda_c \approx 840$ нм. Важной характеристикой спектра исследуемых СЛД является величина провала между пиками ΔS (рис. 1). Она не должна превышать 30-40 %. В рассматриваемом случае $\Delta S = 25$ %.

Задача снижения λ_c требует с одной стороны увеличения мольной доли AlAs в КЯ AlGaAs. Это приводит к уменьшению глубины КЯ и, как следствие, к уменьшению зазора между уровнями. По этой причине полуширина спектра СЛД с $\lambda_c \approx 805$ нм составила только $\Delta\lambda = 35$ нм (рис. 2). ΔS практически не изменился и составил 26 %.

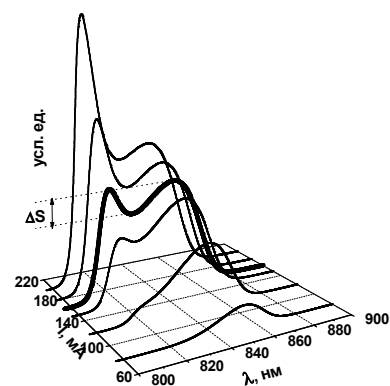


Рис.1 Семейство спектральных характеристик СЛД на основе ГС GaAs/AlGaAs с КЯ при различных токах накачки.

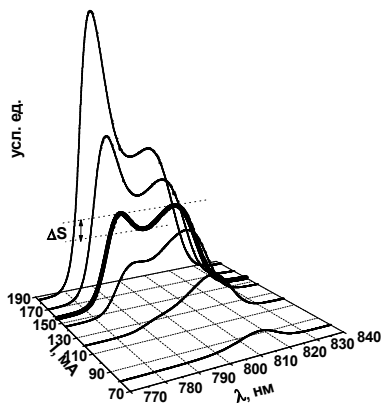


Рис.2 Семейство спектральных характеристик СЛД на основе ГС AlGaAs/AlGaAs с КЯ при различных токах накачки.

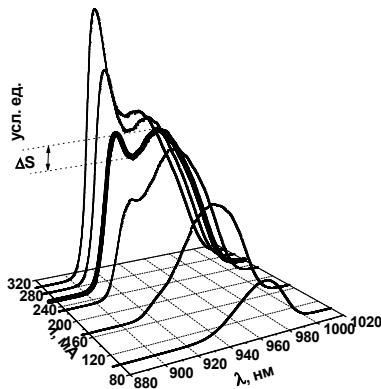


Рис.3 Семейство спектральных характеристик СЛД на основе ГС InGaAs/AlGaAs с КЯ при различных токах накачки.

Переход от КЯ (Al)GaAs к КЯ InGaAs позволяет увеличить глубину КЯ. Это дает возможность подобрать геометрию КЯ таким образом, чтобы увеличить энергетический зазор между уровнями размерного квантования электронов в КЯ. Типичная картина эволюции спектров излучения СЛД на базе разработанных в данной работе ГС с КЯ InGaAs, представлена на рис. 3. Первоначально появляется пик в районе $\lambda_1 \approx 960$ нм, к которому затем добавляется и коротковолновый пик в районе $\lambda_2 \approx 920$ нм. Т.к. КЯ InGaAs глубже по сравнению с КЯ (Al)GaAs, то удастся достигнуть большей ширины спектра ($\Delta\lambda \approx 70$ нм). Центральная длина волны излучения составила $\lambda_c \approx 950$ нм. Известно, что ширина спонтанного спектра излучения пропорциональна квадрату длины волны излучения. Поэтому при переходе от $\lambda_c \approx 840$ нм к $\lambda_c \approx 950$ нм удалось снизить провал в спектре до $\Delta S = 18\%$, несмотря на то, что и ширина спектра также увеличилась.

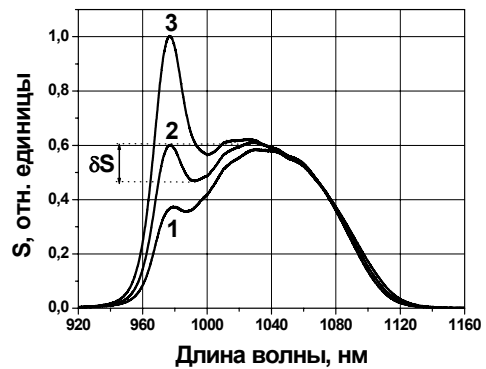


Рис.4 Семейство спектральных характеристик СЛД на основе ГС InGaAs/AlGaAs с КЯ при различных токах накачки: 1 – 170 мА; 2 – 192 мА; 3 – 220 мА.

Оптимизация геометрии КЯ InGaAs и технологии формирования ГС позволили создать СЛД с двумя спектральными максимумами в областях 970-980 нм и 1020-1030 нм. Типичная эволюция спектра суперлюминесценции с ростом тока инжекции изображена на рис. 4. Максимальная ширина спектра $\Delta\lambda$ достигала при выравнивании спектральных максимумов излучения (кривая 2). Максимальная ширина спектра достигала величины $\Delta\lambda = 120$ нм при выходной мощности 1-2 мВт и снижалась до $\Delta\lambda = 105-110$ нм при увеличении выходной мощности до 55-60 мВт.

В ходе проведенных исследований не было отмечено сколько-нибудь заметной деградации выходных характеристик СЛД.

В заключение следует отметить, что по полученным значениям, как ширины спектра излучения, так и выходной мощности, СЛД, исследованные в данной работе, значительно превосходят как серийно выпускаемые СЛД данного спектрального диапазона, так и лабораторные образцы с рекордными значениями указанных параметров.

Разработанные СЛД использованы для создания широкополосных источников света, основанных на суперпозиции излучения нескольких СЛД, обладающих частично перекрывающимися спектрами, с использованием специальных широкополосных волоконно-оптических объединителей. Созданы двухканальный прибор с $\lambda_c \approx 980$ при $\Delta\lambda \approx 210$ нм (длина когерентности – 4.6 мкм) и четырехканальный прибор с $\lambda_c \approx 930$ при $\Delta\lambda \approx 310$ нм (длина когерентности – 2.9 мкм). Стоит отметить, что такие приборы не имеют аналогов среди полупроводниковых источников излучения.

[1] Fercher, A.F., Drexler, W., Hitzemberger, C.K., Lasser, T., Rep. Prog. Phys., 66, 239 (2003).

[2] Батоврин, В.К., Гармаш, И.А., Геликонов, В.М. и др., Квантовая электроника, 23, 113(1996).

Сэндвич-структура с квантовыми точками InGaAs для фотоприемников ИК диапазона

Востоков Н.В., Гапонова Д.М., Данильцев В.М., Дроздов М.Н.,
Дроздов Ю.Н., Молдавская Л.Д., Шашкин В.И.
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Обсуждается новый подход к формированию структур с квантовыми точками (КТ) для инфракрасных фотоприемников. В работе [1] мы наблюдали значительное усиление линии внутризонной фотопроводимости в диапазоне 4.5 мкм при увеличении эквивалентной толщины слоя InAs (d^*) для формирования КТ в два раза. При дальнейшем увеличении d^* наблюдалась двухцветная фотопроводимость в диапазонах 4.5 и 3 мкм. В данной работе была изготовлена серия структур с разными условиями формирования КТ и их выращивания низкотемпературным GaAs и проведено исследование их структурных и оптических свойств.

Многослойные селективно-легированные гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовыми точками выращивались на подложках GaAs (100) методом МОГФЭ. Детали процесса роста приведены в нашей работе [1]. Рис.1 демонстрирует рентгено-дифракционные (РД) кривые для структур 1060 и 1061. В структуре 1060 время роста слоя InAs t^* составляло 12с, в структуре 1061 – 15с при сохранении потока In в реакторе. Время роста слоя низкотемпературного GaAs в обеих структурах составляло 20с. В структуре 1061 наблюдается дополнительный толщинный контраст, что свидетельствует о возникновении вторичного слоя $In_xGa_{1-x}As$ поверх слоя низкотемпературного GaAs и КТ. Численное моделирование РД данных позволяет оценить

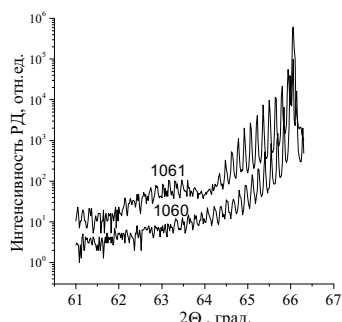


Рис.1. Рентгено-дифракционные кривые структур 1060 и 1061.

толщину d_2 и состав x_2 этого вторичного слоя: $d_2=3.5$ нм, $x_2=9\%$. Толщина низкотемпературного слоя GaAs согласно РД составляет 6нм. Таким образом, в структуре 1061 КТ расположены между двумя тонкими слоями с повышенным

содержанием индия – смачивающим слоем InAs и вторичным слоем $In_xGa_{1-x}As$.

Рис.2а показывает изображение поверхности образца 1060, полученное методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Присутствуют зарощенные КТ большой плотности со слабым контрастом и небольшое число крупных кластеров. Среди КТ присутствует небольшое число вытянутых в направлении $[1\bar{1}0]$ образований с углублениями посередине. Плотность объектов такого типа резко возрастает в структуре 1062, где толщина слоя низкотемпературного GaAs была уменьшена в два раза – рис.2б. Из этого рисунка также видно, что КТ упорядочены вдоль атомных ступеней вицинальной поверхности. Изображения такого вида получили в литературе название “eye-like”, их образование свидетельствует, что процесс выращивания КТ происходит благодаря поверхностной миграции атомов вдоль атомных ступеней на поверхности слоя GaAs [2, 3]. На рис.2с показано АСМ изображение поверхности образца 1060 после дополнительного отжига при 600°C. Как видим,

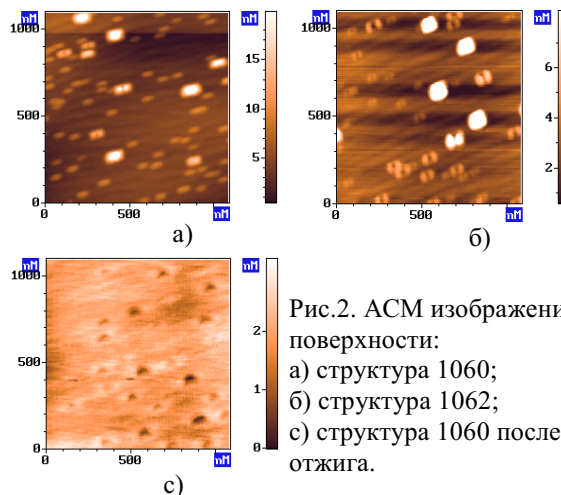


Рис.2. АСМ изображения поверхности:
а) структура 1060;
б) структура 1062;
в) структура 1060 после отжига.

на месте крупных кластеров возникают пустоты – происходит растворение незарощенных крупных кластеров InAs (см., например [4]). Атомы In из растворенных кластеров диффундируют вдоль поверхности GaAs. При дальнейшем росте барьерного слоя формируется вторичный слой InGaAs.

На рис.3 показаны спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур 1060 и 1064

при 300К. В структуре 1060 длина волны

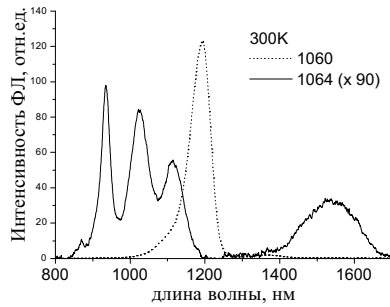


Рис.3. Спектры фотолюминесценции структур 1060 и 1064.

основного перехода в КТ (λ_0) составляет 1.22мкм. В структуре 1064 ($t^*=15$ с) появляется дополнительная линия ФЛ 1.55мкм, свидетельствующая о появлении более крупных КТ. Эта популяция КТ обуславливает фотопроводимость в диапазоне 3мкм, наблюдавшуюся в нашей работе [1]. При изменении времени заравнивания КТ слоем низкотемпературного GaAs линия ФЛ КТ смещается. Величина λ_0 снижается для более тонкого слоя GaAs до 1.15мкм и возрастает при его увеличении до 1.27мкм. Это доказывает, что высота КТ находится в прямой зависимости от толщины низкотемпературного слоя GaAs.

Рис.4 показывает ФЛ от смачивающего слоя в структурах 1060 и 1064 при разных условиях возбуждения. При возбуждении непрерывным Ag лазером в структуре 1064 происходит красное смещение линии ФЛ от КЯ и в отличие от структуры 1060 возникает слабое коротковолновое плечо. Интенсивность коротковолновой линии от КЯ значительно

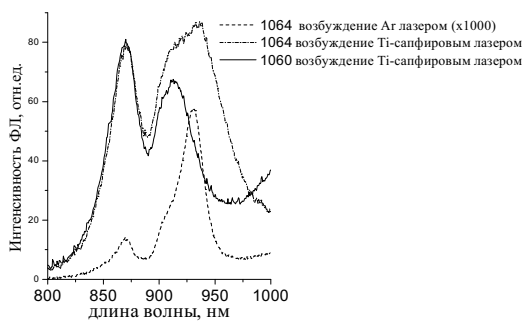


Рис.4. Спектры фотолюминесценции структур 1060 и 1064.

возрастает при импульсном возбуждении Ti-сапфировым лазером большей мощности, что связано с большим заселением верхних уровней. На наш взгляд, этот результат является дополнительным свидетельством возникновения вторичного слоя InGaAs. Наблюдаемые в структуре 1064 на рис.4 линии ФЛ определяются уровнями в двух КЯ – смачивающем слое InAs и дополнительном слое InGaAs. Следует отметить, что интенсивности линий КЯ в структурах 1060 и 1064 близки, что свидетельствует о слабом влиянии возможных дефектов в структуре 1064.

На рис.5 приведен спектр вертикальной фотопроводимости при 77К для структуры 1009 на проводящей подложке, изготовленной по аналогии с 1064. Вольт-ваттная

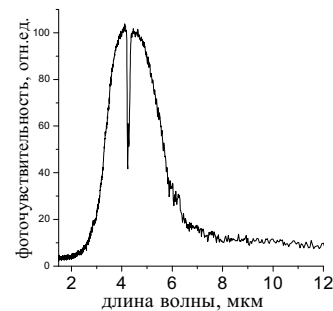


Рис.5. Спектр вертикальной фотопроводимости структуры 1009.

чувствительность этой структуры при температуре 90К составила $2 \cdot 10^4$ В/Вт (0.5А/Вт), удельная обнаружительная способность $3 \cdot 10^9$ смГц^{1/2}Вт⁻¹. Этот результат не уступает лучшим данным, полученным на структурах с КТ, выращенным методом МОГФЭ [5].

По аналогии с известным названием «КТ в КЯ» данные структуры можно назвать «КТ в сэндвиче». Обсуждаемая техника роста позволяет формировать массивы КТ повышенной плотности, однородно упорядоченные по высоте, с большим значением “aspect ratio” с возможностью перестройки основного перехода в КТ путем вариации толщины заравнивающего слоя.

Работа поддерживалась РФФИ, проекты № 06-02-16519 и 07-02-00163.

1. L.D.Moldavskaya, V.M.Daniltsev, M.N.Drozdozov, V.R.Zakamov, V.I.Shashkin. Narrow Gap Semiconductors 2005, eds Kono & Léotin, Institute of Physics Conference Series Number 187, published by Taylor & Francis. pp.360-364.
2. V.I.Shashkin, V.M.Daniltsev, Yu.N.Drozdozov, O.I.Khrykin, A.V.Murel, N.V.Vostokov. EW MOVPE VIII, Prague, June 8-11, 1999. Proceedings, p.159.
3. G.Costantini, A.Rastelli, C.Manzano, P.Acosta-Diaz, R.Songmuang, G.Katsaros, O.G.Schmidt, K.Kern. Phys. Rev. Lett., v.96, p.226106 (2006).
4. I.N.Kaiander, R.L.Sellin, T.Kettler, N.N.Ledentsov, D.Bimberg, N.D.Zakharov, P.Werner. Appl. Phys. Lett., v.84, N.16, p.2992 (2004).
5. K.Drozdozowicz-Tomsiaa, E.M.Goldys, Lan Fu, C.Jagadish. Appl. Phys. Lett. v.89, p.113510 (2006)

Кремниевые нанопроволоки. Квантово химические расчеты и оптические свойства.

А.В. Нежданов, А.И. Машин, В.Г. Шенгуров, А.Г. Разуваев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23,
Нижний Новгород, Россия.
e-mail: nezhdanov@phys.unn.ru

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [1] нами был получен кремний со структурой ближнего порядка, отличной от тетраэдрической. Новый материал оставался аморфным, однако, согласно электронографическим исследованиям и данным ультрамягкой рентгеновской спектроскопии в таком материале большая часть атомов кремния должна находиться в sp^2 -гибридном состоянии.

Позднее, по аналогии с аллотропными формами углерода, мы предположили, наличие sp^2 -гибридизации в кремниевых нанопроволоках (КНП), с толщиной менее 100 нм. Последние сейчас привлекли большое внимание из-за своих интересных квантовых свойств, хорошо известных для углеродных нанотрубок.

Как в теоретических, так и экспериментальных работах, посвященных кремниевым нанопроволокам [2-7], предполагается, что они имеют аморфную или алмазоподобную структуру. Это может быть оправдано, когда проволоки формируются такими методами, как литография и анизотропное травление. Однако, для самоформирующихся квантовых проволок, выращенным при свободном осаждении пара, предполагается формирование структуры, сильно отличающейся от объемного кристалла.

Кристаллический кремний не имеет какой-либо тенденции к одномерному росту, так как нет предпочтительного направления связанного с алмазоподобной решёткой. Образование sp^3 -связи в кремнии ведет к четырехкратной координации с эквивалентными направлениями для роста. Это отличается от случая углерода, у которого имеются формы с sp - и sp^2 -конфигурацией, имеющего теоретически имеет различные формы 1D структур. Как небольшие кластеры, углерод растет в форме линейных цепочек или моноциклических колец.

В настоящее время важной технологической задачей является, получение наноразмерных кремниевых проволок контролируемым способом, используя стандартные шаги полупроводникового производства. Данная проблема, очень актуальна для фундаментальной науки низкоразмерных систем, особенно кремниевых. И открывает новые перспективы функционального обновления электронных приборов. В частности,

предложено использование квантовых нанопроволок для разработки одномерного (1D) квантово проволочного высокоскоростного полевого транзистора и светоизлучающих устройств с экстремально низким потреблением энергии [8].

В развитие вышеизложенного, в данной работе мы сообщаем о получении кремниевых нанопроволок методом сублимации кремния в вакууме. Кремниевый пар осаждался на (0001) плоскость графита. Температура подложки, при получении, варьировалась от 150 С до 270 С. Исследование топографии полученных образцов осуществлялось на установке сканирующей туннельной микроскопии Omicron MultiProbe STM, в сверхвысоком вакууме и атомно-силовом микроскопе NT-MDT Solver Pro на воздухе. Для понимания процесса формирования наблюдаемых нами квазиодномерных объектов, были построены модели и рассчитаны энергетические спектры кремниевых нанопроволок, имеющих различную структуру. Моделирование атомной структуры кремниевых нанопроволок выполнялось в программе HyperChemTM v.6.03. Для оптимизации геометрии использовался метод молекулярной механики ММ. Расчеты энергетического спектра смоделированных структур выполнялись по программе Gamess v.6 с применением полуэмпирического метода расчета PM3 в приближении самосогласованного поля.

Для исследования фотolumинесценции была использована установка с азотным лазером (длина волны 337 нм). Предполагалось произвести снятие угловой зависимости фотolumинесценции при криогенных температурах, но, к сожалению, технические данные установки не позволяют этого сделать и измерения проводились в одном жестко закрепленном положении на следующий день после напыления в диапазоне 350 - 900 нм при 300 К и 77 К (для этого образец помещался в сосуд, в который был залит жидкий азот).

На рис. 1 показано изображение кремниевых нанопроволок, на поверхности высокоориентированного пиролитического графита, полученных методом сублимации в вакууме при температуре подложки 150 С.

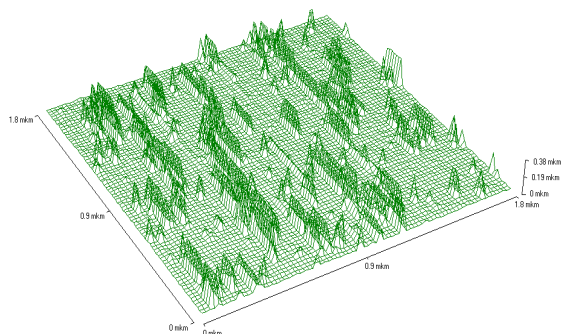


Рис. 1 3D изображение кремниевых нанопроволок на поверхности высоко ориентированного пиролитического графита.

Как можно видеть на поверхности обнаруживаются скопления объектов, имеющих схожую между собой неправильную игловидную форму и расположенных перпендикулярно подложке, с неоднородной концентрацией ($3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) по всей поверхности.

На наш взгляд такая форма наблюдаемых нанопроволок, связана с тем что мы видим некую свертку формы зонда и КНП. Для исследуемых образцов, мы наблюдали разброс в геометрических размерах нанопроволок. Латеральные размеры игл варьировались в пределах от 10 до 12 нм, а высота - от 10 до 200 нм.

Очевидно, что нужно искать альтернативу 3D алмазной структуре для объяснения, почему кремниевый пар может осаждаться в форме нанопроволок. Мы предположили, что рост проволок осуществляется вдоль определенной оси с предпочтительным направлением, нормальным к подложке, и атомная структура нанопроволок отлична от чисто тетраэдрической. Также при моделировании применялось топологическое ограничение, заключаемое в том, что могут встречаться только пяти- и шестичленные кольца, тогда как другие кольца образуют высоко деформированные неустойчивые связи.

Взяв в расчёт выше сказанное, мы построили и оптимизировали несколько однослойных линейных полиэдрических цепочек ячейка Si_{12} полимерная структура (12 атомов в каждой ячейке), ячейка Si_{15} полимерная структуры (10 атомов на каждую ячейку), ячейка Si_{20} полимерной структуры (основанная на I_h додекаэдре, 30 атомов на каждую ячейку), и ячейка Si_{24} полимерная структура (основанная на D_{6d} икосаэдре, 36 атомов на каждую ячейку).

Согласно нашим оценкам последний вариант наиболее вероятен для структуры КНП. Он имеет выделенное направление (ось шестого порядка), оптимизированные длины связей (2.35 \AA) и валентные углы (107°) и обладает наибольшей энергией связи на атом, по сравнению с остальными структурами. После зарождения первой ячейки, рост может продолжаться предпочтительно в одном

направлении с формированием других ячеек Si_{24} . Этот рост не происходит во всех направлениях, так как ячейка Si_{24} анизотропна. Поскольку диаметры наблюдаемых проволок больше, чем диаметр ячейки Si_{24} , можно рассматривать два процесса с разными скоростями роста: 1 - рост вдоль оси проволоки, 2 - рост поверхностного слоя.

Для ячейки Si_{24} мы провели расчеты энергетического спектра. Вычисления производились для одной ячейки и более. Спектр энергии был рассчитан для трех случаев: (а) свободные связи ненасыщены; (б) связи на торцах структуры заполнены водородом; (в) все свободные связи заполнены водородом.

Для ячейки Si_{24} увеличение количества атомов от 24 до 96 атомов приводит к быстрому уменьшению ширины запрещенной зоны. Для нанопроволоки с ненасыщенными свободными связями ширина запрещенной зоны 2.27 эВ.

При исследовании оптических свойств полученных образцов обнаружена сильная, видимая невооруженным глазом, фотолюминесценция на длине волны 380 нм (рис.2).

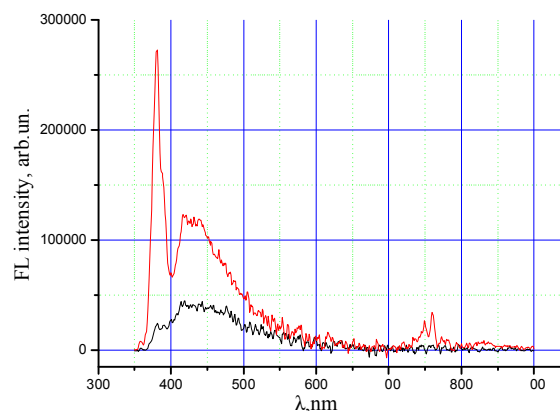


Рис. 2 Спектр фотолюминесценции в двух точках образца полученного при температуре подложки 150 С.

[1] Хохлов А.Ф., Машин А.И. Аллотропия кремния: Монография/Н.Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, 2002.
 [2] Saitta A. M., Buda F., Gia uinta P. V.// Phys. Rev. B 53, 1446 (1996).
 [3] Ng V., Ahmed H., Shimada T.// Appl. Phys. Lett. 73, 972 (1998).
 [4] Zhou G. , Zhang Z., Yu D. P.// Appl. Phys. Lett. 73, 677 (1998).
 [5] Papadimitriou D. Nassiopoulou A. G.// J. Appl. Phys. 84, 1059 (1998).
 [6] Bagraev N. T., Chaikina E. T., Malyarenko A. M.// Solid- State Electron 42, 1199 (1998).
 [7] Li B., Yu D., Zhang S.-L.// Phys. Rev. B 59, 1645 (1999).
 [8] H. Sakaki, Jpn. J. Appl. Phys. 19, L735 (1980)

Оптические электронные параметры фосфида галлия

Н.П.Нетёсова

M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty,
LTSP Department, 119992, Moscow, Sparrow Hills, Russia
Tel:+7(495)939 3941, Fax:+7(495)932 8876, e-mail:npn@mig.phys.msu.ru

Представлен прямой метод определения осцилляционных электронных параметров GaP в области решётчного отражения из экспериментальных значений коэффициента отражения для любой точки спектра с помощью промежуточных параметров [1]. Уравнения имеют следующий вид.

$$f = (1-R)/(4R) = \omega^4/\omega_\pi^4 - [(2\omega_n^2 + \omega_\pi^2 - 4\Gamma^2)/\omega_\pi^4] \omega^2 + (\omega_n^4 + \omega_\pi^2 \omega_n^2)/\omega_\pi^4, \quad (1_f)$$

$$f_m = f_o - \omega_m^4/\omega_\pi^4, \quad \omega_m^2 = \omega_n^2 + 0.5 \omega_\pi^2 - 2\Gamma^2, \quad (1_{fm})$$

$$f_o = (1-R_o)/(4R_o) = (\omega_n^4 + \omega_\pi^2 \omega_n^2)/\omega_\pi^4, \quad (1_{fo})$$

$$\hbar\omega_\alpha \cdot n_{i\alpha} = [c\hbar/2] \cdot \alpha, \quad (1_a)$$

где $2\pi\hbar$ есть постоянная Планка, c есть скорость света, $\hbar\omega_\pi$, $\hbar\omega_n$, $\hbar\Gamma$, N_r , N_l , f_o , f_m , α , R есть промежуточные оптические функции: плазменная, эффективная собственная, радиационного трения энергии в eV, действительный и мнимый компоненты показателя преломления, обратная отражательная функция для $\hbar\omega=0$ and $\hbar\omega_m$ (для максимум коэффициента отражения $R=R_m$), соответственно; $\hbar\omega_p$, $\hbar\omega_c$, $\hbar\gamma$, ϵ_r , ϵ_i and n_r , n_i , R есть основные оптические функции: плазменная, эффективная собственная, радиационного трения энергии, действительный и мнимый компоненты

диэлектрической ϵ и показателя преломления n , коэффициент поглощения, рассчитанный основной отражательный коэффициент, соответственно. Формулы для расчёта промежуточных и основных параметров получаются при соблюдении условий: R_o и R_m для промежуточных и основных параметров приравняются, однако при $\omega = \omega_n$ получаем $N_{in} \neq n_{in}$. Для решения уравнений необходимо задавать величину R_o : $R < 1$, $f_o > 0$, $\omega_n < \omega_m$, учитывать значений f_m . Если известны одновременно отражательные и поглощательные спектры исследуемых структур или при известных отражательных спектрах подставлять оценочные значения $\omega_n = 0.95 \div 0.98 \omega_m$ по методу последовательных приближений, то f_o определяется по следующим уравнениям.

$$a_o f_o^2 + b_o f_o + c_o = 0, \quad (2)$$

$$a_o = 16 \omega_m^8 + 16 \omega_n^8 - 32 \omega_m^4 \omega_n^4,$$

$$b_o = 32 \omega_m^4 \omega_n^4 f_m - 16 \omega_m^4 \omega_n^4 - 32 \omega_m^8 f_m,$$

$$c_o = 16 \omega_m^4 \omega_n^4 f_m + 16 \omega_n^8 f_m^2.$$

Решение уравнения (2) даёт два значения f_o . Допустимые значения f_o зависят от f_m и ограничиваются неравенствами

$$2f_o + 1 - 2/(f_o - f_m) < (4f_o + 1)^{0.5}, \quad f_o - f_m > 0.$$

Таблица 1. Значения вспомогательных оптических параметров GaP для длины волны $\lambda=38.16$ мк.

	f_m 0.58612040134	ω_m^2 $10.5625 \cdot 10^{-4}$	ω_m $3.25 \cdot 10^{-2}$		R[2] 0.299
#	f_o	$\omega_\pi^2, 10^{-4}$	$\omega_n^2, 10^{-4}$	$\Gamma^2, 10^{-4}$	*R
1	1.4	9.52898850505	7.47571310669	0.83885367978	0.59337738656
2	1.58	10.5301270204	8.979828289	1.84119589962	0.30345627889
3	1.5812040134	10.5625	9.03109331573	1.875029665786	0.29899999999
4	1.5828	10.5449495496	9.00337747048	1.85667612265	0.30139780942
5	1.584	10.5512956878	9.01347136721	1.86330960557	0.30052588676
6	1.5842	10.55235300	9.01515376438	1.86441513984	0.30038115752
7	1.6	10.635549031	9.14813613350	1.95170532452	0.28081618079
8	1.7	11.1477147352	9.99307908258	2.50221822509	0.23758908253
9	1.865	11.9448734128	11.3990399664	3.40448833642	0.18753766294
10	2.0	14.7171219271	14.7171219271	5.75659144537	0.14410014212

Таблица 2. Значения для GaP #3 промежуточных и основных осцилляционных параметров.

F _i	Параметр	Значение		Значение	Параметр	F _b
1	$\omega_m, 10^{-2}$ $\omega_m^2, 10^{-4}$	3.25 10.5625				1
2	R _m	0.299				2
3	R _o					3
4	f _m	0.58612040134				4
5	f _o	1.58612040134				5
6	(f _o -f _m) ^{0.5}					6
7	$\omega_\pi^2, 10^{-4}$	10.5625		19.5902684716	$\omega_p^2, 10^{-4}$	7
8	ω_n^2/ω_π^2	0.85503520298		0.26976612738	ω_c^2/ω_p^2	8
9	$\omega_n, 10^{-2}$ $\omega_n^2, 10^{-4}$	3.00521369149 9.03130933157		2.29886729930 5.28479085993	$\omega_c, 10^{-2}$ $\omega_c^2, 10^{-4}$	9
10	$\Gamma, 10^{-2}$ $\Gamma^2, 10^{-4}$	1.36931722613 1.875029665786		0.89015525444 0.79237637701	$\gamma, 10^{-2}$ $\gamma^2, 10^{-4}$	10
11	$(\omega_n^2-\omega_m^2), 10^{-4}$ $(\omega_n^2-\omega_m^2)^2, 10^{-8}$	-1.53119066842 2.34454486307		-5.27770914007 27.8542137671	$(\omega_c^2-\omega_m^2), 10^{-4}$ $(\omega_c^2-\omega_m^2)^2, 10^{-8}$	11
12	$4\Gamma^2\omega_m^2, 10^{-8}$	79.2200033794		33.4779019286	$4\gamma^2\omega_m^2, 10^{-8}$	12
13	$^*\Omega^4=[(\omega_n^2-\omega_m^2)^2 + 4\Gamma^2\omega_m^2], 10^{-8}$	81.5645482425		61.3321156958	$\Omega^4=[(\omega_n^2-\omega_m^2)^2 + 4\Gamma^2\omega_m^2], 10^{-8}$	13
14	$\omega_\pi^2(\omega_n^2-\omega_m^2), 10^{-8}$	-16.1732014352		-103.391738969	$\omega_p^2(\omega_c^2-\omega_m^2), 10^{-8}$	14
15	$\omega_\pi^2(\omega_n^2-\omega_m^2)/^*\Omega^4$	-0.19828714538		-1.68576834169	$\omega_p^2(\omega_c^2-\omega_m^2)/\Omega^4$	15
16	N _r N _r ²	0.79882980674 0.64274350126		0.80171285461	n _r	16
17	(N _r +1) ²	3.24616921050		3.24616921049	(n _r +1) ²	17
18	$2\Gamma\omega_\pi^2\omega_m, 10^{-8}$	94.0121858066		113.349472403	$2\gamma\omega_p^2\omega_m, 10^{-8}$	18
19	N _i N _i ²	1.15261088098 1.32851184295		1.15261088098 1.32851184295	n _i n _i ²	19
20	(N _r +1) ² +N _i ²	4.57468105345		4.57468105345	(n _r +1) ² +n _i ²	20
21	$4N_r/[(N_r+1)^2+N_i^2]$	0.70100000000		0.70100000000	$4n_r/[(n_r+1)^2+n_i^2]$	21
22	R	0.29899999999		0.29899999999	R	22
23	N _r ² -N _i ²	-0.68576834169		-0.68576834169 0.47027821847	ε_r ε_r^2	23
24	2N _r N _i	1.84812591931		1.84812591930 3.41556941362	ε_i ε_i^2	24
25	$2N_rN_i/[N_r^2-N_i^2-1]$	1.09631072882		1.97125534422	$(\varepsilon_r^2+\varepsilon_i^2)^{0.5}$	25

Метод можно использовать для любой области спектра. Однако для каждой заданной области спектра существуют характерные ограничения на R_o - величину отражательного коэффициента при ω=0. Спектр решёточного отражения в области 13÷38 мк GaP также можно описать набором независимых осцилляторов, а R_o необходимо уточнять с помощью последовательных приближений. В таблице 1 представлены результаты расчётов по определению R_o для длины волны 38.16 мк. Из 10 точек выбирается # 3 с минимальной величиной отклонения рассчитанного коэффициента отражения R=0.29899999999 от экспериментального значения коэффициента отражения [2] R=0.299. Промежуточные и основные оптические осцилляционные параметры для λ=38.16 мк GaP, #=3 даются в таблице 2. Величина плазменной энергии равна

$\hbar\omega_{pm}=[\hbar^2\omega_c^2+\hbar^2\omega_p^2]^{0.5}=(24.8750593315\cdot 10^{-4})^{0.5}\text{eV} = 4.98749028385\cdot 10^{-2}\text{eV}$, Максимальная величина эффективных характеристических потерь (плазменный пик) $\hbar\omega_{pm}\cdot L=\hbar\omega_{pm}\cdot \text{Im}(-1/\varepsilon)=\hbar\omega_{pm}\cdot [\varepsilon_r/(\varepsilon_r^2+\varepsilon_i^2)]=\hbar\omega_p^2/(2\gamma)$ равна $11.0038492577\cdot 10^{-2}\text{eV}$. Величина энергии, соответствующей максимуму α, равна в пределах $\hbar\omega_c<\hbar\omega_\alpha<\hbar\omega_\pi$. Этот метод позволяет определять все оптические параметры для выбранных длин волн из экспериментально измеренных отражательных спектров наноструктур.

- [1] Netesova N.P., NGS12 Proceedings, Editors: Junichiro Kono, Jean Leotin, Toulouse, France, 2, 178-183, (3-7 July 2005).
[2] Оптические свойства полупроводников (Полупроводниковые соединения типа A^{III}B^V). Ред. Р.Уиллардсон, А.Бир. Мир, М (1970).

Фото- и электролюминесценция Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся nanoостровков при комнатной температуре.

Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, К.Е.Кудрявцев, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, Д.В.Шенгуров, В.Б.Шмагин, А.Н.Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Россия

e-mail: dima@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время ведутся активные работы по созданию на кремниевых подложках эффективных оптических компонентов, таких как источники света, модуляторы и фотоприёмники. В последние годы рассматриваются различные возможности создания источников и приёмников света на Si в области длин волн 1.3-1.55 мкм: легирование кремния редкоземельными элементами, рост короткопериодных Si_mGe_n сверхрешёток, рост $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ структур с квантовыми ямами и релаксированными слоями. Гетероструктуры с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися nanoостровками (квантовыми точками) так же являются одним из кандидатов для создания на их основе, как источников, так и приемников света. Общей проблемой для всех рассматриваемых выше структур является низкая квантовая эффективность излучения и поглощения света в них при комнатной температуре. Для структур с самоформирующимися Ge(Si) nanoостровками достигнутое к настоящему времени значение внешней квантовой эффективности составляет $\sim 10^{-4}$. В данной работе мы представляем результаты сравнительного исследования фото-(ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ), многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками.

Исследуемые структуры представляли собой p-i-n диоды, в i-области которых были встроены 20 периодов Ge(Si) островков, сформированных при 600°C и разделенных Si барьерами толщиной 25 нм. Выращенные структуры раскалывались на отдельные кусочки (чипы). Часть чипов подвергалась термическому отжигу в течение 1 минуты при температурах 650°C и 700°C .

В результате исследования структур было обнаружено, что в их спектрах ФЛ и ЭЛ наблюдается сигнал в области 1.3 – 1.55 мкм, который связывается с рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si) самоформирующихся островках. Положение максимума сигнала ЭЛ и ФЛ существенно зависит от мощности накачки: с увеличением мощности накачки (мощности возбуждающего лазерного излучения для ФЛ или плотности тока для ЭЛ) сигнал от островков смещается в сторону больших энергий. Данное смещение типично для непрямых в реальном пространстве оптических переходов в полупроводниковых гетероструктурах [1]. Положение максимума сигнала ЭЛ от островков в спектрах как не отожженных структур, так и

структур, подвергнутых отжигу, смещено в сторону больших энергий по сравнению с положением пика ФЛ, что может быть связано с более эффективной накачкой носителей заряда в островки с помощью электрического тока по сравнению с оптической накачкой. Это вызвано тем, что при оптическом возбуждении лазерным излучением с длиной волны 532 нм, используемым в работе, носители заряда генерируются в толстом приповерхностном слое, который включает в себя легированные p^+ и n^+ области, а также часть подложки. В то же время при токовой накачке носителей заряда инжектируются из контактных n^+ и p^+ областей структуры непосредственно в нелегированную часть структуры, содержащую островки.

Было обнаружено, что максимум сигнала ФЛ и ЭЛ от островков смещается в сторону больших энергий с увеличением температуры отжига (рис. 1). Данное смещение вызвано дополнительной диффузией Si в островки во время отжига, что приводит к уменьшению доли Ge в них, и, как следствие, увеличению энергии оптических переходов в островках [2].

Исследования температурной зависимости спектров структур с островками, показали, что сигнал ФЛ и ЭЛ от островков, наблюдается вплоть до комнатной температуры (рис. 2).

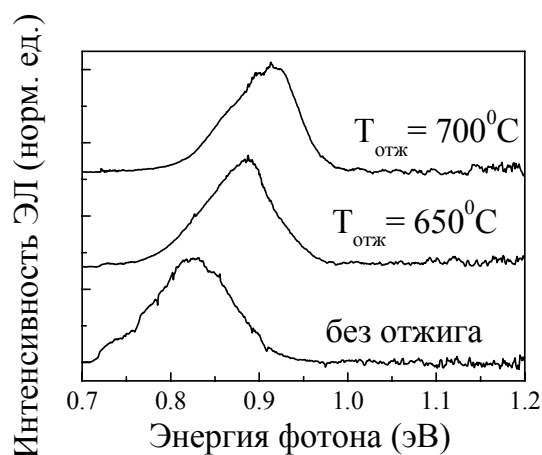


Рис. 1. Спектры ЭЛ структур с 20-ю периодами островков без отжига и подвергнутых отжигу, измеренные с помощью Ge приёмника. Все спектры нормированы на характеристику Ge приёмника и максимум сигнала от островков. Спектры записаны при 77 К и плотности тока накачки 0.75 А/см^2 .

Анализ температурной зависимости интегральной интенсивности сигнала ФЛ от островков в отожженных и не отожженных структурах показал, что энергия температурного гашения сигнала ФЛ от островков падает со 183 мэВ для островков без отжига до 131 мэВ и 102 мэВ для островков, отожженных при 650°C и 700°C, соответственно (рис. 2а). Для интерпретации полученных значений с использованием данных о среднем составе и остаточных упругих напряжениях в островках, определенных с помощью рентгеноструктурного анализа, была рассчитана зонная диаграмма в окрестности островков. Положение основного уровня дырок в смачивающем слое было определено по энергии бесфонного сигнала от него в спектрах ФЛ нелегированного образца (не приведенных здесь), выращенного при той же температуре (600°C) и отожженного при тех же температурах (650°C и 700°C). Было обнаружено, что разница между вычисленным положением основного уровня дырок в островках и уровнем дырок в смачивающем слое хорошо совпадает с полученными энергиями температурного гашения сигнала ФЛ, как для не отожженного образца, так и для образцов, подвергшихся термическому отжигу. Это позволяет связать температурное гашение сигнала ФЛ от островков с термическим выбросом дырок из Ge(Si) островка в смачивающий слой. Уменьшение значения энергии температурного гашения сигнала ФЛ с увеличением температуры отжига связывается с уменьшением содержания Ge в островках в процессе отжига, которое приводит к уменьшению глубины потенциальной ямы для дырок в островках.

При исследовании температурных зависимостей спектров ЭЛ структур с островками было обнаружено, что степень температурного гашения сигнала ЭЛ уменьшается с ростом тока накачки и для образца без отжига прекращается при токах накачки ~ 2.5 А/см² (рис. 2б). Температурная стабильность сигнала ЭЛ от островков при больших токах накачки связывается с насыщением каналов безызлучательной рекомбинации носителей заряда с увеличением тока накачки. Интересным результатом является рост с температурой измерения интенсивности сигнала ЭЛ для образца без отжига, наблюдаемый при токах накачки > 2.5 А/см² (рис. 2б). В работе [3] при исследовании краевой ЭЛ кремниевого диода также наблюдалось увеличение интенсивности сигнала ЭЛ с ростом температуры измерения. Авторы работы [3] связывают рост интенсивности сигнала ЭЛ с термической активацией носителей заряда, захваченных на глубокие центры безызлучательной рекомбинации. С ростом температуры эти носители заряда начинают вносить вклад в излучательную рекомбинацию, что и приводит к наблюдаемому росту интенсивности сигнала ЭЛ.

Исследования зависимости интегральной интенсивности сигнала ЭЛ от плотности тока накачки при комнатной температуре показали, что она носит сверхлинейный характер. Это также указывает на существенный вклад безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида при комнатной температуре [4].

Внешняя квантовая эффективность ЭЛ структуры с островками без отжига при комнатной температуре и плотности тока накачки 7.5 А/см² составила 1.2×10^{-5} .

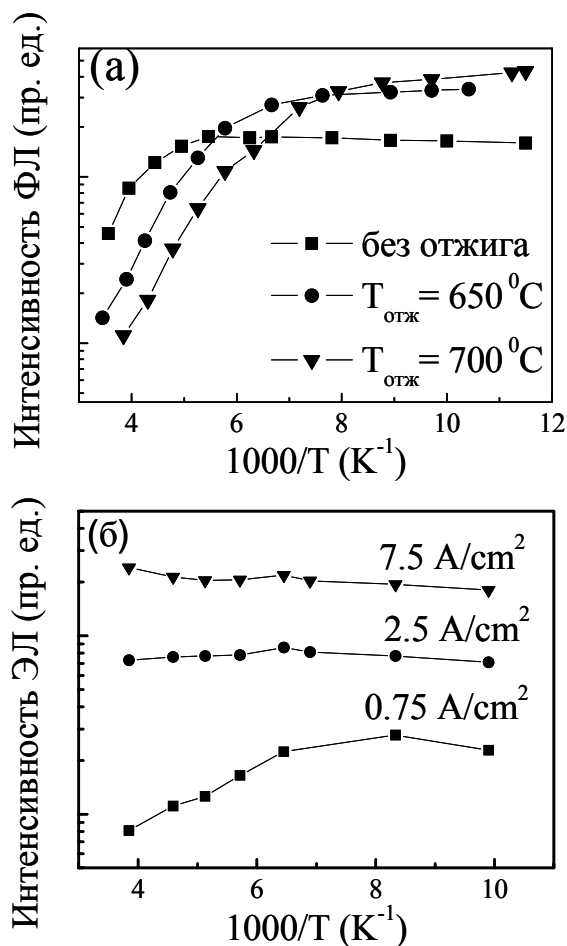


Рис. 2. (а) Температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ от островков для образцов без отжига и подвергнутых отжигу. (б) Зависимости интегральной интенсивности сигнала ЭЛ от островков от температуры для образцов без отжига при различных плотностях тока накачки.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17336-а и № 06-02-08118-офи), программ РАН и Рособразования (проект РНП.2.1.1.1370).

- [1] C.-K. Sun, G. Wang, J. E. Bowers, B. Brar, H.-R. Blank, et. al., Appl. Phys. Lett. **68**, 1543 (1996)
- [2] P. Boucaud, S. Sauvage, M. Elkurdi, E. Mercier, et. al., Phys. Rev. B **64**, 1555310 (2001)
- [3] М.С.Бреслер, О.Б.Гусев, Б.П.Захарченя, И.Н.Яссьевич. ФТТ **46(1)**, 10 (2004)
- [4] W.-H. Chang, A.T. Chou, W.Y. Chen, H.S. Chang, et. al., Appl. Phys. Lett. **83**, 2958 (2003)

Исследования радиационного воздействия на оптические свойства Ge/Si гетероструктур с квантовыми ямами и самоформирующимися островками

В.Я. Гавриленко¹, Е.В. Киселева², З.Ф. Красильник¹, Д.Н. Лобанов¹,
А.В. Новиков¹, С.В. Оболенский², В.В. Платонов³, М.В. Шалеев¹,
А.Н. Яблонский¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП–105, Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23,
Нижний Новгород, Россия

³ Саровский физико-технический институт, г. Саров
e-mail: platonov@ntc.vniief.ru

В настоящее время Ge/Si гетероструктуры с самоформирующимися островками и квантовыми точками, выращенные на Si(001) подложках, рассматриваются как один из перспективных материалов для создания эффективных источников и приемников света в диапазоне длин волн 1.3-1.55 мкм [1, 2]. Устойчивость электронных и оптических приборов к радиационному воздействию является одним из параметров, характеризующих новые, разрабатываемые устройства на основе полупроводниковых гетероструктур. Ожидается, что приборы на основе полупроводниковых гетероструктур с пониженной размерностью будут иметь более высокую радиационную стойкость по сравнению с приборами на объемных полупроводниках. Это позволит использовать их в системах управления радиационно-опасными объектами, а так же в качестве радиационно-стойких элементов оптоэлектронных и цифровых интегральных схем. В последнем случае Ge/Si слои могут эффективно использоваться как слои, гетерирующие радиационные дефекты из вышележащего кремниевого слоя. В свою очередь на слое кремния, выращенного на SiGe слоях, возможно изготовление приборов, имеющих повышенную радиационную стойкость, поскольку высокая скорость рекомбинации носителей заряда в GeSi слоях будет существенно снижать амплитуду наведенных радиационных воздействием фототоков в диодах и транзисторах, изготовленных на подобных структурах.

В данной работе представлены результаты сравнительного исследования радиационного воздействия на люминесцентные свойства Ge/Si гетероструктур с различной степенью локализации носителей заряда: двумерной (структур с квантовыми ямами) и трехмерной (структур с самоформирующимися островками) локализацией.

Исследованные GeSi гетероструктуры были выращены методом МПЭ из твердых источников на подложках Si(001). Исследовались как одно-, так и многослойные структуры с SiGe квантовыми ямами и самоформирующимися островками, выращенные в диапазоне температур 600⁰С - 700⁰С. Измерения фотолюминесценции (ФЛ) были выполнены с помощью Фурье-спектрометра “Bomet” DA3-36. Для возбуждения сигнала ФЛ использовалось излучение Nd:YAG лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Спектры ФЛ регистрировались с помощью охлаждаемых Ge и InSb фотоприемников. Исследуемые структуры подвергались радиационному воздействию гамма квантам с дозой до 1 крад и электронами с дозой до 20 Мрад. При облучении электронами использовалось как импульсное воздействие на структуры, так и непрерывное облучение с интенсивностью электронного пучка ~ 1 Мрад/с. Средняя энергия электронов в пучке была ~ 2 МэВ при импульсном воздействии и ~ 4 МэВ при непрерывном потоке электронов.

Все исследуемые структуры с Ge(Si) островками до радиационного воздействия имели сигнал ФЛ в области 1.4-1.7 мкм вплоть до комнатной температуры. Положение и температурная стабильность сигнала ФЛ от GeSi квантовых ям зависели от параметров квантовой ямы (состава и толщины). Максимальная температура, при которой наблюдался сигнал ФЛ от SiGe квантовых ям, была ~ 100 К.

Проведенные исследования показали, что в результате радиационного воздействия в спектрах ФЛ структур с квантовыми ямами значительно уменьшается интенсивность сигнала, связанного с квантовыми яма и Si слоев, и возникают новые пики ФЛ, связанные с радиационными дефектами (рис. 1).

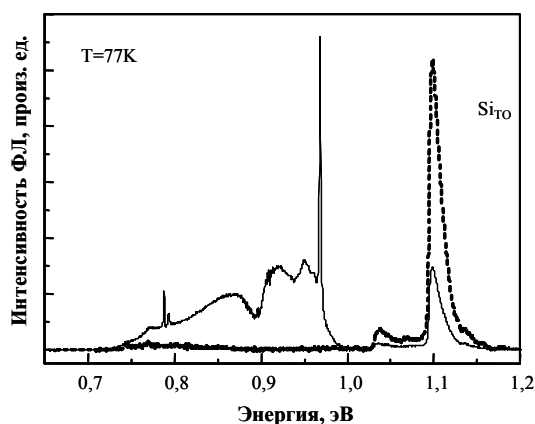


Рис. 1. Спектры ФЛ структуры с $\text{Ge}_{0.07}\text{Si}_{0.93}$ квантовой ямой до облучения (---) и после импульсного облучения электронами (—). Si_{TO} – пик ФЛ, связанный с оптической рекомбинацией в Si слоях с участием TO фононов. Узкие пики и широкая полоса ФЛ в области энергий 0.75-1.0 эВ связаны с рекомбинацией носителей заряда на радиационных дефектах.

В то же время, как импульсное облучение, так и воздействие электронным пучком с малой интенсивностью на структуры с Ge(Si) островками не приводит к существенному модификации их спектров ФЛ (рис. 2). Интенсивность сигнала ФЛ от островков в области 0.65-0.9 эВ (1.4 -1.7 мкм) падает незначительно при 77 К и на 20%-30% при 300К (рис. 2). Увеличение температурного гашения в облученных структурах с островками связывается с увеличением вероятности безизлучательной рекомбинации носителей заряда на радиационных дефектах с ростом температуры измерения ФЛ.

Более высокая радиационная стойкость сигнала ФЛ в структурах с Ge(Si) самоформирующимися островками, по сравнению со структурами с SiGe квантовыми ямами связывается с эффективной локализацией носителей заряда в островках. Известно [3, 4], что в структурах с Ge(Si) островками дырки эффективно пространственно локализованы в островках, а для электронов существует небольшая потенциальная яма в Si на гетерогранице с островками. Пространственная локализация носителей заряда в островках препятствует их диффузии к радиационным дефектам и тем самым уменьшает вероятность безизлучательной рекомбинации носителей заряда на этих дефектах. По мере роста дозы облучения происходит накопления радиационных дефектов в самих островках, что приводит к возможности безизлучательной рекомбинации носителей заряда, локализованных в островках и, как следствие, падению интенсивности сигнала ФЛ от островков.

Кроме того, различная радиационная стойкость структур с Ge(Si) островками и SiGe квантовыми ямами может быть связана с

зависимостью процессов образования радиационных дефектов от доли Ge в SiGe сплаве, обусловленной различиями в сечениях взаимодействия быстрых электронов и гамма-квантов с атомами Si и Ge.

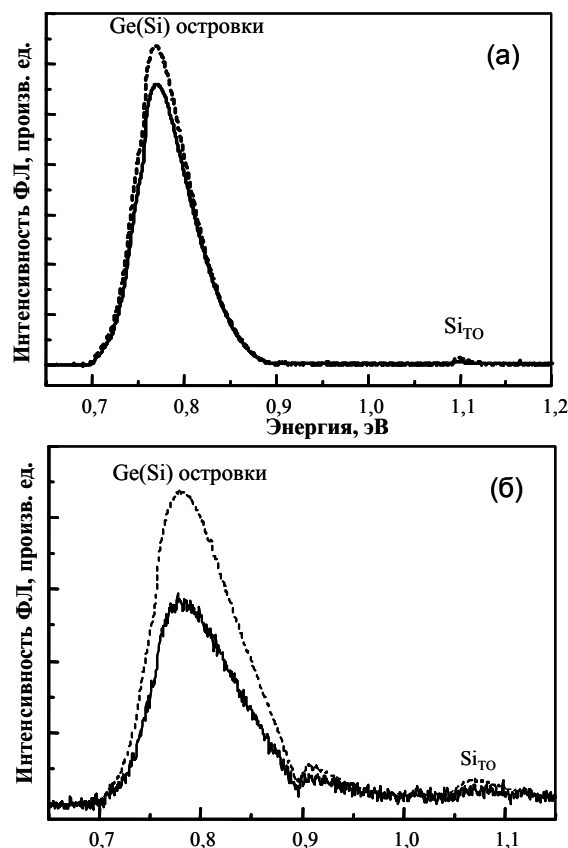


Рис. 2. Спектры ФЛ измеренные при 77К (а) и при 300К (б) от многослойных структур с Ge(Si) самоформирующимися островками до облучения (---) и после облучения электронами с дозой 20 Мрад (—). Si_{TO} – пик, связанный с оптической рекомбинацией в Si слоях с участием TO фононов. Сигнал в области 0.7-0.9 эВ связан с рекомбинацией носителей заряда в островках. Низкоэнергетический край сигнала ФЛ от островков обрезается спектральной характеристикой Ge детектора, используемого для регистрации спектров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-08118-офи и № 05-02-17336-а) и Рособразования (проект РНП.2.1.1.1370).

[1] R.Apertz, L.Vescan, A.Hartmann, et. al., Appl. Phys. Lett. **66** (3), 445 (1995).
 [2] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров и др., ФТП **37**, 1383 (2003).
 [3] В.Я.Алешкин, Н.А.Бекин, Н.Г.Калугин, З.Ф.Красильник и др., Письма в ЖЭТФ **67** (1), 46 (1998).
 [4] O.G.Schmidt, K.Eberl, Y.Rau, Phys. Rev. B **62**, 16715 (2000).

Эффективность возбуждения ионов Er^{3+} в диодных туннельно-пролетных структурах на основе Si:Er .

Д.Ю. Ремизов, В.Б. Шмагин, В.П. Кузнецов¹, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

Введение

Создание светоизлучающих устройств на основе кремния, легированного редкоземельными элементами, в частности, эрбием, относят к числу наиболее интенсивно развиваемых направлений в кремниевой оптоэлектронике.

Известно, что при комнатной температуре наиболее эффективен ударный механизм возбуждения ионов Er^{3+} , реализуемый в диодных структурах Si:Er/Si , излучающих при обратном смещении в режиме пробоя p/n-перехода [1, 2]. Основной недостаток таких структур – малая ширина области пространственного заряда (ОПЗ), которая при ударном механизме возбуждения определяет размеры излучающей области. Расширение ОПЗ (например, путем уменьшения уровня легирования базы диода $\text{p}^+/\text{n-Si:Er}$) до величины порядка 150-200 нм ведет к развитию лавинного пробоя p/n-перехода и резкому снижению интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) ионов Er^{3+} [3].

В работе [4] нами предложен новый тип диодных светоизлучающих структур на основе Si:Er – туннельно-пролетные структуры $\text{p}^+/\text{n}^+/\text{n-Si:Er}$, которые, с нашей точки зрения, позволят преодолеть ограничение на ширину ОПЗ. Особенность туннельно-пролетных структур заключается в пространственном разделении областей формирования потока горячих носителей (область сильного поля) и ударного возбуждения ионов Er^{3+} (область слабого поля). Такая геометрия диодной структуры позволяет значительно расширить ОПЗ p/n-перехода, не инициируя развитие лавинного пробоя, и, тем самым, увеличить интенсивность ЭЛ ионов эрбия.

Объект исследования

В работе исследовались светоизлучающие диодные структуры типа $\text{p}^+/\text{n}^+/\text{n-Si:Er}$. Структуры были выращены методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) на подложках КДБ-12 с ориентацией (100). Толщина слоя $\text{p}^+\text{-Si}$ ~ 0.15 мкм, концентрация дырок в слое ~ $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация свободных носителей в слое $\text{n}^+\text{-Si}$ составляет ~ $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя варьируется от 60 до 9 нм, толщина слоя n-Si:Er составляла ~ 600 нм, концентрация носителей в нем ~ $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, концентрация эрбия N_{Er} ~ $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Вся серия исследованных диодных структур была получена в одном ростовом опыте

с варьированием толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ по длине пластины.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Ранее нами было показано, что ЭЛ свойства туннельно-пролетных структур, прежде всего, интенсивность ЭЛ ионов Er^{3+} , во многом определяются толщиной слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ [5]. На рис.1 представлены зависимости интенсивности ЭЛ и напряжений пробоя p/n-перехода при $T=300\text{K}$ и $T=77\text{K}$ от толщины d слоя $\text{n}^+\text{-Si}$. Видно, что уменьшение d сопровождается слабой трансформацией механизма пробоя p/n-перехода в направлении туннельный \rightarrow лавинный и значительным увеличением интенсивности ЭЛ.

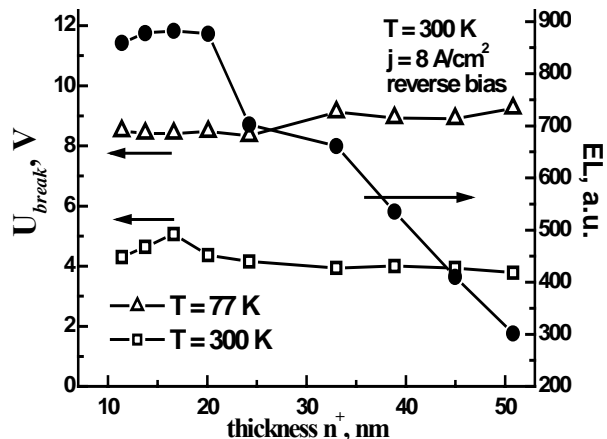


Рис.1 Зависимость интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} и напряжений пробоя при $T = 300\text{K}$ и $T = 77\text{K}$ от толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$.

Известно, что стационарное значение интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} (EL) связано с плотностью тока накачки (j) следующим выражением:

$$EL = EL_{\text{max}} \cdot \frac{\sigma\tau \cdot j/q}{1 + \sigma\tau \cdot j/q}, \quad (1)$$

где: EL_{max} – максимальная интенсивность ЭЛ, соответствующая возбуждению всех ионов эрбия, $EL_{\text{max}} \propto N_{\text{Er}} \cdot W$; N_{Er} – концентрация ионов эрбия в ОПЗ структуры, W – ширина ОПЗ, q – элементарный заряд, σ – сечение возбуждения и τ – время жизни оптически активного иона Er^{3+} в возбужденном состоянии $^4I_{13/2}$. Величина $\sigma\tau$ является мерой эффективности возбуждения ЭЛ и характеризует скорость нарастания интенсивности ЭЛ при

увеличении плотности тока накачки. Из выражения (1) следует, что возрастание интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} , наблюдаемое при уменьшении толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ и постоянном токе накачки (рис.1), может быть связано как с ростом ширины ОПЗ W , так и с ростом эффективности возбуждения $\sigma\tau$. Отметим, что по условиям эксперимента концентрация ионов Er^{3+} в слое n-Si:Er не меняется при изменении толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$.

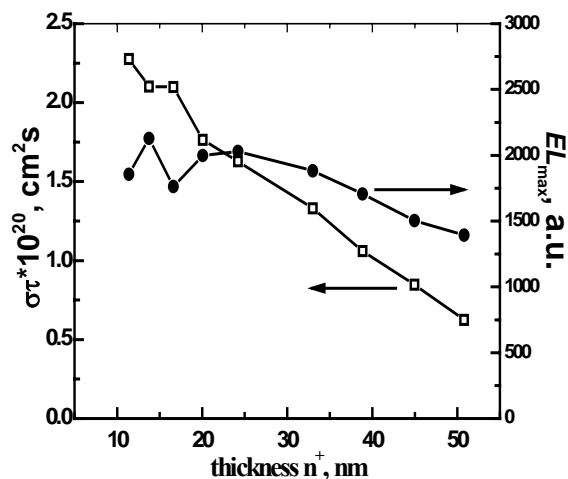


Рис.2 Зависимость $\sigma\tau$ и EL_{max} от толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$.

Для выяснения, чем вызван рост интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} при уменьшении толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$, мы исследовали зависимость интенсивности ЭЛ от плотности тока накачки. Описание полученных экспериментальных зависимостей выражением (1) позволило для каждого из диодов определить величины $\sigma\tau$ и EL_{max} . Зависимость параметров $\sigma\tau$ и EL_{max} от толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ приведена на рис.2. Сопоставление зависимостей $\sigma\tau(d)$ и $EL_{\text{max}}(d)$ с зависимостью $EL(d)$ позволяет сделать вывод, что возрастание интенсивности ЭЛ при уменьшении толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ связано с ростом эффективности возбуждения $\sigma\tau$. Изменения в величине EL_{max} , связанные с изменением W , весьма незначительны и не могут объяснить наблюдаемое увеличение интенсивности ЭЛ.

Анализ зависимостей $\sigma\tau(d)$ и $EL_{\text{max}}(d)$ позволяет сделать вывод, что при уменьшении толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ электрическое поле очень быстро проникает на всю глубину слоя n-Si:Er . Дальнейшее уменьшение толщины слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ сопровождается лишь увеличением поля в слое n-Si:Er и, как следствие, разогревом потока электронов и ростом эффективности возбуждения ЭЛ.

На рис. 3 представлена зависимость интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} от эффективности

возбуждения ЭЛ для двух типов диодных структур: туннельно-пролетной структуры $\text{p}^+/\text{n}^+/\text{n-Si:Er}$ и диодной структуры с треугольным распределением поля $\text{p}^+/\text{n-Si:Er}$. Видно, что при той же эффективности возбуждения интенсивность ЭЛ из туннельно-пролетной структуры заметно, до порядка величины, превышает интенсивность ЭЛ из структуры типа $\text{p}^+/\text{n-Si:Er}$. Наблюдаемое различие в интенсивности ЭЛ обусловлено, с нашей точки зрения, различием в ширине ОПЗ. При $\sigma\tau \sim 2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2\cdot\text{s}$ $W \sim 50 \text{ nm}$ в структуре $\text{p}^+/\text{n-Si:Er}$ и $W \sim 600 \text{ nm}$ в туннельно-пролетной структуре $\text{p}^+/\text{n}^+/\text{n-Si:Er}$.

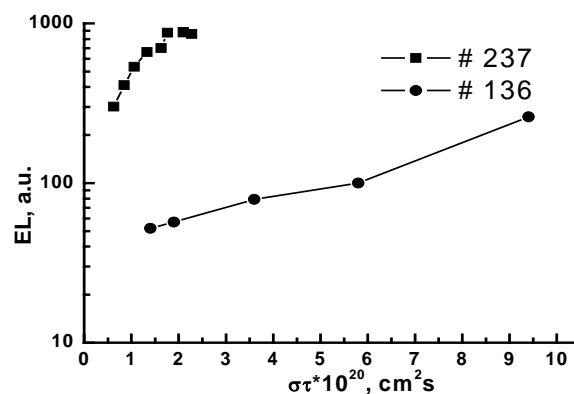


Рис.3. Зависимость интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} от эффективности возбуждения для туннельно-пролетной структуры (#237) и диодной структуры с треугольным распределением поля в ОПЗ (#136).

Таким образом, экспериментально подтверждена возможность расширения ОПЗ диодной структуры до 0.6 мкм при сохранении туннельного механизма пробоя p/n -перехода, что позволило увеличить интенсивность ЭЛ до порядка величины. Дальнейшие исследования в области туннельно-пролетных структур будут направлены на поиск возможностей увеличения эффективности возбуждения ЭЛ ионов Er^{3+} .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (06-02-16563, 07-02-01304).

- [1] G.Franzo, F.Priolo, S.Coffa, A.Polman, A.Carnera. Appl. Phys. Lett., **64**, 2235 (1994).
- [2] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, K.F. Shtel'makh. Appl. Phys. Lett. **71**, 14, 1930 (1997).
- [3] В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, В.Н. Шабанов, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов, Физика Твёрдого Тела, **46**, 110 (2004).
- [4] В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, С.В. Оболенский, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник. Физика Твёрдого Тела, **47**, 120 (2005).
- [5] Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, С.В. Оболенский, В.Б. Шмагин, Материалы X Симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", 13 – 17 марта 2006 г, с.348.

Теоретическая модель фотолюминесценции полупроводниковых квантовых точек

С.Ш. Рехвиашвили, Д.С. Гаев

Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик

e-mail: rsergo@mail.ru

1. Введение

Наноструктурированные материалы, в частности структуры с полупроводниковыми квантовыми точками (КТ), представляют значительный интерес для нелинейной оптики. Возможность эффективного управления спектральными свойствами излучения таких структур путем выбора подходящих материалов и направленного формирования КТ с заданными характеристическими размерами делает их перспективными для создания лазеров.

В настоящей работе анонсируется теоретическая модель, учитывающая одновременно резонансный характер оптического поглощения КТ и наличие недоступных для фотонов состояний в k -пространстве, которые появляются вследствие размерного эффекта.

2. Сечение рассеяния

Падающее на полупроводниковую КТ излучение индуцирует переходы электронов между зонами. Согласно квантовой теории возмущений, вероятность этих переходов, отнесенная к объему и единице времени, дается «золотым правилом» Ферми

$$w(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar^2 V} \sum_k M_k^2 \delta(\omega_k - \omega), \quad (1)$$

где ω – частота излучения, \hbar – постоянная Планка, V – объем КТ, M_k и ω_k – матричный элемент и частота перехода, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. С учетом выражения для матричного элемента, вычисленного через одноэлектронный гамильтониан, получается следующая формула для зависящего от частоты сечения поглощения

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi q^2}{c \varepsilon_0 m \omega} \sum_k f_k \omega_k \delta(\omega_k - \omega), \quad (2)$$

где q – заряд электрона, c – скорость света, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, m – масса электрона, f_k – сила осциллятора. Формула (2) описывает идеализированный случай, так как не учитывает ширину линии поглощения. С ее помощью, однако, удастся получить в аналитическом виде выражение для результирующей интенсивности фотолюминесценции КТ.

3. Концентрация мод

Как и для вакуума, при подсчете числа электромагнитных мод в оптически однородном веществе больших размеров считается, что электромагнитные волны (фотоны) плотно заполняют весь объем в k -пространстве. Логично предположить, что для произвольных сред это положение не имеет места. Так как число мод равно числу степеней свободы колебаний, которыми представляется излучение, то в оптически неоднородной среде или при значительном уменьшении объема не все состояния в k -пространстве могут быть доступны. В нашем случае оптически неоднородная среда – ансамбль квантовых точек – заполняется фотонным газом, а степень заполнения характеризуется размерностью подобия (фрактальной размерностью). Число фотонов с различными длинами волн, наполняющих отдельную КТ, равно

$$z = \frac{C}{\lambda^D} = B \omega^D, \quad (3)$$

где C и B – некоторые постоянные, зависящие от физических свойств образца, λ – длина волн, D – фрактальная размерность. Учитывая, что электромагнитная волна обладает двумя возможными поляризациями, из (3) находим спектральную плотность мод

$$g(\omega) = \frac{dz}{d\omega} = \frac{4}{\Gamma(D/2)} \left(\frac{V^{1/3}}{2c\sqrt{\pi}} \right)^D \omega^{D-1}, \quad (4)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция Эйлера. Отметим, что выражения типа (3), (4) впервые были получены в [1] для газа фононов в твердом теле с фрактальной структурой. Принимая во внимание распределение фотонов по энергиям, для спектральной плотности энергии, приходящейся на объем V и единичный интервал телесных углов 4π , запишем

$$E(\omega) = \frac{\hbar}{\pi V \Gamma(D/2)} \left(\frac{V^{1/3}}{2c\sqrt{\pi}} \right)^D \frac{\omega^D}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}, \quad (5)$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Функция (5) имеет максимум, зависящий от размерности D . Его положение определяется следующей формулой

$$\omega_m = \frac{k_B T}{\hbar} y(D), \quad (6)$$

где $y(D)$ – универсальная функция, являющаяся решением трансцендентного уравнения

$$(D - y) \exp(y) = D. \quad (7)$$

Методом наименьших квадратов нами найдено, что решение уравнения (7) при $D > 1,1$ с погрешностью не хуже 0,5% аппроксимируется формулой

$$y(D) = 3,824\sqrt{D} - 3,812.$$

В качестве примера из (5) рассчитаем интенсивность черного излучения. Если тело является абсолютно черным, то все падающее на него излучение поглощается, а приходящаяся на единицу площади интенсивность излучения в телесном угле $d\Omega$ и частотном интервале $d\omega$ равна

$$dJ = cE(\omega) \cos(\theta) d\Omega d\omega. \quad (8)$$

Если считать, что $E(\omega)$ не зависит от телесного угла, то после интегрирования (8) по переменным Ω и ω получим

$$J = \frac{\hbar c \Gamma(D+1) \zeta(D+1)}{V \Gamma(D/2)} \left(\frac{V^{1/3}}{2c\sqrt{\pi}} \right)^D \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^{D+1}, \quad (9)$$

где $\zeta(x)$ – дзета-функция Римана. Формула (9) выражает известный закон Стефана-Больцмана с учетом размерной зависимости для теплового излучения.

3. Интенсивность фотолюминесценции

Приведенные выше соотношения позволяют найти интенсивность фотолюминесценции. С учетом сечения рассеяния выражение (8) переписывается в виде

$$dI = 4\pi c E(\omega) \sigma(\omega) d\omega. \quad (10)$$

Подставляя (2) в (10) и выполняя интегрирование, находим

$$I = \frac{4\pi^2 q^2}{\varepsilon_0 m} \sum_k f_k E(\omega_k). \quad (11)$$

Если основной пик фотолюминесценции соответствует переходу электронов из валентной зоны в зону проводимости, то из (11) и (5) получим

$$I = \frac{4\pi \hbar q^2 V^{(D-3)/3}}{\varepsilon_0 m \Gamma(D/2)} \left(\frac{1}{2c\sqrt{\pi}} \right)^D \frac{f_g \omega_g^D}{\exp(\hbar\omega_g / k_B T) - 1}, \quad (12)$$

где $\omega_g = E_g / \hbar$, E_g – ширина запрещенной зоны КТ. При $D < 3$ интенсивность излучения зависит от размеров КТ, причем с уменьшением размера она увеличивается по степенному закону: $I \propto 1/R^{3-D}$, где R – радиус КТ. С уменьшением радиуса КТ меняется и ширина запрещенной зоны. Это изменение можно оценить по следующей формуле

$$\Delta E_g = \frac{2\sigma}{R} \left(\frac{dE_g}{dp} \right). \quad (13)$$

где σ – поверхностное натяжение КТ, p – давление. Зависимость (13) хорошо подтверждается экспериментами по исследованию голубого смещения, что проиллюстрировано на рис.1.

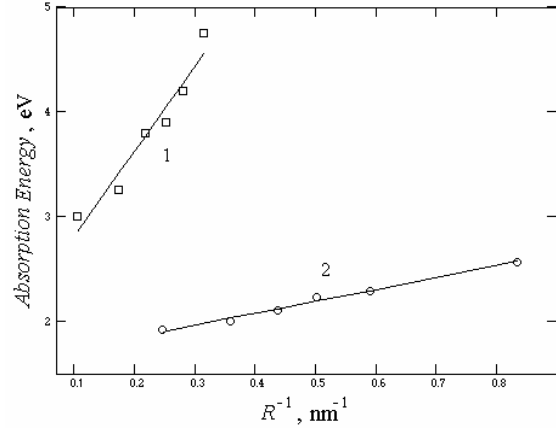


Рис.1. Зависимость положения пиков оптического поглощения от радиуса наночастиц CdS (1) и CdSe (2). Сплошные прямые – линии регрессии.

Экспериментальные данные по оптическому поглощению КТ были взяты из [2,3]. Поскольку спектры поглощения и фотолюминесценции однопипны, то приведенные зависимости свидетельствуют в пользу рассмотренной модели.

Кроме голубого смещения в наносистемах может наблюдаться и красное смещение [3]. В нашей модели это связывается с возможным изменением знака производной dE_g / dp .

4. Заключение

Предложенная теоретическая модель в хорошем приближении описывает оптические свойства структур с полупроводниковыми КТ. Принципиальная ее новизна заключается в применении дробно-размерного квантования к фотонам. В сочетании с технологическими методами [4], которые позволяют получать ансамбли КТ с заданными размерами, предложенная модель может быть использована для прогнозирования функциональных параметров твердотельных структур. Для детальных исследований оптических полей люминесцирующих КТ перспективно применение сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ).

- [1] Рехвишвили С.Ш., ПЖТФ, **30** (22), 65 (2004); ПЖТФ, **32** (10), 50 (2006).
- [2] Пул Ч., Оуенс Ф. Нанотехнологии. М., 2005.
- [3] Суздаев И.П., Суздаев П.И., Успехи химии, **70** (3), 203 (2001).
- [4] Гаев Д.С., Павлова Л.М., Кузнецов Г.Д., Столяров А.Г., Известия вузов. Материалы электронной техники, (4), 47 (2006).

Оптимизация фотолюминесцентных характеристик сильнонапряжённых InGaAs – квантовых ям в системе материалов InP/AlGaInAs/AlInAs, используемых в длинноволновых лазерах с генерацией до 1.9 мкм.

А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан
ООО “Сигм Плюс”, 117342, г.Москва, ул. Введенского, 3
e-mail: juri@siplus.ru

Целью данной работы являлась оптимизация фотолюминесцентных характеристик гетероструктур, пригодных для создания мощных полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 1.8-1.9 мкм, что актуально для накачки кристаллов YAG, легированных Ho, медицинских исследований, дальнометрии и спектроскопии.

Для изготовления лазерных диодов, излучающих в диапазоне 1.8-1.9 мкм могут использоваться системы твердых растворов InGaAsP/InP [1÷2], AlGaInAsSb/GaSb [3] и AlGaInAs/InP. Выбор AlGaInAs/AlInAs/InP предпочтительнее по следующим причинам:

- 1 Разрыв зон $\Delta E_c/\Delta E_v$ (0.72/0.28) больше, чем в альтернативных системах (0.4/0.6), что приводит к повышению температурной стабильности приборных характеристик.
- 2 Большая технологичность, с точки зрения коммутации газовых потоков и, как следствие, формирование более резких гетерограниц.

Квантоворазмерные гетероструктуры на основе соединений AlGaInAs/AlInAs/InP выращивались на (100) подложках n-InP методом МОС-гидридной эпитаксии на установке СИГМОС-130 при давлении 40-150 торр. Источниками элементов III группы являются триэтилгаллий, триметилиндий и триметилалюминий. Источниками элементов V группы являются

AsH₃ и PH₃. Температура роста варьировалась в диапазоне 640-670°C, а мольное отношение V/III=50-100.

Фотолюминесцентные измерения проводились на установке RPM SIGMA фирмы ASCENT при комнатной температуре. Для возбуждения люминесценции использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 785 нм. Параметр решётки объёмных твёрдых растворов (InGaAsP, AlGaInAs, AlInAs) контролировался на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2. Рассогласование параметров решётки подложки и твёрдых растворов поддерживалось в диапазоне ± 500 ppm.

На рис.1 представлено схематическое изображение исследованных Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP гетероструктур. Количество квантовых ям (КЯ) InGaAs - 2, толщина КЯ составляла 40-60 Å, а толщина барьерных слоёв ~100-150 Å. При выращивании волноводных слоев переход от четверного соединения AlGaInAs ($\lambda=1,16$ мкм) к тройному соединению AlInAs осуществлялся путем выращивания переходного градиентного слоя (с постепенным изменением ширины запрещённой зоны) толщиной ~ 500Å. Активная область и волноводные слои преднамеренно не легировались. N- и P- эмиттеры InP легировались до концентрации $(5-7) \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$. Контактный слой InGaAsP толщиной 0.25 мкм имел концентрацию p-типа $(6-8) \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$.

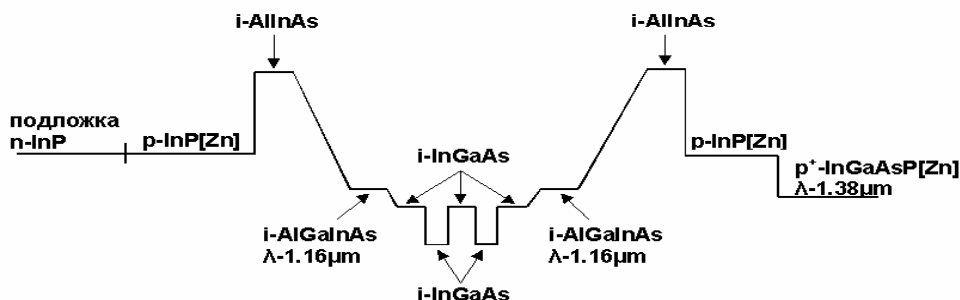


Рис.1 Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры Al_xGa_yIn_{1-x-y}As / InP

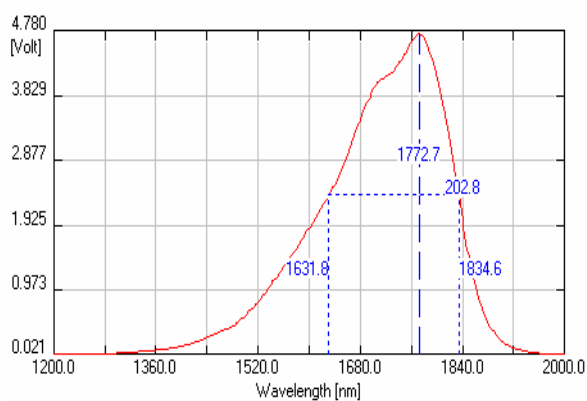
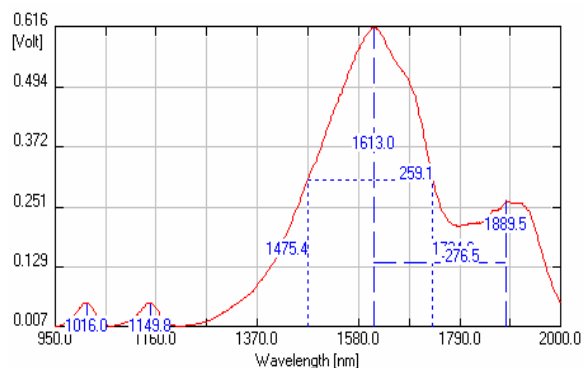


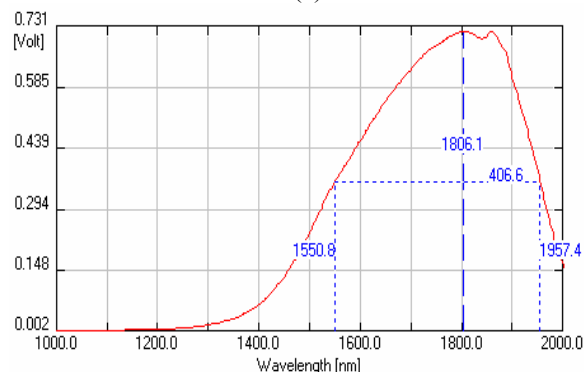
Рис.2 Спектр фотолюминесценции при докритических напряжениях в КЯ

С целью более полной реализации потенциала системы материалов AlGaInAs/AlInAs/InP, ширина запрещённой зоны (высота барьера) волноводного слоя первоначально была выбрана в интервале 1.03-1.13 эВ. При таком барьере длина волны фотолюминесценции достигла 1.77-1.78 мкм (рис.2).

Дальнейшее увеличение длины волны фотолюминесценции приводило к раздвоению спектров или к их сильному уширению (рис.3). Наблюдаемая картина обусловлена превышением критических условий образования дислокаций несоответствия. Увеличение содержания индия в КЯ приводило к катастрофическому росту напряжений-сжатия и, как следствие, к их релаксации путём разрушения КЯ.



(а)



(б)

Рис.3 Спектры фотолюминесценции при критических напряжениях в КЯ

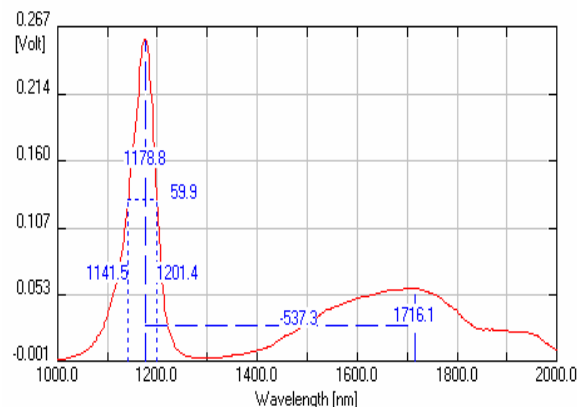


Рис.4 Спектр фотолюминесценции КЯ с компенсирующими слоями

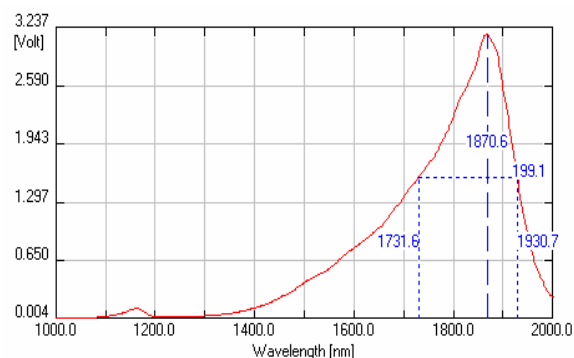


Рис.5 Спектр фотолюминесценции КЯ со сниженным барьером.

Альтернативным вариантом увеличения длины волны фотолюминесценции является частичная компенсация напряжения-сжатия в КЯ посредством растянутых барьерных слоёв. К сожалению, данный подход не привёл к сколько-нибудь заметному прогрессу (см. рис.4).

Добиться поставленной цели удалось лишь, снизив потенциальный барьер вокруг КЯ. Использование барьерного слоя In_{0.53}Ga_{0.47}As (0.75 эВ) позволило сдвинуть максимум пика фотолюминесценции до 1.87 мкм.

В результате выполненных исследований оптимизирована геометрия КЯ в системе материалов AlGaInAs/AlInAs/InP, пригодная для использования в качестве активной области лазерных диодов с длиной волны излучения 1.8-1.9 мкм.

[1] S.O'Brien, W.Plano, J.Major, D.F.Welch, T.Tally. // Electron.Lett. 1995. V.31. P.105.

[2] X.He, D.Xu, A.Ovtchinnikov, S.Wilson, F.Malarayap, R.Supe, R.Patel. // Electron.Lett. 1999.V.35. P.1343.

[3] H.K.Choi, S.J.Eglash. // IEEE J.Quantum Electron. 1991. V.QE-27.P.1555.

Дефектообразование в имплантационных Si:O и Si:Si светоизлучающих структурах с дислокационной люминесценцией

Н.А. Соболев¹, Р.Н. Кютт¹, В.И. Сахаров¹, И.Т. Серенков¹, Е.И. Шек¹,
В.И. Вдовин²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26,
Санкт-Петербург, Россия

² Институт химических проблем микроэлектроники, Б.Толмачевский пер. 5, Москва, Россия
e-mail: nick@sobolev.ioffe.rssi.ru

Одним из наиболее перспективных типов Si светоизлучающих структур (СИС) для кремниевой оптоэлектроники являются светодиоды с обусловленной протяженными структурными дефектами дислокационной люминесценцией (ДЛ). Недавно нами было обнаружено, что имплантация ионов O или Si и последующий высокотемпературный отжиг в хлорсодержащей атмосфере (ХСА) приводят к появлению ДЛ в Si [1,2]. Оказалось, что условия имплантации ионов и отжигов, после которых появляется ДЛ, существенно отличаются. Цель настоящей работы заключалась в исследовании дефектной структуры СИС с ДЛ на основе Si, имплантированного ионами O и Si.

Изготовление СИС с ДЛ проводилось в условиях аналогичных [1,2]. В первом случае для формирования СИС с ДЛ в пластины (100) p-Cz-Si с удельным сопротивлением $\rho = 20$ Ом·см проводилась множественная имплантация ионов O с энергиями и дозами: $0.1/7 \times 10^{13} + 0.17/1 \times 10^{14} + 0.28/1.3 \times 10^{14} + 0.45/1.5 \times 10^{14} + 0.7/1.7 \times 10^{14} + 1.05/1.85 \times 10^{14} + 1.5/2 \times 10^{14}$ МэВ/см² и отжиг в ХСА при 900°C в течение 4 час. Во втором случае в пластины (100) n-FZ-Si с $\rho = 500$ Ом·см проводилась имплантация ионов Si с энергией 100 кэВ и дозой 1×10^{17} см⁻² и отжиг в ХСА при 1100°C в течение 1 час. В образцах при 78 К доминируют две линии с максимумами ~ 1.54 и ~ 1.43 мкм, принадлежащие так называемым D1 и D2 центрам [1,2]. Наблюдающиеся отличия в положении максимумов и интенсивностях D1 и D2 линий обусловлены различиями в условиях, при которых происходило формирование оптически активных центров. Важно отметить, что происходит образование только D1 и D2 центров и не наблюдается введения других связанных с введением дислокаций линий. Дефектная структура образцов исследовалась методами обратного рассеяния (RBS) протонов с энергией 231 кэВ, дифракции рентгеновских лучей (XRD) и просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ).

Анализ измеренных в случайном и каналирующем режимах RBS спектров после имплантации ионов O показывает, что аморфизации имплантированного слоя не происходит. На рис.1 приведен рассчитанный из RBS спектров профиль концентрации точечных

дефектов, нормированной на концентрацию атомов в решетке Si. Максимальный уровень радиационных нарушений, равный ~ 0.13 , наблюдается на глубине ~ 700 нм. Согласно данным масс-спектрометрии максимальная концентрация атомов O достигает уровня $\sim 2 \times 10^{19}$ см⁻³ в диапазоне глубин (500-1800) нм [2].

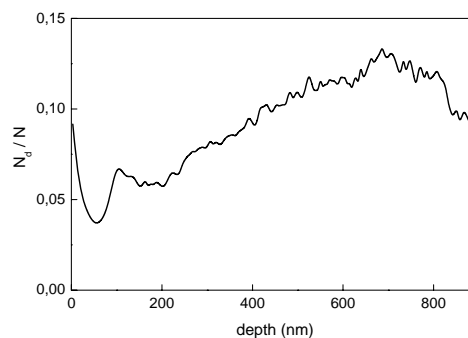


Рис.1 Нормированный профиль концентрации точечных дефектов в Si:O образце после имплантации.

Дифракционная кривая симметричного Брэгговского (004) отражения рентгеновских лучей, приведенная на рис.2, выявляет наличие поверхностного слоя с положительной деформацией. Рассчитанная средняя величина относительного изменения межплоскостного расстояния $(\Delta d/d) = 2.5 \times 10^{-4}$.

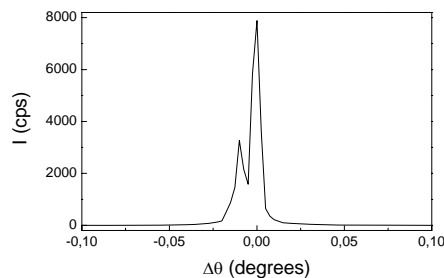


Рис.2 Дифракционная кривая XRD Si:O образца после имплантации.

ТЕМ исследования Si:O образца после отжига показали, что в ансамбле структурных дефектов преобладают петли Франка, большую долю составляют диполи (рис.3), вытянутые вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ (отмечены треугольниками). Последние имеют

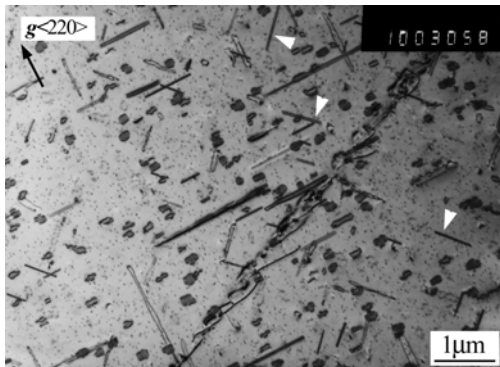


Рис.3 Светлопольное ТЕМ изображение продольного среза Si:O образца после отжига.

осциллирующий контраст, свидетельствующий о наклонном расположении их в материале, и явно являются преобразованными (311) дефектами. Наблюдается огромная плотность точечного контраста, который может быть связан как с мелкими дислокационными петлями с размерами до 10 нм, так и с круглыми преципитатами. Особенностью данной дислокационной структуры являются редкие с большой протяженностью полосы, состоящие из ломанных дислокационных сегментов. Такая ломаная линия может тянуться на 100 мкм и просто заканчивается в материале. На пересечениях такой линии с царапинами явно видно, что у нее другая природа и отличающийся характер расположения дислокационных сегментов. Анализ показывает, что это не дислокационная стенка.

Анализ измеренных в случайном и каналирующем режимах RBS спектров в имплантированных ионами Si образцах показал, что в них не произошло аморфизации

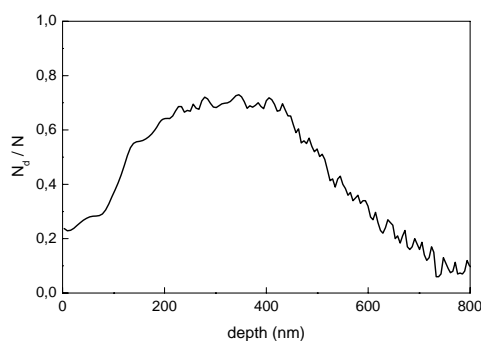


Рис.4 Нормированный профиль концентрации точечных дефектов в Si:Si образце после имплантации.

имплантированного слоя. Поскольку пороговая доза аморфизации для ионов Si с энергией ~ 100 кэВ составляет $\sim 1 \times 10^{15}$ см⁻² [2], это - достаточно неожиданный результат, который нуждается в дальнейшем изучении. На рис.4 приведен рассчитанный из RBS спектров профиль нормированной концентрации точечных дефектов. Максимальный уровень радиационных нарушений, равный ~ 0.72 , наблюдается на глубине ~ 350 нм, существенно превышающей величину проецированного пробега ионов Si $R_p \sim 130$ нм.

ТЕМ исследования Si:Si образца после отжига показали, что образовалась пространственная дислокационная структура из взаимодействующих больших полных петель (см. рис. 5). Дислокационная сетка

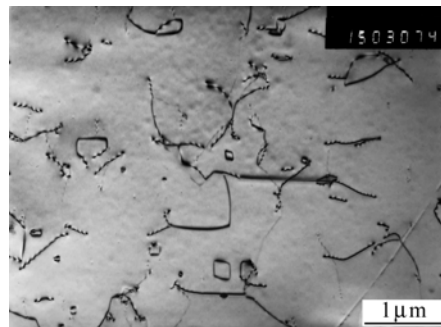


Рис.5 Светлопольное ТЕМ изображение продольного среза Si: Si образца после отжига.

преимущественно состоит из 60-градусных дислокаций, но содержит достаточно большую долю чисто краевых дислокаций, контраст на которых погасает в отражениях типа (220). Среди крупных дислокационных наблюдаются мелкие полные петли. Петли Франка полностью отсутствуют.

Таким образом установлено, что имплантация ионов O и Si в исследованных экспериментальных условиях не сопровождается аморфизацией имплантированного слоя. Последующий высокотемпературный отжиг в условиях пересыщения Si собственными межузельными атомами сопровождается трансформацией введенных при имплантации радиационных дефектов в протяженные структурные дефекты и образованием оптически активных центров D1 и D2.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 05-02-16336, 06-02-17307 и 07-02-01462) и Регионального центра коллективного пользования "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях".

1. Соболев, Н.А., Бер, Б.Я., Емельянов, А.М., Коварский, А.П., Шек, Е.И., ФТП, **41**, 295 (2007).
2. Соболев, Н.А., Емельянов, А.М., Сахаров, В.И., Серенков, И.Т., Шек, Е.И., Тетельбаум, Д.И., ФТП, **41**, 555 (2007).

Люминесцентные и электрофизические свойства диодных гетероструктур Si/SiGe:Er/Si

А.Г. Спиваков¹, Л.В. Красильникова¹, М.В. Степихова¹,
З.Ф. Красильник¹, В.Ю. Чалков², В.Г. Шенгуров²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Нижний Новгород, Россия.

² Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета, пр. Гагарина, 23, 603950 Нижний Новгород, Россия.
e-mail: mst@ipm.sci-nnov.ru

Одним из перспективных направлений в создании светоизлучающих структур на кремнии является легирование оптически активирующей примесью Er, где наибольший интерес представляет развитие лазерных структур. Расчеты показывают, что эффективная локализация излучения в активной среде, принципиальная при создании лазера, достигается в структурах Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с большой толщиной гетерослоя Si_{1-x}Ge_x (d_{SiGe} ~ 1 мкм) и высоким содержанием германия (x ≈ 30%) в нем [1]. Как известно, такие слои подвержены сильной релаксации [2], что может иметь влияние на их излучающие свойства. В данной работе рассмотрено влияние доли германия (x) и величины остаточных упругих напряжений (RES) на люминесцентные и электрофизические свойства гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si.

Исследовалась серия диодных структур p⁺Si/n-Si_{1-x}Ge_x:Er/n⁺Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в газовой фазе. Детально методика роста описана в работе [3]. Структуры выращивались на подложках кремния марки КДБ-0.005 (100), в процессе роста последовательно осаждались буферный (источник поликристаллический Si:Er, либо КДБ-0.005), активный (источник поликристаллический Si:Er, рост в атмосфере германа) и покровный (источник КЭФ-0.005) слои, рост гетерослоев Si_{1-x}Ge_x:Er проводился при температуре 500°C.

Параметры активного гетерослоя Si_{1-x}Ge_x:Er (толщина, содержание германия, степень релаксации, уровень легирования) исследовались в работе методами рентгеновской дифракции, C-V и электрохимического C-V профилирования. Измерения фото- и электролюминесценции (ФЛ и ЭЛ) проводились в условиях непрерывного возбуждения при температуре 77 К. Сигнал ФЛ возбуждался лазером Nd:YAG с удвоением частоты (λ = 532 нм) мощностью 200 мВт. Ток накачки в режиме ЭЛ не превышал 300 мА (плотность тока ≤ 13 А/см²). Люминесцентные измерения проводились на фурье-спектрометре ВОМЕМ DA3.36 с регистрацией сигнала охлаждаемым германиевым детектором.

Толщина активного гетерослоя Si_{1-x}Ge_x:Er в исследованной серии структур варьировалась от 100 нм до 2000 нм. Как показали результаты исследований, слои Si_{1-x}Ge_x:Er имели n-тип проводимости с уровнем легирования 10¹⁶ ÷ 10¹⁷ см⁻³, при этом электрофизические параметры слоев слабо зависели как от содержания германия, так и степени релаксации слоя (рис 1). По данным рентгеновских измерений доля германия в слоях варьировалась от 4.3% до 34%, величина RES составляла 6.5 ÷ 100%, концентрация эрбия в слое ~ 10¹⁸ см⁻³. В зависимости от локализации p-n перехода по отношению к границе с подложкой, в структурах выращивались буферные слои n- либо p⁺-типа проводимости толщиной 28, 110 нм. Толщина покровных p⁺ (p⁺) слоев составляла 220 нм.

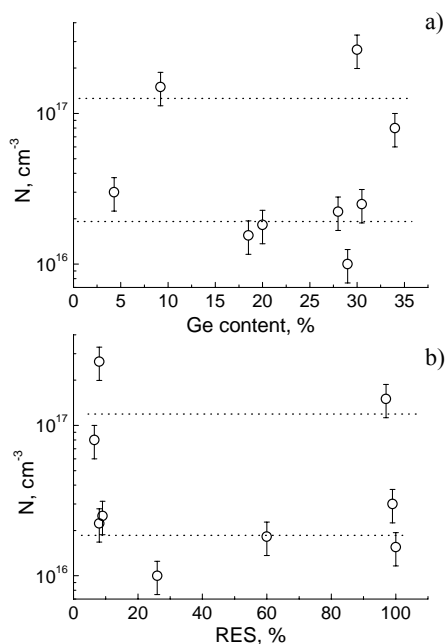


Рис. 1. Концентрация электронов в слоях Si_{1-x}Ge_x:Er с разным содержанием Ge (a) и долей остаточных упругих напряжений (b).

Во всех исследованных образцах наблюдался интенсивный сигнал эрбиевой ФЛ на длине волны 1.54 мкм (6500 см⁻¹). В спектрах фотолюминесценции большинства диодных структур (рис. 2а) одновременно с дефектной составляющей наблюдалась достаточно широкая

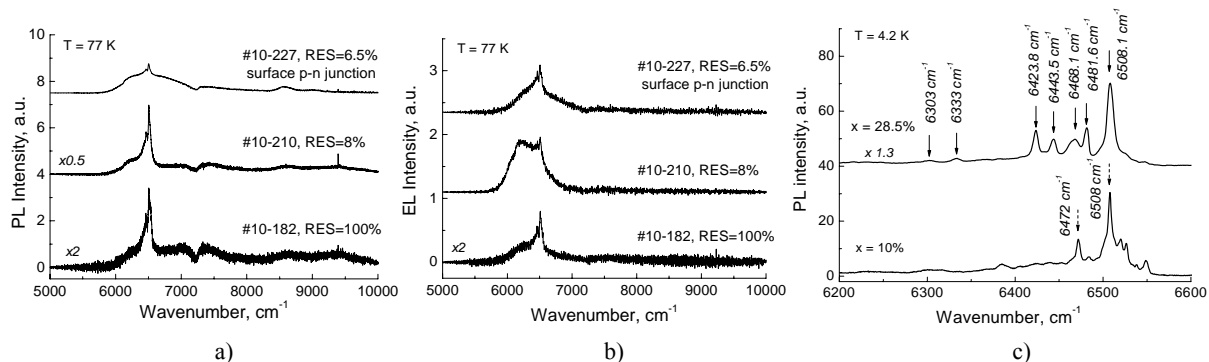


Рис. 2. Спектры фото- и электролюминесценции гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si: а) – спектры фотолуминесценции, б) – спектры электролюминесценции диодных гетероструктур с разной долей остаточных упругих напряжений, в) – тонкая структура спектров ФЛ образцов с разным содержанием Ge. Приведенные спектры ЭЛ получены в режиме прямого смещения при токе накачки 200 мА.

компонента, связанная с так называемыми центрами иона Er³⁺ в SiO_x преципитатных включениях в Si [4]. В ряде образцов с высоким содержанием германия можно выделить новую серию линий с положением максимумов 6508.1 см⁻¹, 6481.6 см⁻¹, 6468.1 см⁻¹, 6443.5 см⁻¹, 6423.8 см⁻¹, 6333 см⁻¹, 6303 см⁻¹. Исследования низкотемпературной ФЛ (рис. 2с), проведенные для структур с разным содержанием германия, показали, что обнаруженная серия имеет место в образцах с содержанием германия ≥ 25%. Более того, интенсивность наблюдаемых линий одинаковым образом зависит от температуры и мощности возбуждающего излучения, что свидетельствует об их принадлежности одному оптически активному центру иона Er³⁺. В данном случае, очевидно, следует говорить о формировании германий-содержащего центра, центра Er-Ge1.

Как уже отмечалось, кроме эрбиевой компоненты в спектрах ФЛ диодных структур также наблюдалась широкая полоса в диапазоне 6000 – 8000 см⁻¹, связываемая со структурными дефектами слоя (дефектная люминесценция). Хотя анализ этой составляющей осложнен наличием линий эрбиевой люминесценции, форма полосы сохранялась во всех исследованных образцах.

Ожидалось, что сигнал ФЛ будет коррелировать с сигналом ЭЛ в режиме прямого смещения (рис. 2б) как по спектральному составу, так и по интенсивности в силу схожести механизмов возбуждения редкоземельной примеси (в данном случае имеет место опосредованный, экситонный механизм возбуждения [5]). Интенсивность сигнала ЭЛ в наших исследованиях была примерно на порядок ниже. Здесь важно отметить, что в напряженных образцах соотношение эрбиевой и дефектной компонент в разных режимах возбуждения оставалось практически неизменным, тогда как в отрелаксировавших структурах наблюдалось характерное увеличение вклада дефектной компоненты при переходе от оптического возбуждения к токовому. Можно предположить, что причина столь резкого различия между ЭЛ и

ФЛ заключается в пространственном несоответствии областей генерации носителей заряда. В условиях токового возбуждения инжекция носителей происходит в области гетерограницы, содержащей максимальную плотность дефектов, тогда как при оптическом возбуждении носители заряда генерируются преимущественно в приповерхностной, структурно более совершенной области. Последнее должно приводить к увеличению вклада в сигнал ФЛ эрбиевой компоненты и проявляется наиболее отчетливо в структурах с толстым гетерослоем Si_{1-x}Ge_x:Er.

В пользу данного предположения свидетельствуют результаты исследований гетероструктуры с p-n переходом, смещенным к покровному слою (“surface p-n junction”, рис. 2а,б). Толщина активного слоя в структуре составляла 1000 нм, доля Ge - 34%. Как видно из рисунка, изменение соотношения дефектной и эрбиевой компонент люминесценции в этом случае противоположно тому, что наблюдалось для образцов с p-n переходом, локализованным на границе подложка-активный гетерослой.

Таким образом, в работе приведены результаты исследований диодных гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si. Определены тип проводимости и концентрация носителей заряда в гетерослое Si_{1-x}Ge_x:Er. Получен интенсивный сигнал ФЛ на длине волны 1.54 мкм, связанный с примесью Er, показан значительный вклад дефектов структуры в сигнал ЭЛ в режиме прямого смещения.

[1] M.V. Stepihova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik et al., J. Cryst. Growth, **288**, 65-69 (2006).
 [2] J.W Matthews and A.E Blakeslee, J. Cryst. Growth, **32**, 256 (1976).
 [3] С.П. Светлов, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков и др., Изв. РАН Сер. физ., **65**, 203 (2001).
 [4] W.Jantsch, S.Lanzertorfer, L.Palmetshofer et al., J. Lumin., **80**, 9 (1999).
 [5] G. Franzo, S. Coffa, F. Priola, C. Spinella, J. Appl. Phys., **81**, 2784 (1997).

Двухпериодная модель расчета оптоэлектронных свойств квантовокаскадных сверхрешеточных структур

Д.В. Ушаков, И.С. Манак

Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030 Минск, Беларусь
e-mail: ushakovDV@bsu.by

В последнее время ведутся интенсивные исследования по созданию полупроводниковых квантово-каскадных лазеров (ККЛ) на сверхрешетках, работающих в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне [1–4]. На базе ККЛ возможно массовое производство компактных, надежных источников света, которые могут быть использованы в высокоточном химическом анализе для нахождения областей загрязнения в атмосфере, открытой оптической связи, в области телекоммуникаций и локации. Такие лазеры идеальны для спектроскопических приложений. Широкое применение находят длинноволновые лазеры в медицине и медицинской диагностике.

К настоящему времени диапазон генерируемых длин волн квантово-каскадных лазеров занимает отдельные полосы в области от 3 мкм до 83 мкм [1–8]. Однако высокая стоимость технологических процессов требует детальных предварительных теоретических исследований спектральных характеристик ККЛ и проведения численного моделирования их физических свойств.

В настоящей работе предложена эффективная методика моделирования оптоэлектронных свойств квантовокаскадных

сверхрешеточных структур. Алгоритм расчета ККЛ включает в себя следующие этапы: решение уравнения Шредингера и определение уровней энергии и волновых функций, расчет матричных элементов дипольных переходов, вычисление скоростей рассеяния на оптических фонах, определение квазиуровней Ферми для соответствующих энергетических подзон из системы замкнутых балансных уравнений, расчет пороговых токов, спектров усиления и испускания. Современные квантовокаскадные структуры состоят из нескольких десятков периодов, содержащих последовательность квантовых ям и барьеров. В настоящей работе удалось замкнуть систему балансных уравнений, ограничившись расчетом только двух периодов ККЛ, что позволяет значительно снизить компьютерные затраты и уменьшить время расчета.

На рис. 1 *a* представлены результаты численного расчета диаграммы зоны проводимости $E_c(z)$ и квадратов модулей волновых функций электронов для двух периодов ККЛ согласно работе [4]. Квадраты модулей волновых функций, соответствующие N -ому периоду, выделены жирным и пронумерованы, а $(N-1)$ -ому – обозначены тонкими кривыми.

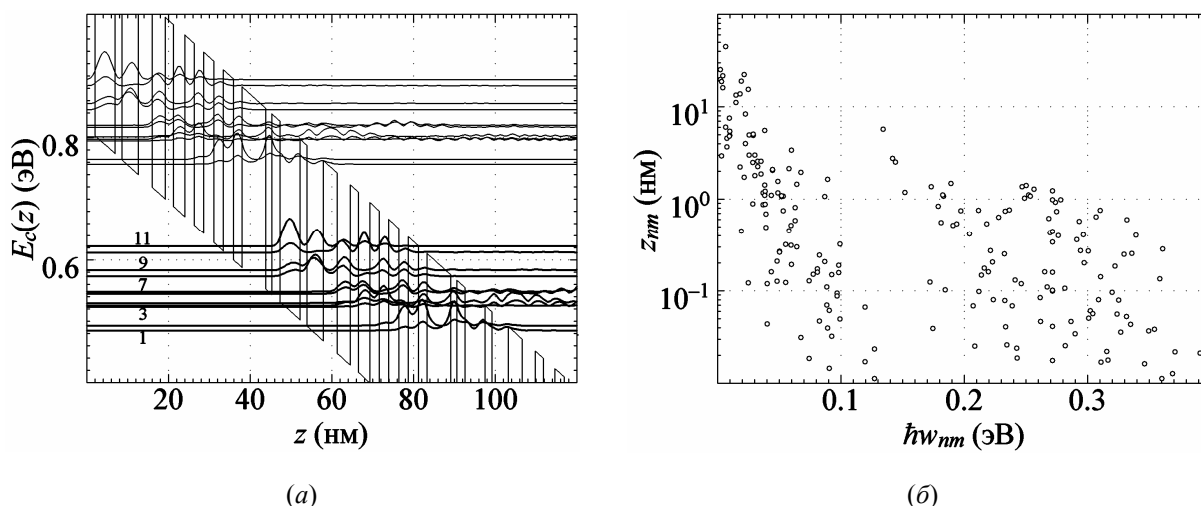


Рис. 1 Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов (*a*) и дипольные матричные элементы переходов z_{nm} (*b*), рассчитанные для двух каскадов $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}-\text{GaAs}$ сверхрешеточной структуры, находящейся в электрическом поле $E = 6 \cdot 10^6$ В/м. Толщины в нанометрах слоев структуры последовательно слева на право имеют значения: /2.0/4.9/1.7/4.0/3.4/3.2/2.0/2.8/2.3/2.3/2.5/2.3/2.5/2.1/5.8/1.5/. Во всей последовательности слоев квантовые ямы GaAs выделены жирным. Цифры на кривых соответствуют квантовым числам уровней подзон.

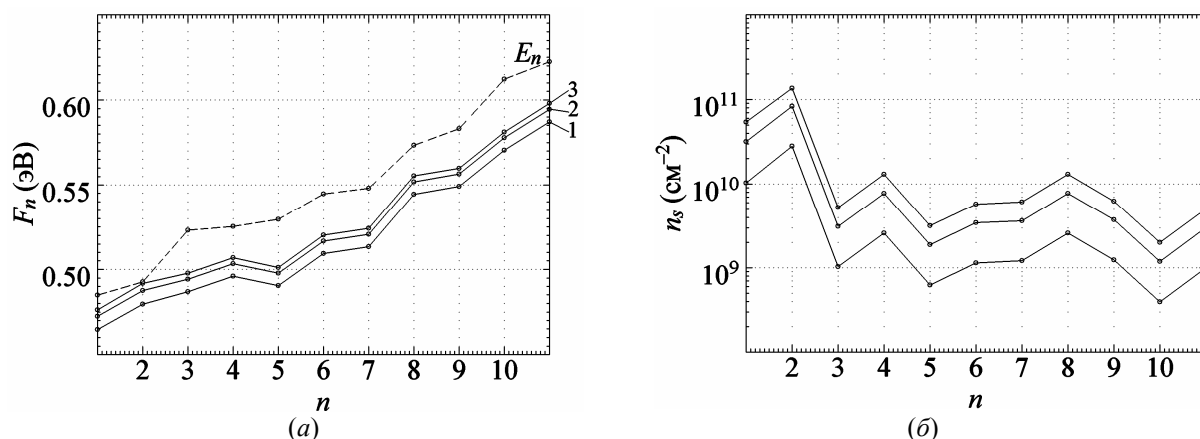


Рис. 2 Распределение квазиуровней Ферми F_n (а) и поверхностных концентраций электронов n_s по энергетическим уровням n (б) при различных пороговых поверхностных концентрациях электронов в одном каскаде $n_{stot} = 5 \cdot 10^{10}$ (1), $1.5 \cdot 10^{11}$ (2) и $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (3). Пунктирной линией показаны уровни энергетических подзон E_n . $T = 77 \text{ К}$.

Основная частота излучения ККЛ ($\sim 134 \text{ мэВ}$) соответствует оптическому переходу электрона с первого уровня $(N-1)$ -ого периода на 11 уровень N -ого периода, т.е. $1, (N-1) \rightarrow 11, N$. При этом, как видно из рис. 1 б, дипольный матричный элемент составляет 5.7 нм .

В настоящей работе полагается, что каждому энергетическому уровню E_n соответствует свой квазиуровень Ферми F_n . Для нахождения степени заполнения подзон используется следующая система балансных уравнений

$$\frac{dn_{iN}}{dt} = 0 = \sum_{j_n \neq i_n} (R_{j_n i_n} - R_{i_n j_n}) + \sum_{j_{N-1}} (R_{j_{N-1} i_N} - R_{i_N j_{N-1}}) + \sum_{j_{N+1}} (R_{j_{N+1} i_N} - R_{i_N j_{N+1}}), \quad i_N = 1 \dots n_{\max} - 1,$$

$$\sum_{i_N=1}^{n_{\max}} n_{si_N} = n_{stot}.$$

Здесь первая сумма соответствует разности скоростей прихода $R_{j_n i_n}$ на уровень i со всех j и ухода $R_{i_n j_n}$ с i на все уровни j в N -ом каскаде. Вторая сумма определяет разность скоростей прихода и ухода электронов на уровень i N -ого каскада со всех уровней j в $(N-1)$ -ого каскада. Третья сумма определяет разность скоростей прихода и ухода электронов на уровень i N -ого каскада со всех уровней j $(N+1)$ -ого каскада. Последнее уравнение включает в себя сумму поверхностных концентраций электронов n_{si_N} на всех уровнях N -ого каскада, равную n_{stot} . Т.к. уровни энергии во всех периодах ККЛ идентичны, то степени их заполнения тоже одинаковы. При этом переходы электронов из N -ого в $(N+1)$ -ый каскад эквивалентен, переходам электронов из $(N-1)$ -ого в N -ый каскад, что позволяет рассчитывать волновые функции только для двух периодов ККЛ.

На рис. 2 представлены результаты численного решения системы замкнутых балансных уравнений при различных пороговых поверхностных концентрациях электронов в одном каскаде n_{stot} . Как показывают расчеты, уровни 1 и 2 заполнены сильнее всех остальных с поверхностными концентрациями электронов в зависимости от уровня возбуждения $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что согласуется с экспериментальными данными [4].

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

- [1] Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Sirtori, C., Hutchinson, A.L., Cho, A.Y., Science **264**, 553 (1994).
- [2] Scamarcio, G., Capasso, F., Faist, J., Sirtori, C., Sivco, D.L., Hutchinson, A.L., Cho, A.Y., Appl. Phys. Lett., **70**, 1796 (1997).
- [3] Faist, J., Tredicucci, A., Capasso, F., Sirtori, C., Sivco, D.L., Baillargeon, J.N., Hutchinson, A.L., and Cho, A.Y., IEEE J. Quantum Electron., – **34**, 336 (1998).
- [4] Sirtori, C., Kruck, P., Barbieri, S., Collot, P., Nagle, J., Beck, M., Faist, J., and Oesterle, U., Appl. Phys. Lett., **73**, 3486 (1998).
- [5] Sirtori, C., Kruck, P., Barbieri, S., Page, H., Nagle, J., Beck, M., Faist, J., and Oesterle, U., Appl. Phys. Lett., **75**, 3911 (1999).
- [6] Ajili, L., Scaliari, G., Hoyler, N. Appl. Phys. Lett., **87**, 141107 (2005).
- [7] Teissier, R., Barate, D., Vicet, A., Alibert, C., Baranov, A.N., Marcadet, X., Renard, C., Garcia, M., Sirtori, C., Revin, D., Cockburn, J., Appl. Phys. Lett., **85**, 167 (2004).
- [8] Scaliari, G., Hoyler, N., Giovannini, M., and Faist, J., Appl. Phys. Lett., **86**, 181101 (2005).

Метод pump-probe в исследовании оптических свойств экситонов и биэкситонов в полупроводниках

Л.Ю. Надькин, О.Ф. Флорина

3300 Тирасполь, ул. 25 Октября, 128, ПГУ им. Т. Г. Шевченко

e-mail: tdsu4@idknet.com

В экспериментальном исследовании оптических свойств полупроводников в экситонной области спектра при больших уровнях возбуждения особую значимость приобрел метод pump-probe. Он основан на использовании двух пучков лазерного излучения: мощного пучка накачки и слабого, зондирующего пучка. Слабый пучок зондирует изменения оптических свойств кристалла, обусловленных действием мощного пучка накачки.

Методом pump-probe изучалась кинетика излучательной рекомбинации биэкситонов, нелинейный отклик системы экситонов и биэкситонов большой плотности, красный и голубой сдвиги экситонных полос в условиях пикосекундной накачки. Экспериментально и теоретически [1–3] изучен эффект Аутлера–Таунса на биэкситонах в CuCl.

Пусть на полупроводник типа CuCl падает интенсивная монохроматическая волна (накачка) когерентного лазерного излучения с амплитудой поля E_0 и частотой $\omega_1 \approx \Omega_0 - \omega_0$,

где Ω_0 и ω_0 – собственные частоты биэкситонного и экситонного состояний соответственно, а также слабая волна (пробный импульс) с амплитудой E и частотой $\omega \approx \omega_0$. Фотоны первого импульса смешивают экситонное и биэкситонное состояния, существенно изменяя энергетический спектр полупроводника, а фотоны второго импульса зондируют эти изменения в области экситонного перехода.

Гамильтониан взаимодействия экситонов и биэкситонов со светом в резонансном приближении H_{int} , имеет следующий вид:

$$H_{\text{int}} = -\hbar g (E^+ a^+ e^{-i\omega t} + E^- a e^{i\omega t}) - \\ -\hbar \sigma (E_0^- a^+ b e^{i\omega_1 t} + E_0^+ a b^+ e^{-i\omega_1 t}) + \\ + \hbar \mu (b^+ E^+ E_0^+ e^{-i(\omega+\omega_1)t} + b E^- E_0^- e^{i(\omega+\omega_1)t}), \quad (1)$$

где a, b – амплитуды экситонной и биэкситонной волн поляризации среды соответственно, g – константа экситон–фотонного взаимодействия, σ – константа оптической экситон–биэкситонной конверсии, μ – константа двухфотонного взаимодействия света с биэкситонами, $E_0^+ (E^+)$ и $E_0^- (E^-)$ –

положительно– и отрицательно–частотные компоненты полей обоих импульсов.

Из полного гамильтониана системы легко получить материальные уравнения для амплитуд a и b :

$$i\dot{a} = (\omega_0 - i\gamma_1)a - gE^+ e^{-i\omega t} - \sigma E_0^- b e^{i\omega_1 t}, \\ i\dot{b} = (\Omega_0 - i\gamma_2)b - \sigma E_0^+ a e^{-i\omega_1 t} + \mu E^+ E_0^+ e^{-i(\omega+\omega_1)t}, \quad (2)$$

где γ_1 и γ_2 – феноменологические константы, учитывающие затухание экситонного и биэкситонного уровней из-за процессов рассеяния, обусловленных уходом экситонов и биэкситонов из когерентных мод в некогерентные.

Из материальных уравнений легко получить выражения для стационарных амплитуд a и b , затем выражения для поляризации среды и, наконец, для восприимчивости среды χ , которая имеет вид:

$$\chi = -\frac{\hbar g^2 (\Delta + \Delta_1 + i\gamma_2) + \hbar \mu^2 E_0^2 (\Delta + i\gamma_1) + 2\hbar g \sigma \mu E_0^2}{(\Delta + i\gamma_1)(\Delta + \Delta_1 + i\gamma_2) - \sigma^2 E_0^2}, \quad (3)$$

где $\Delta = \omega - \omega_0$, $\Delta_1 = \omega_1 - \Omega_0 + \omega_0$ – расстройки резонанса для пробного поля и поля накачки соответственно. Первое слагаемое, пропорциональное квадрату константы экситон–фотонного взаимодействия g^2 , описывает вклад в восприимчивость из-за поглощения света в экситонной области спектра с учетом того, что мощный импульс накачки действует в области М–полосы. Второе слагаемое, пропорциональное константе двухфотонного поглощения света μ^2 , описывает вклад в восприимчивость от процесса двухфотонного возбуждения биэкситонов полем слабого импульса в условиях, когда мощный импульс действует в области М–полосы. Третье слагаемое пропорционально произведению всех трех констант: g , σ и μ . Оно является следствием квантовой интерференции всех трех процессов: экситон–фотонного взаимодействия, процесса оптической экситон–биэкситонной конверсии и двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла.

Закон дисперсии $\alpha(k)$ для фотонов пробного импульса в присутствии поля накачки имеет следующий вид:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \varepsilon_\infty \left(1 - \omega_{LT} \frac{\Delta + \Delta_1 + C(2 + C\Delta)\omega_R^2}{\Delta(\Delta + \Delta_1) - \omega_R^2} \right), \quad (4)$$

где ε_∞ – фоновая диэлектрическая постоянная, $\omega_R = \sigma E_0$ – частота Раби, обусловленная полем накачки, $C = \mu / \sigma g$ – константа, определяющая эффективность (вклад) двухфотонного процесса взаимодействия света с биекситами по сравнению с процессами экситон–фотонного взаимодействия и экситон–биекситонной конверсии. Закон дисперсии состоит из трех ветвей. Расстояние между ветвями изменяется при изменении амплитуды поля накачки E_0 . Кроме того, оказывается, что с ростом параметра c средняя и нижняя ветви закона дисперсии сначала сближаются в области отрицательных расстройек резонанса, а затем, при больших значениях c , расходятся друг от друга.

Вводя нормированные величины $\delta = \Delta / \gamma_1$, $\delta_1 = \Delta_1 / \gamma_1$, $s = \gamma_2 / \gamma_1$, $c = C / \omega_{LT}$, $f_0 = \sigma E_0 / \gamma_1$, $\chi_0 = \hbar g^2 / \gamma_1$, из (3) легко получить выражение для абсорбционной (мнимой) χ'' компонент восприимчивости вида:

$$\begin{aligned} \frac{\chi''}{\chi_0} = & (1 + s \frac{f_0^2}{(\delta + \delta_1)^2 + s^2}) \cdot ((\delta - (\delta + \delta_1) \frac{f_0^2}{(\delta + \delta_1)^2 + s^2})^2 + \\ & + (1 + s \frac{f_0^2}{(\delta + \delta_1)^2 + s^2})^2) + \frac{c^2 f_0^2 (s + \frac{f_0^2}{\delta^2 + 1})}{(\delta + \delta_1 - \delta \frac{f_0^2}{\delta^2 + 1})^2 + (s + \frac{f_0^2}{\delta^2 + 1})^2} + \\ & + \frac{2c f_0^2 (\delta + \delta_1 + s\delta)}{(\delta(\delta + \delta_1) - s - f_0^2)^2 + (\delta + \delta_1 + s\delta)^2} \quad (5) \end{aligned}$$

Видно, что восприимчивость χ'' является нелинейной функцией нормированной амплитуды f_0 поля накачки и зависят от частот ω и ω_1 обоих импульсов.

Обсудим поведение восприимчивости χ'' (полоса поглощения слабого импульса в экситонной области спектра) в зависимости от расстройки резонанса δ и амплитуды поля накачки f_0 в условиях, когда фотоны накачки находятся в точном резонансе с частотой перехода в области М–полосы ($\delta_1 = 0$, $\omega_1 = \Omega_0 - \omega_0$). При $c \ll 1$ с увеличением интенсивности поля накачки максимум χ'' при $\delta = 0$ превращается в минимум, и возникают два симметричных относительно $\delta = 0$ максимума полосы поглощения. Новые пики поглощения все дальше расходятся с ростом поля накачки f_0 , причем их амплитуды монотонно убывают. Возникновение

симметричных максимумов и минимума обусловлено перенормировкой энергетического спектра полупроводника под действием мощного импульса накачки. Экситонный уровень расщепляется на два квазиуровня, которые все больше отходят от положения экситонного уровня с ростом f_0 . С увеличением c ситуация меняется, положение максимумов остается прежним однако величина максимумов различна. Это обусловлено совместным действием двух механизмов нелинейности: экситон–биекситонной конверсии и двухфотонным возбуждением биекситонов. Дальнейшее увеличение c приводит к исчезновению максимума в области малых частот. Однако он снова появляется, когда c достигает значительной величины, в этом случае сказывается влияние двухфотонного взаимодействия с биекситами.

Таким образом, мы показали, что под действием сильного импульса накачки происходит расщепление экситонного уровня, что можно обнаружить в спектре поглощения слабого, зондирующего импульса.

- [1] R. Shimano, M. Kuwata-Gonokami. Phys. Rev. Lett. **72**, 530 (1994).
- [2] П.И. Хаджи, А.В. Коровай, Д.В. Ткаченко. ФТТ **44**, 774(2002).
- [3] P. I. Khadzhi, A. V. Corovai, O. V. Korovai, D. V. Tkachenko. Moldavian J. Phys. Sci. **1**, 152 (2002).

Особенности фотолюминесценции выращенных при различных температурах Ge(Si) самоформирующихся островков, заключенных между слоями напряженного Si

М.В. Шалеев¹, А.В. Новиков¹, А.Н. Яблонский¹, О.А. Кузнецов²,
Ю.Н. Дроздов¹, Д.Н. Лобанов¹, З.Ф. Красильник¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП–105, Нижний Новгород, Россия

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950,
пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

e-mail: shaleev@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Гетероструктуры с Ge(Si) самоформирующимися островками являются привлекательными с точки зрения возможного их применения в качестве активной области светоизлучающих и фотоприемных устройств на основе кремниевой технологии. Исследования нового типа SiGe гетероструктур – Ge(Si) самоформирующихся островков, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях и заключенных между напряженными Si (ϵ -Si) слоями (далее – Ge(Si)/ ϵ -Si островки), показали, что в этих структурах в отличие от структур с Ge(Si) островками, выращенными на Si(001) подложках (Ge(Si)/Si островков), возможна эффективная локализация не только дырок в островках, но и электронов в ϵ -Si слоях на гетерогранице с островком [1]. Было показано [1], что сигнал фотолюминесценции (ФЛ) от Ge(Si)/ ϵ -Si островков связан с излучательной рекомбинацией дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов, локализованных в ϵ -Si слоях над и под островками (рис. 1а).

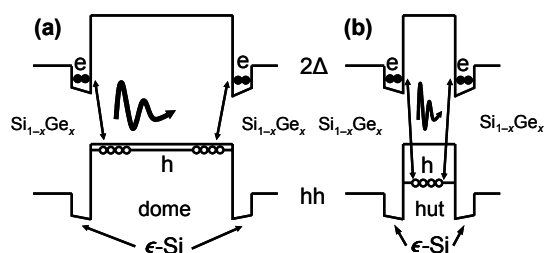


Рис. 1. Схематические изображения зонной диаграммы в структурах с Ge(Si)/ ϵ -Si (a) dome и (b) hut островками.

Ранее была исследована ФЛ структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, выращенными при одной, фиксированной температуре [1]. В то же время известно, что размеры, состав и форма как Ge(Si)/Si [2, 3], так и Ge(Si)/ ϵ -Si островков [4] существенно зависят от температуры роста. Для Ge(Si)/Si островков эта зависимость находит свое отражения в их спектрах ФЛ [5–7]. В данной работе представлены первые результаты исследования ФЛ структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, выращенными при различных температурах.

Методика эксперимента. В исследованных структурах Ge(Si)/ ϵ -Si островки были сформированы в диапазоне температур осаждения Ge $T_g = 600 - 700$ °С. Структуры были выращены методом МПЭ на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с малой шероховатостью поверхности [4]. Структуры состояли из ненапряженного SiGe буферного слоя, тонкого (2 нм) ϵ -Si слоя, на котором формировались Ge(Si) островки путем осаждения Ge эквивалентным количеством 9–12 монослоев (МС). В структурах для исследований спектров ФЛ островки заравнивались еще одним тонким (2 нм) ϵ -Si слоем и покровным SiGe ненапряженным слоем толщиной около 80 нм. Спектры ФЛ были сняты при температуре 77 К с использованием излучения HeCd лазера ($\lambda = 325$ нм), InSb и Ge охлаждаемых детекторов.

Результаты и их обсуждение. Проведенные ранее исследования роста Ge(Si) островков на ϵ -Si слое показали [1, 4], что при уменьшении температуры роста с 700 до 630 °С доминирующим типом островков на поверхности при $d_{Ge} = 11 - 12$ МС остаются dome островки (рис. 2а). При уменьшении температуры роста их поверхностная плотность возрастает, а размеры уменьшаются. Среднее содержание Ge в незарощенных Ge(Si)/ ϵ -Si dome островках увеличивается с $\sim 70\%$ до $\sim 82\%$ при понижении температуры роста с 700 °С до 630 °С [4].

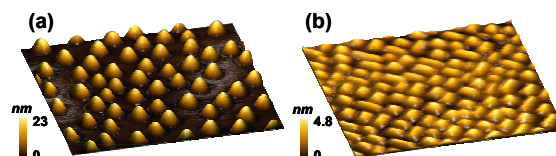


Рис. 2. Снимки с атомно-силового микроскопа структур с Ge(Si)/ ϵ -Si (a) dome островками, выращенными при 660 °С ($d_{Ge} = 11$ МС, размер снимка 1×1 мкм²) и (b) hut островками, выращенными при 600 °С ($d_{Ge} = 9$ МС, размер снимка 500×500 нм²).

При дальнейшем уменьшении температуры роста Ge(Si)/ ϵ -Si островков в интервале 630 – 600 °С происходит резкое изменение

морфологии поверхности [4] – для структур, сформированных при температурах ≤ 600 °С, на поверхности наблюдается массив hut островков, которые имеют значительно меньшую, чем dome островки высоту (рис. 2b).

Исследования спектров ФЛ показали, что при уменьшении температуры формирования Ge(Si)/ ϵ -Si островков с 700 °С до 630 °С происходит смещение положения пика ФЛ от островков в сторону меньших энергий (рис. 3). Одной из причин обнаруженного смещения является то, что, как и в случае Ge(Si)/Si островков, при понижении температуры роста процентное содержание Ge в dome островках увеличивается вследствие меньшей диффузии атомов Si в них. При росте доли Ge в островках увеличивается разрыв валентной зоны на гетерогранице с островком, что приводит к уменьшению энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода (см. рис. 1a) и наблюдаемому сдвигу пика ФЛ в сторону меньших энергий (рис. 3).

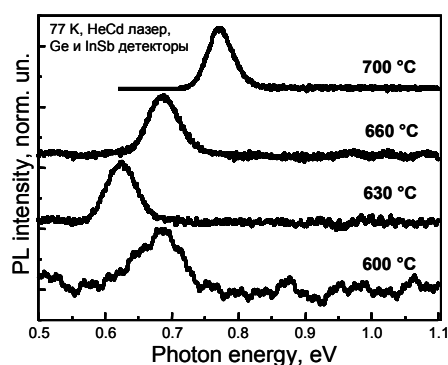


Рис. 3. Спектры ФЛ структур с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, выращенными при различных температурах. Спектры нормированы на максимум сигнала ФЛ от островков.

Еще одной возможной причиной смещения положения пика ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков в сторону меньших энергий при уменьшении температуры формирования структуры может являться подавление диффузионного размытия тонких ϵ -Si слоев под и над островками. Подтверждением этого является меньшее смещение пика ФЛ при понижении температуры роста для серии структур с более толстыми (3 нм) ϵ -Si слоями над и под островками, так как размытие более толстых ϵ -Si слоев оказывает меньшее влияние на положение уровня размерного квантования электронов в них.

При понижении температуры роста с 630 °С до 600 °С обнаружено смещение пика ФЛ от Ge(Si)/ ϵ -Si островков в сторону больших энергий (рис. 3). Обнаруженное смещение связывается с тем обстоятельством, что в данном диапазоне температур происходит резкое изменение морфологии островков (переход от dome островков к hut) [4]. При этом происходит скачкообразное уменьшение средней высоты островков (рис. 2) с ~ 15 нм для dome островков, сформированных при

630 °С, до 2–3 нм для hut кластеров, выращенных при 600 °С [4]. В результате квантово-размерных эффектов энергетический уровень дырок в hut островках выталкивается к потолку валентной зоны напряженного кремния (рис. 1b), что приводит к увеличению энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода и наблюдаемому смещению пика ФЛ в область больших энергий. Данное смещение в случае формирования Ge(Si)/ ϵ -Si островков происходит при более высоких температурах, чем для Ge(Si)/Si островков (600–550 °С) [5], что обусловлено различием типов используемых подложек [4].

Анализ спектров ФЛ показал, что для структуры с hut островками, сформированными при 600 °С, ширина пика ФЛ от островков значительно больше, чем для структур с dome островками (рис. 3). Увеличение ширины пика ФЛ связывается со значительно большим разбросом по размерам hut островков, по сравнению с dome островками (рис. 2), что с учетом малого значения средней высоты hut островков приводит к значительному разбросу положения уровней размерного квантования дырок в hut островках.

Выводы. В работе исследована зависимость положения и ширины пика ФЛ, связанного с Ge(Si)/ ϵ -Si островками, от температуры их роста. Показано, что смещение положения пика ФЛ в область меньших энергий при понижении температуры роста Ge(Si)/ ϵ -Si островков в интервале 700–630 °С связано с увеличением содержания Ge в dome островках и подавлением размытия ϵ -Si слоев под и над островками. Смещение положения пика ФЛ в область больших энергий при понижении температуры роста в интервале 630–600 °С связано со сменой типа островков с dome на hut, сопровождаемой резким уменьшением средней высоты островков. Обнаруженное увеличение ширины линии ФЛ от островков при переходе от формирования dome к формированию hut островков обусловлено большим разбросом hut островков по размерам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17336-а), Рособразования (проект РНП.2.1.1.1370) и программ Российской АН.

- [1] M.V. Shaleev, A.V. Novikov, et. al., Appl. Phys. Lett., **88**, 011914 (2006).
- [2] G. Capellini, et. al., Appl. Phys. Lett. **78** (3), 303 (2001).
- [3] O.G. Schmidt, et. al., Phys. Stat. Sol. (b), **215**, 319 (1999).
- [4] Н.В. Востоков и др., ФТП, **40** (2), 235 (2006).
- [5] Н.В. Востоков, и др., ФТТ, **46** (1), 63 (2004).
- [6] M.W. Dashiell, et. al., Appl. Phys. Lett., **80** (7), 1279 (2002).
- [7] V. Yam, et. al., Phys. Rev. B, **63**, 033313 (2001).

Динамика релаксации энергии оптического возбуждения в ансамблях кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния

О. А. Шалыгина, Д. М. Жигунов, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,

Физический факультет, 119992 Москва

e-mail: olga@vega.phys.msu.ru

В последнее время большое внимание уделяется исследованию физических свойств структур, содержащих нанокристаллы кремния nc-Si [1], в связи с возможностью их широкого практического применения в светоизлучающих приборах, совместимых со стандартной кремниевой технологией. В настоящей работе исследованы оптические свойства ансамблей кремниевых нанокристаллов nc-Si с различной концентрацией в матрице диоксида кремния (nc-Si/SiO₂) и проведен их сравнительный анализ.

Образцы nc-Si/SiO₂ были получены реактивным распылением мишени SiO в вакууме или при определенном давлении O₂ (серия 1) [2] и одновременным распылением твердотельных мишеней c-Si, SiO₂ в плазме высокочастотного разряда (серия 2) [3]. Формирование кремниевых нанокристаллов достигалось высокотемпературным отжигом. Следует отметить, что в образцах серии 1 нанокристаллы были расположены упорядоченным образом и имели концентрацию $N_{nc-Si} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, тогда как для образцов серии 2

было характерно неупорядоченное расположение nc-Si с $N_{nc-Si} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Обнаружены особенности зависимости интенсивности и времени жизни фотолуминесценции nc-Si разного размера от интенсивности накачки и температуры, которые объяснены с учетом процесса переноса энергии в ансамблях взаимодействующих нанокристаллов.

Рассмотрена феноменологическая модель переноса и релаксации энергии электронного возбуждения в связанных системах на основе ансамблей кремниевых нанокристаллов (доноров энергии D) в присутствии акцепторов энергии A (ионов эрбия Er³⁺) при интенсивной оптической накачке. В модели учитываются процессы возбуждения такой донорно-акцепторной системы, переноса энергии и релаксации возбужденных состояний. Следует отметить возможность варьирования эффективности процесса переноса энергии путем изменения коэффициента связи γ . Решение записанной системы кинетических уравнений было проведено для случая

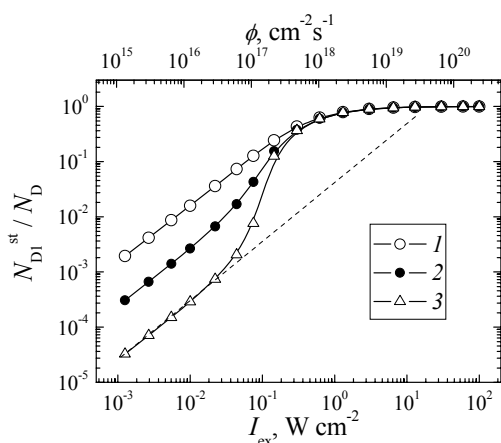


Рис. 1. Расчетные зависимости стационарного значения относительной концентрации возбужденных nc-Si от интенсивности оптической накачки при различных коэффициентах связи γ , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$: 1 – 10^{-16} , 2 – 10^{-15} , 3 – 10^{-14} . Параметры модели: концентрации $N_D = N_A = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, время жизни $\tau_D = 1.5 \text{ мс}$, $\tau_A = 4 \text{ мс}$, сечение поглощения фотона нанокристаллами $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$. Штриховой линией дана линейная зависимость.

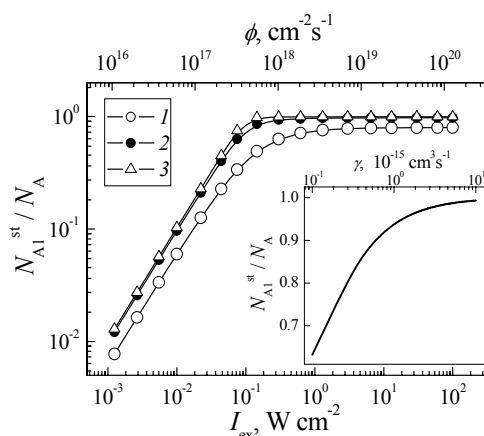


Рис. 2. Расчетные зависимости стационарного значения относительной концентрации возбужденных акцепторов от интенсивности оптической накачки при различных значениях коэффициента связи γ , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$: 1 – 10^{-16} , 2 – 10^{-15} , 3 – 10^{-14} . Параметры модели: $N_D = N_A = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\tau_D = 1.5 \text{ мс}$, $\tau_A = 4 \text{ мс}$, $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$. На вставке: расчетная зависимость стационарного значения концентрации возбужденных акцепторов от коэффициента передачи γ при плотности потока фотонов накачки $\phi = 7.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

воздействия световых импульсов различной интенсивности с прямоугольным временным профилем.

Рассчитаны зависимости относительных концентраций доноров (экситонов) и акцепторов (ионов Er^{3+}) энергии от уровня оптического возбуждения и получена зависимость стационарного значения относительной концентрации возбужденных акцепторов от коэффициента связи (рис.1 и 2). Показано, что при достаточно интенсивной накачке и большом коэффициенте связи происходит переход в возбужденное состояние почти всех акцепторов энергии. Кроме того, для значений коэффициента связи $\gamma > 10^{-16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ в зависимостях $N_{a1}^{st}(\phi) / N_d$ наблюдается сверхлинейный участок, после которого, так же, как и в случаях с меньшими γ , происходит постепенное насыщение относительного количества возбужденных доноров. Указанную сверхлинейную зависимость можно объяснить следующим образом. Количество энергии, передаваемой от доноров к акцепторам, снижается, т.к. акцепторы насыщаются (см. рис. 2) и энергия идет лишь на поддержание акцепторов в возбужденном состоянии. В результате возрастает темп перехода доноров в возбужденное состояние. Зависимость становится сверхлинейной.

Результаты расчетов хорошо описывают ФЛ свойства структур $\text{nc-Si/SiO}_2:\text{Er}$ при низких уровнях возбуждения. В то же время, при

достаточно интенсивной оптической накачке имеет место количественное (но не качественное) отклонение экспериментальных зависимостей интенсивности экситонной и эрбиевой ФЛ от расчетных. Для более точного соответствия экспериментальным результатам необходимо, по-видимому, дальнейшее развитие модели, а именно, учет распределения значений коэффициента связи доноров и акцепторов энергии, рассмотрение более высоко расположенных возбужденных состояний акцепторов, а также учет возможности процесса обратной передачи энергии от акцепторов к донорам. Тем не менее, рассмотренная модель позволяет на основании сравнения экспериментальных и расчетных зависимостей сделать оценки параметра связи, характеризующего взаимодействие экситонов в кремниевых нанокристаллах и окружающих акцепторов энергии для рассматриваемых в работе систем.

[1] D. Kovalev, E. Gross, N. Kuenzner, F. Koch, V. Yu. Timoshenko, M. Fujii, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137401 (2002).

[2] M. Zacharias, J. Heitmann, R. Shcholz, U. Kahler, M. Schmidt, J. Blasing, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 661 (2002).

[3] Fujii M., Yoshida M., Kanzava Y., Hayashi S. Yamamoto K., *Appl. Phys. Lett.*, **71** (9), 1998 (1997).

Изменение дислокационной люминесценции при релаксации дислокаций в Si, созданных в условиях высоких давлений и низких температур.

Э.А.Штейнман¹, А.Н. Терещенко¹, J.Rabier²

¹Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Москва

²Laboratoire de Métallurgie Physique, UMR CNRS 6630

Université de Poitiers SP2MI, BP 30179, 86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

Дислокации в материалах изучались, в основном, с точки зрения определения пластических свойств и возможности управлять прочностью материала. С другой стороны, дислокации являются структурным дефектом в идеальной решетке и могут вводить дополнительные уровни энергии. В частности в полупроводниках это приводит к появлению дополнительных каналов рекомбинации избыточных носителей. Благодаря этому в кремнии удалось получить рекомбинационное излучение, выживающее до комнатной температуры. Это открыло перспективу использования кремния в оптоэлектронике, эффект реализации которой трудно переоценить. Исследования связи структуры дислокаций и люминесценции в области 0.8эВ в кремнии (полоса Д1) показали, что центры рекомбинации, ответственные за эту люминесценцию являются своего рода дефектами на регулярных 60° дислокациях. С точки зрения увеличения квантового выхода кремниевого излучения, важнейшей задачей является нахождение эффективных путей генерации этих центров. При введении дислокаций методом пластической деформации нарушение регулярности дислокационных линий происходит при встрече движущихся дислокаций с препятствиями. В частности, образование дислокационной сетки при релаксации SiGe/Si структур приводит к взаимному пересечению дислокаций, движущихся в разных плоскостях. Это, в свою очередь, приводит к реакциям между дислокациями и образованию структурных дефектов на дислокационной линии. В [1] было показано, что интенсивность полосы ФЛ Д1 в кремнии увеличивается пропорционально количеству точек пересечения. Другим возможным способом генерации дефектов, ответственных за полосу люминесценции Д1 является преобразование ядра дислокаций из тасованного набора в ядро скользящей дислокации. В настоящей работе исследованы возможные механизмы трансформации дислокационных ядер и проведены исследования эффективности таких процессов с помощью метода люминесценции.

С точки зрения структуры мы можем ожидать скольжения дислокаций при относительном сдвиге в плоскости 1a (Рис.1) т.к. легче порвать

меньшее количество связей. Однако исследование образовавшейся дислокационной структуры указывает, что скользящий набор дислокаций лежит в плоскости 1б.

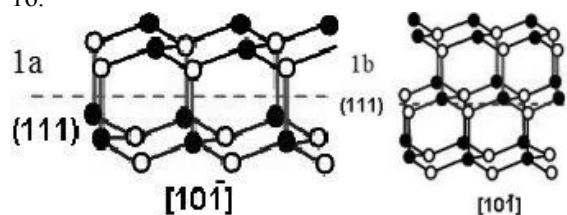


Рисунок 1. Возможные плоскости скольжения

В то же время, при пластической деформации в области низких температур (< 500°C) и высоких напряжениях образуются дислокации, лежащие в плоскости 1а. Формально, преобразование одного набора в другой требует элементарного акта перемещения дислокации на одну постоянную решетки. Два основных механизма могут обеспечить такое перемещение: поперечное скольжение и переползание. Принципиальное отличие этих механизмов заключается в том, что первый процесс может проходить под действием напряжения с помощью термической активации, тогда как второй процесс требует образования или аннигиляции собственных точечных дефектов, включающего их диффузию. В связи с этим можно ожидать, что механизм поперечного скольжения будет основным при низких температурах, тогда как переползание вероятнее при высоких температурах. В работе [2] было показано, что дислокации скользящего набора, введенные в условиях высокой температуры и низких напряжений не преобразуются в полные дислокации в условиях деформации при высоком давлении, хотя новые полные дислокации образуются. Напротив, отмечено появление аномальных расщеплений скользящих дислокаций, которые должны препятствовать перестройке ядра по любому механизму. Что касается более вероятного процесса обратной трансформации полных дислокаций в скользящие дислокации, то прямые исследования отжига образцов при 680°C при одновременном наблюдении в электронном

микроскоп также не выявили такого процесса [2]. При этом было отмечено зарождение и распространение новых скользящих дислокаций. Мы использовали образцы, аналогичные исследованным в работе [2]. Образцы изохронно

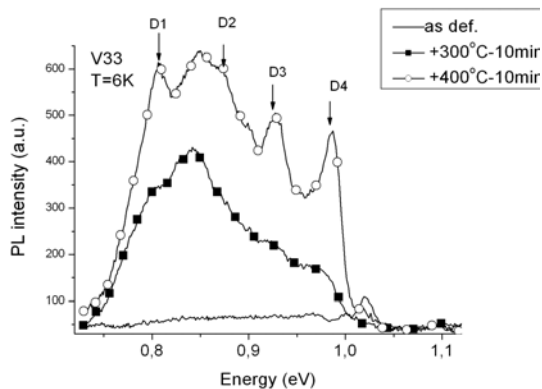


Рисунок 2. Спектры ФЛ после деформации и последовательных отжигов при 300°C и 400°C.

тжигались при температуре от 300°C по 10 мин. Спектры люминесценции измерялись при низкой температуре как исходных образцов, так и после каждой стадии отжига. На рис.2 показаны спектры образца после деформации при 5 ГПа при комнатной температуре и после двух отжигов при 300°C и 400°C. Поскольку условия измерения были одинаковы, интенсивность люминесценции отражает концентрацию

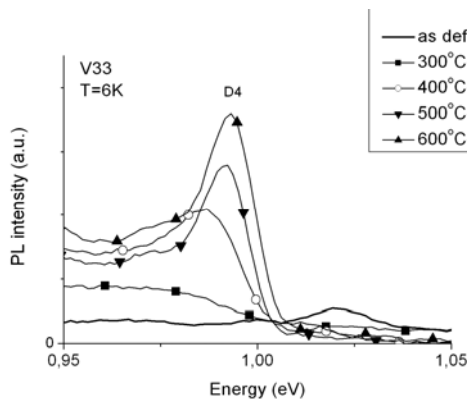


Рисунок 3. Модификация спектра ДФЛ в области линии Д4.

соответствующих дефектов. Видно, что уже после отжига при 300°C появляется заметный вклад длинноволновой части дислокационной люминесценции. В то же время, линия в области 1.02 эВ гаснет. Дальнейший отжиг при 400°C приводит к усилению интенсивности дислокационной люминесценции и относительному увеличению Линий Д4 и Д3, связанных с прямолинейными сегментами расщепленных 60° дислокаций. Таким образом, можно утверждать, что в образце образовалась некоторая концентрация дислокаций скользящего набора. Поскольку это произошло при температуре, когда движение дислокаций

невозможно, можно предположить, что произошло структурное превращение имеющихся дефектов в скользящие дислокации. Рассмотрим подробнее поведение линии Д4, которая возникает из-за рекомбинации на регулярных сегментах 60° дислокаций. Рис. 3 иллюстрирует изменение распределения спектральной интенсивности в области линии Д4

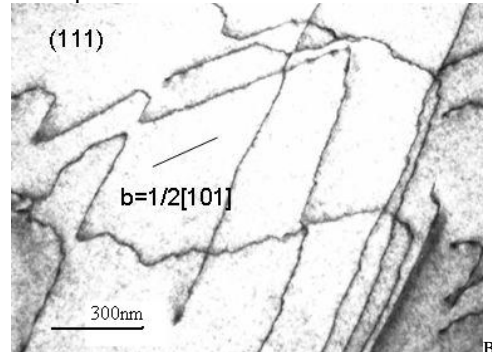


Рисунок 4. Дислокационная структура после 1го отжига при 300°C.

результате последовательных изохронных отжигов. На первой кривой (без символов) показан исходный спектр образца после деформации при поддерживающем давлении 5 ГПа и комнатной температуре. Фактически, люминесценция представлена двумя широкими полосами с максимумами около 1.02 эВ и 0.96 эВ. Согласно работам [3,4] такие полосы возникают при реализации аномальных неравновесных расщеплений 60° дислокаций. Причем длинноволновая полоса соответствует малым расщеплениям. Отжиг при 300°C почти полностью гасит коротковолновую компоненту, а интенсивность длинноволновой полосы растет и перераспределяется в сторону больших энергий. Этот процесс ускоряется при следующих отжигах и завершается появлением стандартной полосы Д4 после отжига при 500°C. Нужно отметить, что структура дислокаций мало меняется после отжига 300°C в масштабе, показанном на рисунке 4. Это свидетельствует о том, что структурные превращения происходят на микромасштабе.

Работа поддержана грантом программы РАН.

Литература:

- 1 E.A.Steinman, V.I.Vdovin, T.G.Yugova, V.S.Avrutin, and N.F.Izyumskaya *Semicond.Sci.Technol.* **14**, 582 (1999).
- 2 J. Rabier, J.L.Demenet, *Phys.St.Sol.(a)* **202**, 944 (2005).
- 3 А.Н.Изотов.Э.А.Штейнман. *ФТТ* **29** в3 879 (1987).
- 4 R.Sauer, J.Weber, and J.Stolz, *Appl.Phys.A* **36**, 1 (1985).

Оптические и структурные свойства нанокластеров, сформированных имплантацией в SiO₂ ионов Si⁺ (Ge⁺, C⁺)

В.А.Юхимчук, В.Я. Братусь, М.Я. Валах, В.П. Мельник, Б.Н. Романюк, И.М. Хацевич

Институт физики полупроводников им.В.Е.Лашкарева НАН Украины Киев, 03028, пр. Науки 45, Украина

В последнее десятилетие интенсивно исследуется нанокристаллический кремний (nc-Si), что обусловлено, в первую очередь, проблемой создания излучателей света в видимой области спектра на основе хорошо развитой и дешевой кремниевой технологии. Эффективным методом создания кремниевых квантовых точек (КТ) в SiO₂-матрице является имплантация ионов Si⁺ с последующим высокотемпературным отжигом.

Для получения интенсивной фотолюминесценции (ФЛ) в видимой области спектра необходимо сформировать ансамбль кремниевых КТ в SiO₂, имеющих размеры в квантово-размерном диапазоне с незначительной дисперсией размеров и совершенную кристаллическую структуру с качественным интерфейсом nc-Si/SiO₂ [1]. Однако, спектральное положение стационарной полосы ФЛ для структур

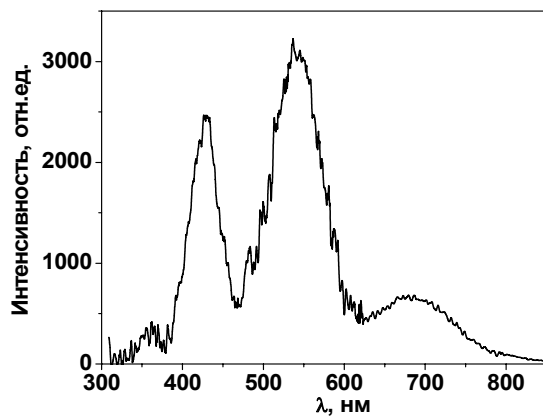


Рис.1. Спектр ФЛ структур Si/SiO₂:Si⁺C⁺ после отжига при 1100°C в атмосфере аргона.

Si/SiO₂:Si⁺ мало изменяется при значительном изменении средних размеров КТ и ее наиболее высокоэнергетическое положение составляет ~1.7 эВ. Варьирование дозы имплантации и последующего отжига не позволяют сместить полосу ФЛ в более высокоэнергетическую область. Во многих работах этот результат объясняется с использованием модели, предложенной в работе [2]. Она исходит

из того, что на интерфейсе между nc-Si и SiO₂ матрицей реализуется тонкий переходной слой SiO_x, в котором между атомами Si и атомами кислорода формируются двойные связи. Расчеты показали, что энергия таких центров почти не изменяется при изменении ширины запрещенной зоны nc-Si.

С целью получения излучения во всей видимой области спектра нами были сформированы структуры Si/SiO₂, имплантированные ионами Si⁺, Ge⁺, C⁺, а также совместной имплантацией ионов Si⁺, C⁺ и Si⁺, Ge⁺. Варьировались энергии и дозы имплантированных ионов при изменении температуры и времени отжига. На указанных структурах получены следующие результаты.

Для пленок SiO₂:C⁺, отожженных при T ≥ 600°C, возникает полоса ФЛ в области 2.28 эВ, обусловленная формированием углеродных преципитатов. В пленках SiO₂, последовательно имплантированных ионами Si⁺ и C⁺ и отожженных при 1100°C, возникают три интенсивные полосы ФЛ с максимумами 2.75, 2.28 и 1.81 эВ (Рис.1).

Появление наиболее высокоэнергетической полосы (2.75 эВ) может быть обусловлено рекомбинацией электронно-дырочных пар в nc-SiC, которые формируются при длительном высокотемпературном отжиге. В то же время полоса ФЛ, характерная для nc-Si (1.81 эВ) смещается в высокоэнергетическую сторону незначительно. Отношение интенсивностей полос характерных для углеродных кластеров (2.28 эВ) и nc-Si зависит от соотношения имплантированных ионов C⁺ и Si⁺.

Для структур SiO₂:Ge⁺ спектр ФЛ зависит от условий имплантации. В неотожженных структурах с равномерным распределением ионов Ge⁺, полученным при многократной имплантации с разными энергиями и дозами, проявляются две полосы ФЛ с максимумами 1.94 и 2.2 эВ (Рис.2, а). В то же время для структур с гауссовым распределением ионов Ge⁺ наблюдается одна полоса с максимумом 2.01 эВ (Рис.2, б). Исследования спектров ЭПР обнаружили корреляцию между интенсивностью полос ФЛ с максимумами 1.94, 2.01 и 2.2 эВ и интенсивностями ЭПР-линий при термических отжигах данных структур, что указывает на

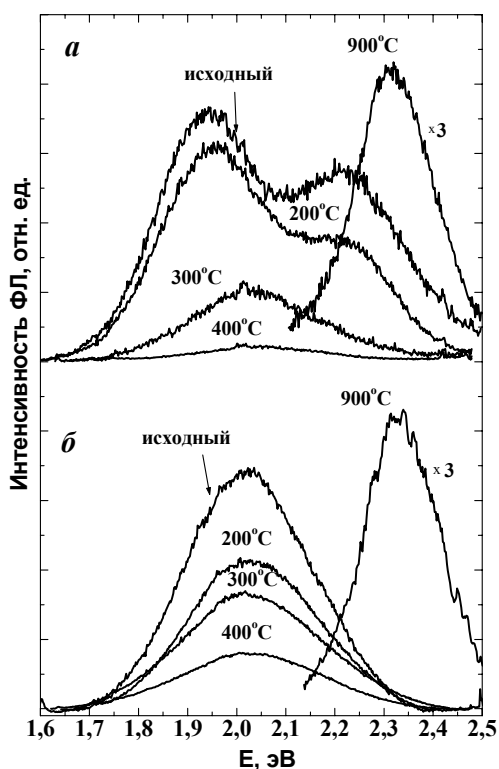


Рис.2. Спектры ФЛ структур $\text{SiO}_2:\text{Ge}^+$ с равномерным (а) и гауссовым (б) профилями Ge^+ при различных температурах отжига.

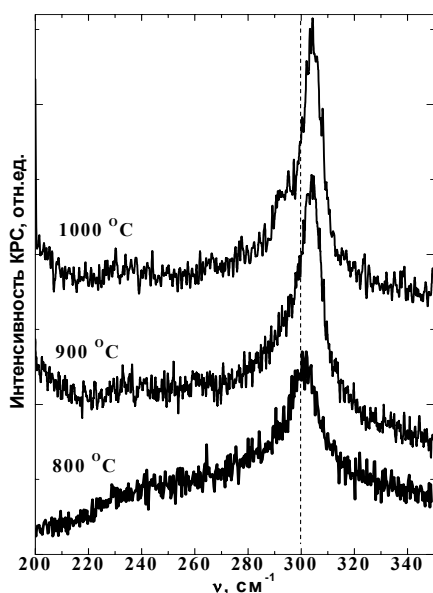


Рис.3. КРС спектры $\text{SiO}_2:\text{Ge}^+$ структур при различных температурах отжига.

дефектную природу этого излучения. Установлено, что парамагнитными дефектами являются центры E'_{γ} , связанные с вакансией кислорода в SiO_2 , а также дефекты, обусловленные замещением атомами Ge атомов Si в узлах SiO_2 -матрицы.

Из анализа спектров КРС (Рис.3) следует, что при температуре отжига $\sim 650^\circ\text{C}$ формируются аморфные Ge кластеры, которые при температуре $\sim 750^\circ\text{C}$ начинают трансформироваться в кристаллические. Показано, что на nc-Ge со стороны SiO_2 матрицы действует значительное гидростатическое давление. Установлено, что полоса ФЛ с максимумом 2.32 эВ (Рис.2, а, б), которая возникает при высокотемпературном ($>750^\circ\text{C}$) отжиге образцов, связана с формированием нанокристаллов Ge в SiO_2 . Со временем ее интенсивность быстро уменьшается, что может быть обусловлено формированием центров гашения на интерфейсе nc-Ge/ SiO_2 за счет сильного давления SiO_2 матрицы.

[1] Valakh. M.Ya., Yukhimchuk V.A., Bratus' et al. J. Appl. Phys. **85**, 163 (1999).

[2] Wolkin M.V., Jorne J., Fauchet P.M. et al. Phys. Rev. Lett., **82**, 197 (1999).

Температурная зависимость фотолюминесценции SiGe/Si(001) структур с самоформирующимися наноструктурами

А.Н.Яблонский, А.В.Новиков, Д.Н.Лобанов, М.В.Шалеев, З.Ф.Красильник

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Россия

e-mail: yablonsk@ipm.sci-nnov.ru

Практический интерес к SiGe структурам с самоформирующимися островками во многом связан с наблюдаемым в этих структурах сигналом люминесценции в области 1.3-1.55 мкм. Исследования влияния температуры измерения на спектры люминесценции структур с Ge(Si) островками могут дать информацию о строении и разрыве энергетических зон в этих структурах, об особенностях рекомбинации носителей заряда в них. В данной работе мы представляем результаты детального исследования температурной зависимости спектров фотолюминесценции (ФЛ) структур с Ge(Si)/Si(001) островками.

Исследуемые одно и многослойные структуры с Ge(Si)/Si(001) островками были выращены методом МПЭ в диапазоне температур роста 600°C-700°C. Для регистрации спектров ФЛ в интервале температур 4.5 - 300 К использовался Фурье-спектрометр BOMEM DA3 с охлаждаемым Ge детектором. Образцы помещались в гелиевый оптический криостат с регулировкой температуры образца. Для оптической накачки использовалось излучение лазера Nd:YAG ($\lambda = 532$ нм).

При низкой температуре в спектре ФЛ однослойной структуры с островками Ge(Si), выращенной при 700°C (рис. 1а), наблюдаются линии, связанные с излучательной рекомбинацией носителей заряда в островках и смачивающем слое, а также линии излучения электрон-дырочных капель, свободных и связанных на мелких примесях экситонов [1]. При исследовании температурной зависимости спектров ФЛ в интервале $T = 4.5 - 12$ К было обнаружено существенное возрастание интенсивности сигнала ФЛ от Ge(Si) островков (рис. 1б). Аналогичное возрастание сигнала ФЛ от Ge(Si) островков наблюдалось ранее в работе [2]

и связывалось с перераспределением носителей заряда между смачивающим слоем и островками, поскольку в том же интервале температур наблюдалось падение интенсивности сигнала ФЛ от смачивающего слоя. В нашем случае данный механизм, по-видимому, не может являться причиной обнаруженного возрастания сигнала ФЛ от островков, поскольку сигнал ФЛ от смачивающего слоя в интервале температур 4.5 - 20 К практически не меняется. В то же время, как видно из рис. 1в, в данном температурном интервале наблюдается резкое падение интенсивности сигнала ФЛ связанных экситонов и электрон-дырочных капель с одновременным ростом интенсивности сигнала ФЛ от свободных экситонов. Следует упомянуть, что лазерное излучение, использовавшееся для оптической накачки ФЛ, имеет характерную глубину проникновения в SiGe структуры ~ 1.5 мкм, тогда как толщина слоев, выращенных МПЭ, для однослойных структур с островками составляла $\sim 0.2 - 0.3$ мкм. Следовательно, наблюдаемые линии экситонной ФЛ относятся в основном к рекомбинации экситонов в Si подложке. В связи с этим, возрастание сигнала ФЛ островков Ge(Si) в интервале $T = 4.5 - 12$ К связывается с распадом электрон-дырочных капель и отрывом локализованных в Si подложке связанных экситонов с последующей диффузией и эффективным захватом образовавшихся свободных экситонов Ge(Si) островками.

Как видно из рис. 1(а,б), при низкой температуре пик ФЛ от островков Ge(Si) имеет сложную форму и может быть представлен в виде суммы двух гауссовых пиков со значениями максимумов 0.762 и 0.818 эВ. Следует отметить, что расстояние между максимумами этих пиков практически не зависит от температуры измерения и близко к энергии

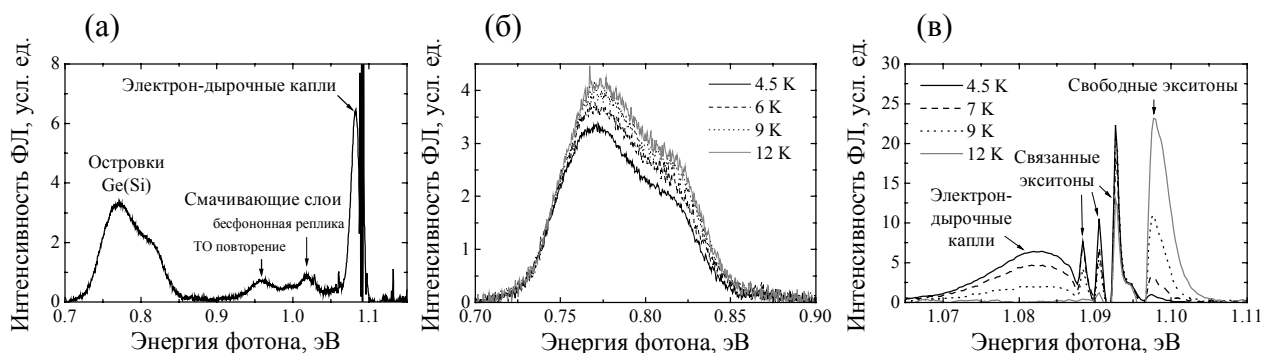


Рис.1. Спектры ФЛ структуры Ge(Si)/Si(001) с островками. (а) Спектр ФЛ при $T = 4.5$ К. В спектре присутствуют линии от Ge(Si) островков, смачивающего слоя, электрон-дырочных капель, свободных и связанных экситонов. (б) Сигнал ФЛ от островков Ge(Si) в интервале $T = 4.5 - 12$ К. (в) Сигнал ФЛ, связанный с рекомбинацией носителей заряда в Si, в интервале $T = 4.5 - 12$ К.

ТО фонона в Si (~ 57 мэВ) [1]. Подобная форма сигнала ФЛ от островков наблюдалась ранее в ряде работ и связывалась либо с наличием в спектре фоновых реплик [2, 3], либо с бимодальным распределением островком по форме и размерам [4]. В нашем случае второе объяснение является маловероятным, поскольку в исследованных структурах доминирующим типом островков являлись куполообразные (“dome”) островки.

С ростом температуры измерения (рис.2а) происходит резкое падение интенсивности низкоэнергетического пика ФЛ от островков, который являлся доминирующим при низких температурах (< 20 К) (рис.1б), и возрастание интенсивности высокоэнергетического пика, который становится преобладающим в спектре ФЛ при $T > 80$ К. Общая интегральная интенсивность сигнала ФЛ от островков остается при этом постоянной. Подобное поведение свидетельствует о том, что наличие двух пиков в сигнале ФЛ от островков не может быть объяснено наличием в спектре фоновой и бесфоновой реплик.

Можно предположить, что два пика, наблюдаемые в сигнале ФЛ от островков, соответствуют двум различным механизмам излучательной рекомбинации носителей заряда. Низкоэнергетический пик связан с рекомбинацией дырок, локализованных в островках, и электронов, слабо локализованных в Si на границе с островком (непрямой переход). Второй, высокоэнергетический, пик связан с рекомбинацией электронов и дырок, расположенных в островках (прямые переходы) (рис.2б). Возможность реализации прямых переходов в Ge(Si) островках была рассмотрена в работе [5], где отмечалось, что с ростом температуры происходит увеличение вероятности заселения электронами более высокоэнергетических электронных состояний внутри Ge(Si) островков. В работе [6] было показано, что перекрытие волновых функций электронов и дырок в случае прямых переходов существенно выше, чем для непрямых переходов, поэтому при высоких температурах может доминировать пик, связанный с рекомбинацией носителей заряда в островках.

Помимо описанного выше возрастания сигнала ФЛ от островков в интервале $T = 4.5 - 12$ К, для ряда структур наблюдалось существенное увеличение интегральной интенсивности сигнала ФЛ островков (до 30 %) в интервале $T = 80 - 180$ К. В работе [7] аналогичный рост сигнала люминесценции связывался с термической активацией носителей заряда, захваченных на глубокие центры безызлучательной рекомбинации, с последующей их излучательной рекомбинацией.

Дальнейшее увеличение температуры выше 180 К сопровождается падением интенсивности ФЛ Ge(Si) островков, которая связывается с термическим выбросом дырок из Ge(Si) островков. Численное значение энергии активации температурного гашения сигнала ФЛ лежит в диапазоне 0.1 - 0.3 эВ и существенным образом зависит от параметров структуры и условий ее роста. В частности, для многослойных структур с

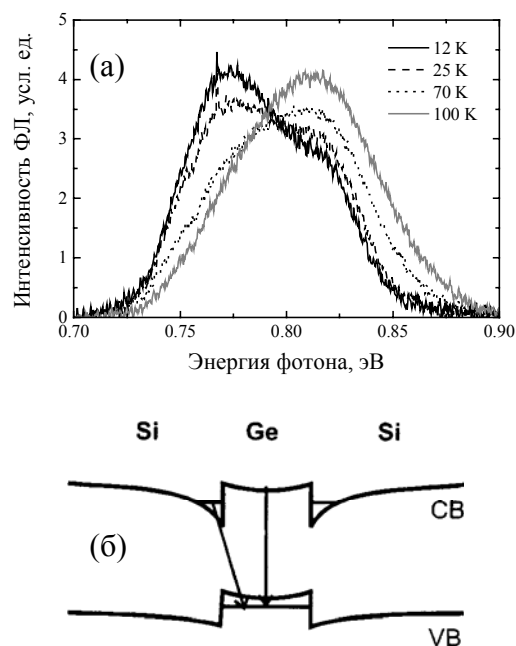


Рис.2. (а) Модификация спектра ФЛ островков с ростом температуры в интервале 12 - 100 К. (б) Модель прямых и непрямых в пространстве оптических переходов в островках Ge(Si).

островками, наблюдается более слабое температурное гашение сигнала ФЛ от островков, чем для однослойных структур, полученных при аналогичных условиях роста. По-видимому, это связано с лучшей локализацией носителей заряда в многослойных структурах в напряженных Si слоях, разделяющих соседние слои островков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 05-02-17336-а), программ РАН и Рособразования (проект РНП.2.1.1.1370).

- [1] G.Davies, *The optical properties of luminescence centers in silicon*, Elsevier Science Publishers B.V., North Holland, Amsterdam.
- [2] J.Wan, G.L.Jin, Z.M.Jiang, et. al., *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1763 (2001)
- [3] V.Le Thanh, V.Yam, P.Boucaud, et. al., *Phys. Rev. B* **60**, 5851 (1999)
- [4] O.G.Schmidt and K.Eberl, *Phys. Rev. B* **61**, 13721 (1999)
- [5] M.Larsson, A.Elfving, P.O.Holts, et. al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4785 (2003)
- [6] C.Penn, F.Schaffler, G.Bauer, S.Glutsch, *Phys. Rev. B* **59**, 13314 (1998)
- [7] М.С.Бреслер, О.Б.Гусев, Б.П.Захарченя, И.Н.Ясиевич, *ФТТ* **46(1)**, 10 (2004)

Quantitative Magnetic Imaging using Combined Magneto-optics and Magnetic Force Microscopy

T. Dziomba¹, S. Sievers¹, S. Dreyer², J. Lüdke¹, M. Albrecht¹, U. Siegner¹,
Ch. Jooss²

¹Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany,

²Institut für Materialphysik, Universität Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen, Germany

e-mail: thorsten.dziomba@ptb.de

Introduction

We present our results on the stray field calibration of a magnetic force microscope (MFM) based on a combination of MFM with magneto-optics using indicator films (MOIF).

Magnetic force microscopy has become a powerful method for high resolution magnetic stray field imaging with a resolution down to some 10 nm. MFM can be applied under various environmental conditions, it is robust against surface contaminations and non-destructive. However, MFM, in general, is not a quantitative technique. In order to obtain quantitative magnetic stray field data, different approaches for a deconvolution of the measured MFM signal were pursued. In the framework of a point-probe approximation [1] a localized monopole or dipole moment is ascribed to the tip. A more general calibration ansatz is used by Hug and coworkers [2,3] based on a transfer function. This technique requires reference samples. The Hug group uses CAMST reference samples, an unpatterned multilayered (Co_xNi_{1-x}/Pt) sample with small domain size [4]. Their technique implicitly uses a second transfer function that relates the stray field to the sample magnetization which is not a priori known.

Experimental and results

Our groups are working on a transfer function based calibration ansatz using reference samples with well defined stray field distribution which makes the usage of a second transfer function redundant. For this purpose we combined MFM with magneto optics using magneto optical indicator films and inverse magnetostatic methods [5]. Hard magnetic FePt films, which exhibit out-of-plane magnetization axes, are patterned with standard electron lithography to square and circular shaped elements with sizes between 10 μm and 500 nm and are used as reference samples. By application of a magneto optical indicator film (MOIF) technique [6,7] based on the Faraday effect quantitative imaging of the stray field H_z of these reference samples is possible on length scales between several mm to 300 nm. If used in combination with inverse and forward magnetostatic calculation techniques and micromagnetic simulations, a complete characterization of the magnetization \mathbf{M} and the stray field \mathbf{H} of the

reference samples is possible, details are described elsewhere [8]. The inverse techniques are restricted to thin film geometries, where the z -dependence of $M(r)$ can be disregarded or $M(r)$ is approximated by the magnetization vector field averaged over the thickness of the film. These restrictions are fulfilled by thin hard magnetic films and the techniques are applicable to our reference samples.

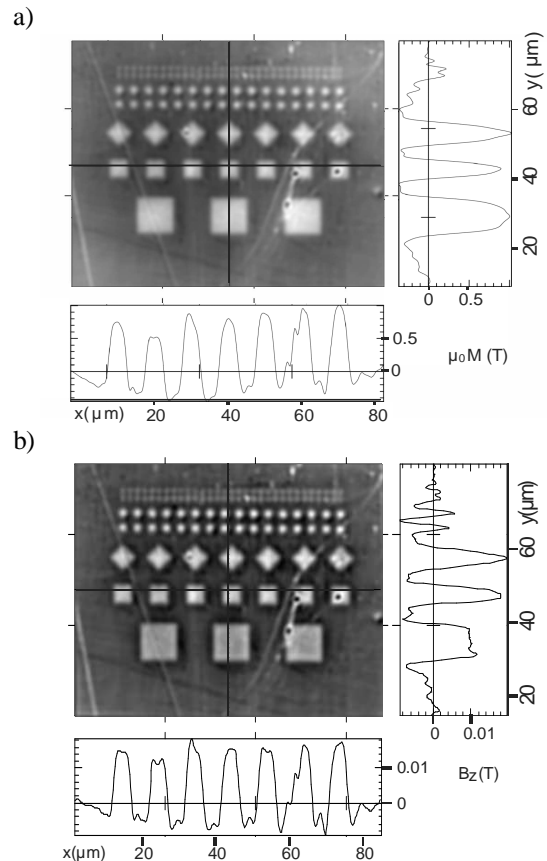


Fig. 1. a) Magnetization and b) stray field images at a height of 100 nm, calculated from a MOIF image of a patterned FePt film by magnetostatic calculation techniques.

Fig. 1 shows the calculated magnetization $M_{\text{sample}}(x,y)$ and stray field H_z images of one of our reference samples. Both have been calculated from a MOIF image. The line plots show the M and H_z values along the black lines. Based on these quantitative MOIF results a solid basis for the

calibration of the MFM signal can be provided, as will be discussed in the following.

MFM measurements can be performed in a non-contact linear lift mode where the cantilever scans the surface line by line at a constant lift height h of the tip apex. The highest sensitivity can be obtained in the dynamic force microscopy mode, where the MFM cantilever is forced to oscillate. The position dependent frequency shift Δf of the forced oscillation is mapped. Δf is a measure for the interaction between the magnetically coated tip and the sample stray field \mathbf{H} . Typically, the MFM tip is magnetized in z -direction and sensitive to the z -component of the stray field H_z . Fig. 2 shows a MFM image for the same state of the FePt element array as in fig. 1. The image was acquired at a measurement height of $h = 100$ nm with a commercial microscope (Surface Imaging Systems in self excitation mode) and a commercial tip (Nanosensors).

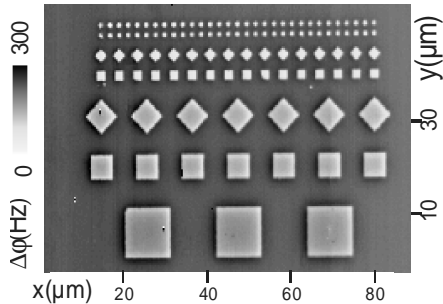


Fig. 2. MFM frequency shift image of the same patterned FePt film as in Fig. 1, measured at 100 nm lift height.

A deconvolution is required to determine $H_z(x,y)$ from the measured $\Delta f(x,y)$ values. It can be shown, that the frequency shift is proportional to the gradient of the force F acting onto the oscillating tip, i.e. $\Delta f \sim dF_z/dz$.

As long as the magnetization of the tip is not modified by the stray field of the sample, the magnetic force F on the tip with the magnetization \mathbf{M} can be calculated using

$$\mathbf{F}(x, y, z) = -\mu_0 \int_{tip} \mathbf{H}(x', y', z') \cdot \nabla' \cdot \mathbf{M}(x' - x, y' - y, z' - z) dx' dy' dz' \quad (\text{Eq. 1})$$

(x, y, z) is the position of the tip apex in the sample plane (x, y) at a height z above the surface. The integral is performed over the volume of the tip.

It can be shown that in 2d Fourier space $((x, y, z) \rightarrow (k_x, k_y, z))$ the MFM contrast Δf is related to the stray field by a tip dependent linear transfer function ICF ($\mathbf{k} = (k_x, k_y)$).

$$\Delta f(\mathbf{k}, h) = \text{ICF}(\mathbf{k}) \cdot H_z(\mathbf{k}, h) \quad (\text{Eq. 2})$$

where h is the height of the tip apex above the sample surface. The so called Instrument Calibration Function ICF describes all instrument dependent contributions to the imaging process as well as the contribution of the spatially extended tip itself. The contribution of the tip may be calculated from the

magnetization distribution \mathbf{M} of the tip, but in general \mathbf{M} is not known. However, if the stray field distribution H_z is known, a comparison in between the H_z distribution and the Δf distribution in the 2d k -space can be used to determine the transfer function ICF, using Eq. 2. The required stray field data can be provided by combining MFM with MOIF. As has been shown above, the $H_z(x, y, h)$ distribution of a reference sample at the lift height h of the MFM tip may be directly calculated based on the MOIF-measurements (see Fig. 1). I.e. the MOIF measurements provide the quantitative data which are necessary for the MFM calibration. Once the transfer function ICF has been determined for a certain tip, any MFM image can be transferred into a stray field image by a simple multiplication with $1/\text{ICF}$ in the 2d k -space. The developed inverse magnetostatic techniques then also allow for a calculation of the sample magnetization from the MFM images. In order to calibrate the MFM at larger k -values, the MOIF-technique will be combined with micromagnetic simulations which allow for a calculation of the stray field of nanometer scale patterns.

Conclusion

Once combined MOIF and MFM allow for quantitative magnetic imaging with large area overview and highest resolution from mm to the 10 nm scale. Local stray field and magnetization values can be determined quantitatively. The MOIF technique allows one to characterize large areas and thus whole arrays of patterned elements at a single shot measurement. The MFM measurements provide the complementary high resolution imaging. The transfer function approach and the inverse and forward magnetostatic techniques will be discussed.

- [1] U. Hartmann, Phys. Lett. A **137** (1989), 475.
- [2] H. J. Hug, B. Stiefel, P. J. A. van Schendel, A. Moser, R. Hofer, S. Martin, and H.-J. Güntherodt, J. Appl. Phys. **83** (1998), 5609.
- [3] P. J. A. van Schendel, H. J. Hug, B. Stiefel, S. Martin, and H. J. Güntherodt, J. Appl. Phys. **88** (2000) 435.
- [4] L. Abelmann, S. Porthun, M. Haast, . lodder, A. Moser, M.-E. Best, P.J.A. van Schendel, B. Stiefel, H.J. Hug, G.P. Heydon, A. Farley, S.R. Hoon, T. Pfaffelhuber, R. Proksch, K. Babcock, Journ. Magn. Magn. Mat. **190** (1998), 135.
- [5] S. Sievers, M. Albrecht, U. Siegner, S. Dreyer, and Ch. Jooss, J. Appl. Phys. **99** 08S504, 2006.
- [6] Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, H. Kronmüller, and S. Leonhardt, Rep. Prog. Phys. **65** (2002), 651.
- [7] A. A. Polyanskii, D. M. Feldmann and D. Larbalestier, Handbook of Superconducting Materials, ed. D. Cardwell and D. Ginley, IOP Publishing, Bristol.
- [8] S. Dreyer, J. Norpoth, C. Jooss, S. Sievers, U. Siegner, V. Neu, T. Johansen, submitted to J. Appl. Phys..

Исследование режимов фотонностимулированной зондовой нанолитографии методом локального анодного окисления

О.А. Агеев, В.В. Поляков, А.М. Светличный,
В.А. Смирнов, А.С. Коломийцев

Технологический институт Южного федерального университета, пер. Некрасовский 44, Таганрог, Россия
e-mail: ageev@fep.tsure.ru

Создание элементной базы нанoeлектроники связано с исследованием и разработкой нанолитографических методов модификации поверхности подложки с высоким разрешением. Наиболее перспективным методом для формирования элементов металлической нанoeлектроники, работающих при комнатной температуре, является зондовая нанолитография методом локального анодного окисления (ЛАО) [1,2]. Данный метод зондовой нанолитографии также позволяет формировать диэлектрические барьеры, резистивные маски для селективного травления, а также шаблоны разной формы, комбинируя которые можно производить различного рода электронные и механические элементы нанoeлектроники, такие как нанопроводники, накопители информации, одноэлектронные транзисторы, квантовые точки и микролинзы [2]. Основное влияние на процесс ЛАО оказывают такие факторы как амплитуда и длительность импульса напряжения, прикладываемого к системе зонд-подложка, относительная влажность и химический состав окружающей среды, а также параметр Set Point - сигнал цепи обратной связи сканирующего зондового микроскопа (СЗМ), определяющий интегральную интенсивность взаимодействия кантилевера с поверхностью подложки.

Последние исследования показали, что фотонная стимуляция процесса ЛАО оказывает дополнительное управляющее воздействие на воспроизводимость и однородность геометрических параметров формируемых оксидных наноструктур [3]. Целью работы является исследование режимов зондовой нанолитографии пленки титана методом ЛАО с использованием стимуляции некогерентным УФ- и ИК-излучением.

Экспериментальные исследования режимов ЛАО проводились на СЗМ Solver P47 PRO и многофункциональном сверхвысоковакуумном нанотехнологическом комплексе НАНОФАБ НТК-4 (производитель - ЗАО "Нанотехнология-МДТ", г. Зеленоград). СЗМ помещался в герметичную камеру, относительная влажность воздуха в которой поддерживалась постоянной и контролировалась с помощью цифрового измерителя влажности Oregon Scientific ETHG913R и составляла $70 \pm 1\%$. Векторная нанолитография выполнялась в динамическом режиме атомно-силовой микроскопии (АСМ), с

применением поставляемого в комплекте с оборудованием пакета прикладных программ Nova RC1 (1.0.26.1055). Используя кремниевые кантилеверы NSG 10 с проводящим W_2C покрытием, при приложении напряжения амплитудой от 5 до 10 В, на поверхности тонкой пленки титана формировались матрицы оксидных наноразмерных структур. Для изучения воздействия УФ- и ИК- излучения на процесс локального анодного окисления область, в которой проводилось ЛАО, облучалась УФ-светодиодом (CREE, USA) или ИК-светодиодом (АЛ-103А) с длинами волн 395 и 900 нм, соответственно. АСМ-изображение полученной матрицы оксидных наноразмерных структур титана приведено на рис. 1.

Затем, используя программный пакет Image Analysis 2.0 (производитель - ЗАО "Нанотехнология-МДТ", г. Зеленоград) производилась статистическая обработка полученных СЗМ изображений оксидных наноразмерных структур титана. По полученным статистическим данным построены зависимости высоты и ширины оксидных наноразмерных структур от приложенного напряжения при различных значениях SetPoint (рис. 2, 3).

Анализ зависимостей показывает, что при уменьшении значения SetPoint происходит увеличение размеров оксидных наноразмерных структур, что связано с увеличением интенсивности взаимодействия зонда с подложкой. Кроме того, установлено, что в использованном диапазоне режимов ЛАО УФ- и ИК-стимуляция приводит к уменьшению размеров оксидных наноразмерных структур и практически не влияет на пороговое напряжение.

В результате проведенной работы были исследованы режимы фотонностимулированной зондовой нанолитографии методом локального анодного окисления, получены зависимости высоты и ширины оксидных наноразмерных структур от амплитуды импульсов напряжения, приложенного к системе зонд-подложка. Установлено, что использование УФ-стимуляции увеличивает латеральную разрешающую способность метода ЛАО в сочетании с повышением воспроизводимости и однородности геометрических параметров формируемых оксидных наноструктур в пленке титана.

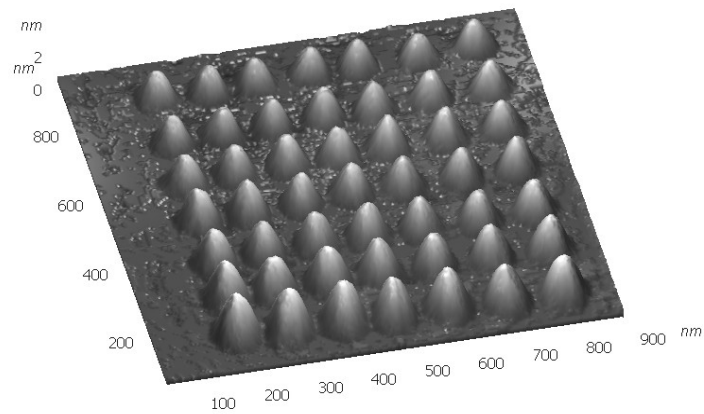


Рис. 1 АСМ-изображение оксидных наноразмерных структур на поверхности пленки титана, сформированных зондовой нанолитографией методом локального анодного окисления.

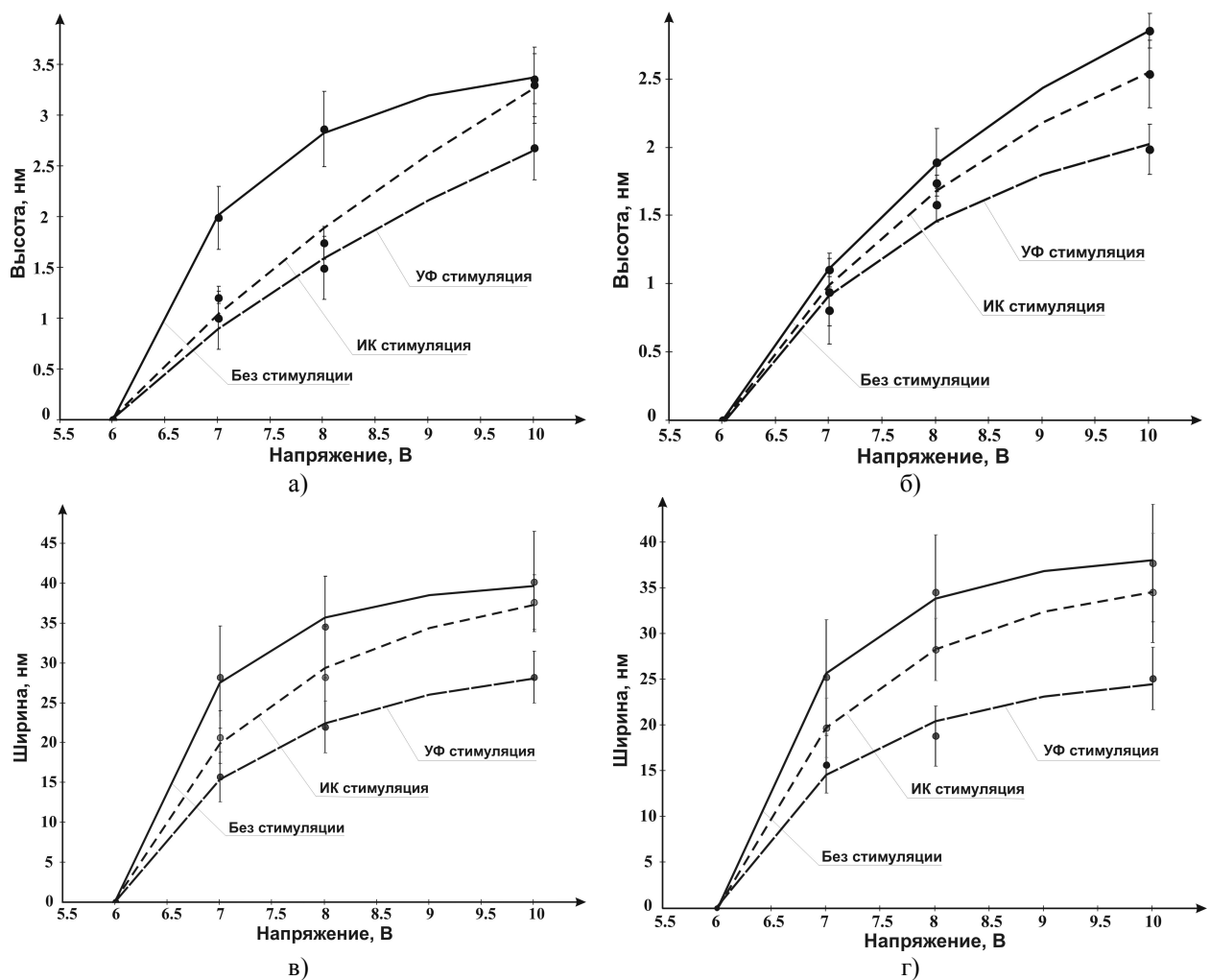


Рис. 3 Зависимость высоты (а, б) и ширины (в, г) оксидных наноразмерных структур от приложенного напряжения при SetPoint=0,1 нА (а, в) и SetPoint=0,3 нА (б, г).

[1] Чаплыгин Ю.А. Нанотехнологии в электронике // Москва: Техносфера, 2005. –448 с.

[2] Асеев А.Л. Нанотехнологии в полупроводниковой электронике // Новосибирск: Издательство СО РАН. -2004, 368 с.

[3] Агеев О.А., Коломийцев А.С., Поляков В.В., Светличный А.М., Смирнов В.А.

Формирование наноразмерных структур в пленке титана методом фотонно-стимулированного локального анодного окисления // Материалы МНК «Молодые ученые 2006» г. Москва, 2006 г., Т 2, с. 219-222

Исследование влияния электронно-лучевой обработки на наноструктуру поверхности подложек для наноэлектроники

О.А. Агеев, С.П. Авдеев, Е.Ю. Гусев, А.Г. Клово,
Д.И. Чередниченко, Н.И. Алябьева,

Технологический институт Южного федерального университета, пер. Некрасовский 44, Таганрог, Россия
e-mail: ageev@fep.tsure.ru

В условиях возрастающих требований к наноминиатюризации полупроводниковых и оптических приборов состояние поверхности определяет качество и механизмы работы формируемых элементов. Неустойчивость свойств и параметров поверхности, их неконтролируемое изменение вызывает нестабильность системы поверхность-элемент, что для структур нанометрового масштаба является критичным [1, 2].

В условиях бездефектного роста кристаллов ключевой проблемой технологии полупроводников становится подготовка подложек с совершенной структурой поверхности после проведения механической обработки. Одним из основных требований предъявляемых к подложкам наноэлектроники является низкая шероховатость поверхности, которая должна быть значительно меньше, чем характерные размеры наноэлементов [1-3]. Это определяет необходимость применения подложек с рельефом поверхности близким к атомарно-гладкому и является одним из наиболее перспективных решений проблемы создания элементов наноэлектроники [3]. Перспективным оказывается также использование подложек с профилированным нанорельефом структуры поверхности, для формирования упорядоченных массивов каталитических центров и инициирования механизмов самосборки наноструктур.

С развитием методов сканирующей зондовой микроскопии стало доступным исследование наноструктуры поверхности, деталей субмикронного размера, ширины межзеренных границ, зерна на начальной стадии кристаллизации, области существования локального порядка в аморфных телах, а также частицы, структура которых в основном определяется поверхностной, а не внутренней областью [1, 2].

Обзор литературных данных в области полировки поверхности различных материалов в совокупности с полученными ранее результатами показали перспективность тепловых источников обработки и использования низкоэнергетических потоков электронов в качестве технологического

инструмента [4, 5].

В работе исследовалось влияние электронно-лучевой обработки (ЭЛО) на наноструктуру поверхности подложек карбида кремния, сапфира, стекла. Была разработана математическая модель технологического процесса ЭЛО, позволившая оптимизировать экспериментальные режимы.

Для модификации поверхности подложек применялась специализированная установка по электронно-лучевой обработке [6].

Морфология поверхности подложек до и после обработки изучалась методом атомной силовой микроскопии (АСМ) с использованием сканирующего зондового микроскопа Solver P47 PRO и многофункционального сверхвысоковакуумного нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-4 производства ЗАО «Нанотехнология МДТ» (г. Зеленоград).

Согласно полученным данным (рис. 1, таб.) после обработки электронным лучом подложки карбида кремния средние значения шероховатости уменьшились более чем на порядок.

Варьируя режимы ЭЛО возможно получение подложек с нанопрофилированным рельефом поверхности (рис. 2).

Из экспериментальных данных следует, что после ЭЛО подложек формируется поверхность близкая к атомарно-гладкой. Время формирования и величина остаточного рельефа зависит от скорости обработки подложек.

Кинетика и механизмы полировки поверхности подложек при ЭЛО определяются кинетикой процессов релаксации кристаллической структуры, аннигиляции дефектов, плавления, фазообразования протекающих приповерхностном слое в условиях стимуляции электронно-лучевым воздействием.

Подготовка подложек по разработанной технологии с применением метода ЭЛО позволяет получать подложки с морфологией поверхности близкой к атомарно-гладкой, а также с нанопрофилированной поверхностью, эпитаксиального качества, пригодные для воспроизводимого формирования стабильных наноразмерных структур в нанотехнологии.

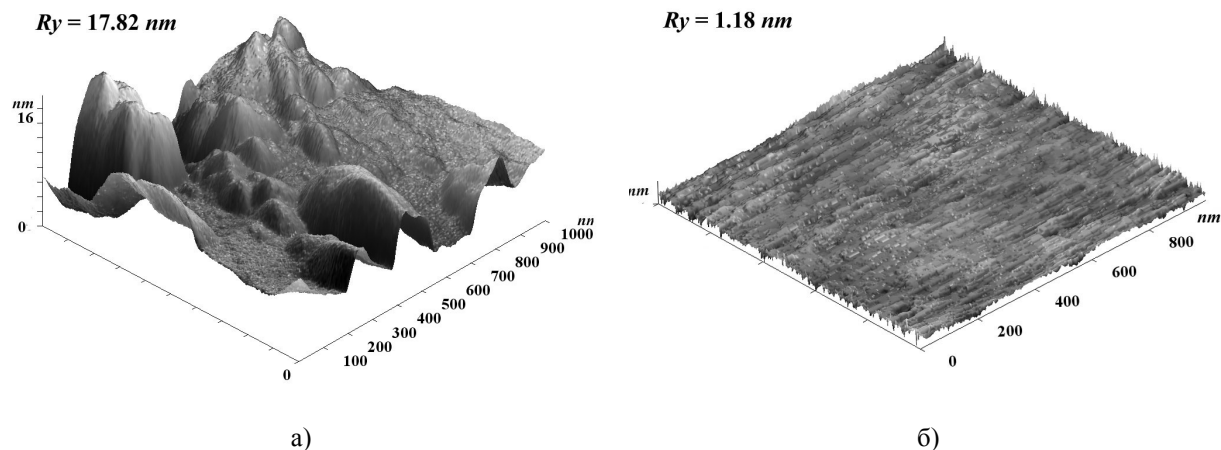


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности 6H-SiC (0001) а) до и б) после ЭЛО

Таблица. Влияние ЭЛО на морфологию 6H-SiC (0001) подложек

Размер поля сканирования		5x5 мкм ²		1x1 мкм ²	
Параметр шероховатости		до ЭЛО	после ЭЛО	до ЭЛО	после ЭЛО
размах высот	Ry, нм	56.76	3.97	17.82	1.18
высота неровностей	Rz, нм	23.60	1.87	8.92	0.55
среднеарифметическая шероховатость	Ra, нм	4.61	0.27	1.85	0.07
среднеквадратическая шероховатость	Rq, нм	5.69	0.35	2.53	0.09

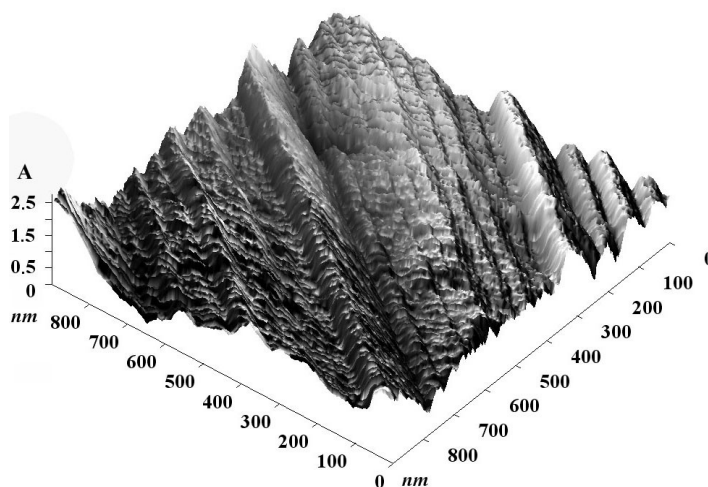


Рис. 2. АСМ-изображения поверхности 6H-SiC после ЭЛО

[1] Асеев А.Л. Нанотехнологии в полупроводниковой электронике. // Новосибирск: Издательство СО РАН. - 2004, 368 с.

[2] Асеев А.Л. Атомная структура полупроводниковых систем. // Новосибирск: Издательство СО РАН. - 2006, 292 с.

[3] Емельянов А.В., Портнов С.М. Анализ стабильности структур на атомарно-чистых поверхностях монокристаллов. // Электронная промышленность. -1993, №10, с. 3-6.

[4] Silicon Carbide: recent major advances. / W.J. Choyke, H. Matsunami, G. Pensl (eds.) // Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2003, p. 699-710.

[5] Ageev O.A., Avdeev S.P., Svetlichnyi A.M., et al. Surface preparation of 6H-SiC substrates by electron beam annealing. // Mat. Sci. Forum. - 2004, Vol.483-485, p. 725-728.

[6] А.С. 1635463 СССР МКИ С 03 В 29/00. Устройство для полировки изделий / С. П. Авдеев, Г. В. Дудко, Л. Т. Магаев.

Роль внутренней засветки в сканирующей Кельвин-зонд микроскопии локальных потенциалов на поверхностях полупроводников.

А.В. Анкудинов, А.Н. Титков, К.С. Ладутенко, В.П. Евтихийев,
И.Н. Яссиевич, Д.А. Явсин, В.М. Кожевин, С.А. Гуревич.

ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021 Россия
e-mail: alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

Сканирующая Кельвин-зонд микроскопия (СКЗМ) [1] дает уникальную возможность определять контактную разность потенциалов (CPD, contact potential difference) между зондом и наноразмерным участком на поверхности образца. Точность, пределы разрешения СКЗМ на хорошо проводящих металлических образцах, а также обострение разрешения в так называемом градиентном режиме, анализировались на экспериментальном и теоретическом уровне [2,3]. Рассматривались детали СКЗМ метода, пренебрежение которыми может приводить к ошибкам в измерениях, например: дрейф сигнала CPD, характерный при работе во влажной атмосфере [4]; нелинейный вклад амплитуды переменного возбуждения [5]; параметрическое возбуждение основной гармоники электрической силы за счет усиления на близких расстояниях зонд-образец компоненты силы на удвоенной частоте [6]. Поскольку в атомно-силовых микроскопах (АСМ) неоптические системы регистрации отклонений кантилевера используются крайне редко [7], на полупроводниках значения КРП могут зависеть от параметров АСМ лазера, индуцирующего не контролируемую по величине поверхностную фото-ЭДС (SPV, surface photovoltage). В работе [8] изучалось влияние внутренней засветки АСМ лазером области образца под зондом на значения сигнала контактной емкости на полупроводниках. Аналогичный и, очевидно, весьма важный эффект в СКЗМ измерениях на полупроводниках подробно не рассматривался.

Мы исследовали связь внутренней засветки с величиной сигнала CPD, измеряемого на поверхностях образцов на основе GaAs и Si. Изучались образцы сколов полупроводниковых лазерных диодов при приложении рабочих смещений к контактам лазера [9], а также тонкие пленки металлических наноструктур, созданные методом лазерного электродиспергирования на подложках кремния [10]. Эксперименты велись на приборе ИНТЕГРА Аура (НТ МДТ), оснащенный стандартной и инфракрасной (ИК) головками, работающими на длинах волн ~ 650 нм и, соответственно, ~ 1.3 мкм.

Из-за засветки измеряемый сигнал CPD_{MEAS} отличается от истинного CPD_{TRUE} , т.е. $CPD_{MEAS} = CPD_{TRUE} + SPV$. Анализ величины SPV на полупроводнике с приповерхностным

слоем обедненным основными носителями удобно вести с помощью упрощенного соотношения: $SPV = \beta \ln(\Delta/\Delta_0)$, где $\beta = 25$ мВ, Δ неравновесная плотность неосновных носителей, возникающих у поверхности при освещении полупроводника межзонным светом, Δ_0 константа, зависящая от параметров полупроводника [11].

На Рис.1 демонстрируется влияние межзонной засветки на значения CPD, измеренные на сколе лазерной структуры с p-n переходом. Наиболее корректным является двугорбое распределение CPD, измеренное в темноте ИК (IR, infrared) головкой, свет от которой не создает фото-ЭДС. Включение осветителя оптической системы приводит к одностороннему распределению, близкому по форме к тому, что обычно наблюдается на сколах таких лазеров с помощью стандартной головки (см. профили IR+ext.light и, соответственно, RED на Рис.1(b)). Интересно, что наблюдаемая в IR профиле разность значений CPD на n и p слоях не превышает 100 милливольт, что хорошо согласуется с представлением о пиннинге и почти совпадении уровней Ферми на окисленных поверхностях n и p AlGaAs материалов [11].

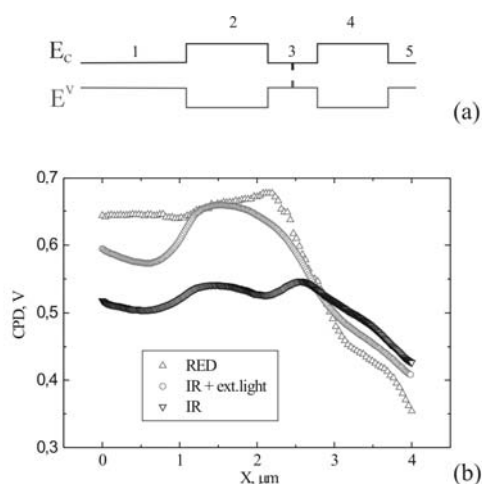


Рис.1. (а) Зонная диаграмма исследованного лазерного диода: 1 n-GaAs, 2 n-AlGaAs эмиттер, 3 нелегированный волновод с активной областью 4 p-AlGaAs эмиттер, 5 p-GaAs 3. (б) Профили CPD на сколе диода с заземленными контактами, полученные при различной освещенности под кончиком зонда АСМ.

Важно также отметить, что профили CPD, измеренные на сколе лазерной структуры с помощью стандартной головки, демонстрируют зависимость от ориентации кантилевера относительно скола, что естественно объясняется соответствующими изменениями в уровне SPV. Были проведены эксперименты по измерению освещенности области образца под зондом АСМ, которые показали, что плотность фотовозбуждения внутренней засветки варьируется приблизительно от 0.005 до 0.1 Вт/см² и зависит от положения пятна лазера на кантилевере. Эксперимент также показывает, что вклад от света, прошедшего сквозь кантилевер не является основным.

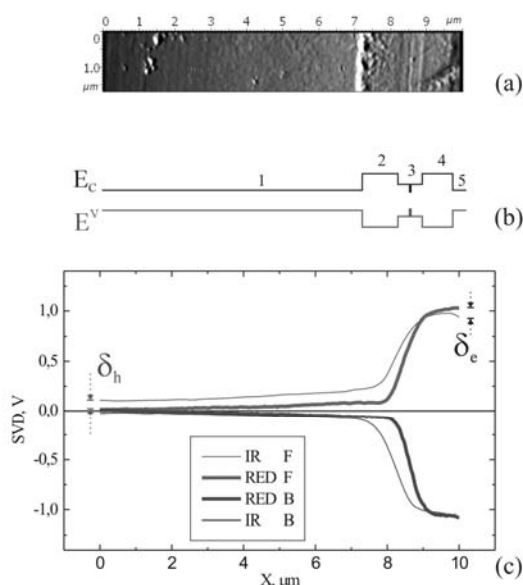


Рис.2. Исследование профилей падения потенциала на поверхности скола лазерного диода. (а) Рельеф топографии скола. (б) Зонная диаграмма. (с) SVD профили для прямого (forward, F) и обратного (backward, B) смещений, измеренные разными головками. Например, профиль RED F измерен с помощью стандартной головки при прямом смещении.

Влияние внутренней засветки не так явно, если измерять профили падения поверхностного потенциала (surface voltage drop, SVD), которые представляют собой разность значений профиля CPD, измеренного при смещении на лазере, и равновесного профиля CPD, измеренного при закороченных на землю n и p контактах лазера. Как видно на Рис.2(с) SVD профили, полученные при одинаковых смещениях на диоде, но различной освещенности под кончиком зонда АСМ, имеют одинаковую форму, хотя и не совпадают полностью. Последнее оказывается важным. Например, область основного падения потенциала в профиле IR F несколько сдвинута в сторону n-подложки, по сравнению с профилем RED F. Этот же сдвиг наблюдается и при обратном смещении, при этом хорошо видно, что вдали от p-n перехода оба профиля

практически совпадают. На AlGaAs материалах (длина волны на краю поглощения меньше 830 нм) при измерениях ИК головкой, эффект поверхностной фото-ЭДС сильно подавлен, и соответствующее распределение SVD позволяет корректней определить положение границ обедненной области p-n перехода на сколе. Кроме того, при прямом смещении наблюдается дополнительное отличие. Полный перепад потенциала на профиле IR F заметно меньше, чем на профиле RED F. Вдали от p-n перехода, в n-подложке профиль IR F выше профиля RED F на величину δ_h , характеризующую утечку дырок из активной области [9]. С другой же стороны от p-n перехода, вблизи p-контакта, профиль IR F оказывается ниже профиля RED F на величину δ_c , характеризующую аналогичную утечку электронов. При подавляющихся небольших прямых смещениях плотность тока инжекции составляла менее 10 мА/см², что, как правило, превышает уровень фототока фоновой засветки, существующей под зондом при использовании стандартной головки.

Таким образом, применение ИК головки позволило: корректно определить положение границ обедненной области p-n перехода на сколе и измерить абсолютные значения токов утечки в лазерных диодах при низких уровнях тока инжекции. В докладе также детально обсуждаются результаты по измерениям амплитуд перепада CPD на полосках металлических наногранулированных структур, нанесенных на p и n кремний. Точное знание этих амплитуд имеет практическую важность в силу недавно обнаруженной связи зарядового состояния таких структур с их каталитической активностью [10].

Авторы работы благодарят за финансовую поддержку РФФИ (грант № 06-02-17198-а) и МНТЦ (проект № 2955).

- [1] M. Nonemacher, M. P. O'Boyle, H. K. Wickmarmasing, Appl. Phys. Lett. **58**, 2921 (1991).
- [2] H. O. Jacobs, P. Leuchtman, O. J. Homan, and A. Stemmer, J. of Appl. Phys. **84**(3), 1168 (1998)
- [3] P. Girard, A.N. Titkov, Applied Scanning Probe Methods, V.2, 276-315, Ed. By B. Bhuschan and H. Fuchs, Springer-Verlag, Heidelberg, 2006.
- [4] M. Saint Jean, S. Hudlet, C. Guthmann, and J. Berger, Phys. Rev. B **56**(23), 15391 (1997)
- [5] Yan Wu et.al., Rev.Sci.Instr. **77**, 043711 (2006).
- [6] T. Ouisse, F. Martins, M. Stark, and S. Huant, J. Chevrier, App. Phys. Lett. **88**, 043102 (2006)
- [7] K. Kobayashi, Appl. Phys. A **72**, S97 (2001)
- [8] G. H. Buh, J. J. Kopanski, Appl. Phys. Lett. **83**(12), 2486 (2003).
- [9] A. Ankudinov, et.al, J. Appl. Phys. **101**, 024504, 2007.
- [10] В.М. Кожевин и др., ДАН, **387**(6), 785 (2002)
- [11] Winfried Mönch, Semiconductor surfaces and interfaces, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2001.

Исследование локальной проводимости пленок металофталоцианинов с помощью сканирующего зондового микроскопа.

Е.В. Гущина¹, А.В. Анкудинов¹, Е.И. Теруков¹, J.P. Kleider², D. Mencaraglia²

¹ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021 Россия

²Laboratoire de Genie Electrique de Paris, UMR8507, CNRS, Universites Paris XI, Ecole Superieure d Electricite, F-91192 Gif-sur-Yvette Cedex, France

e-mail: katgushch@yandex.ru

В последнее время активно ведутся исследования тонких пленок органических соединений, обладающих металлическими и полупроводниковыми свойствами [1]. Среди органических полупроводников наиболее высокие подвижности носителей проявляют металлокомплексы фталоцианинов (MPC), которые, в силу этого, рассматриваются перспективными материалами для использования в электронике. Свойства тонких MPC пленок зависят не только от структуры формирующих их молекул, но и от характера упорядочения этих молекул в пленке и на интерфейсе с подложкой, которым можно управлять, как во время роста пленки, так и после него, применяя внешние воздействия. Удобные возможности для исследования и модификации локальных свойств MPC пленок предоставляет сканирующая зондовая микроскопия [2].

В докладе представлены результаты исследования структуры и локальной проводимости тонких пленок CuPc, толщиной 10, 30 и 50 нм, приготовленных вакуумным напылением на стеклянные подложки с проводящим слоем ИТО [3]. Измерения проводились с помощью системы Интегра Аура (НТ МДТ, Россия), оборудованной столиком для детектирования сверхмалых токов растекания в диапазоне от 0.03 до 100 пА, а также позволяющей вести работу в форвакуумных условиях. Токи растекания измерялись при небольших напряжениях (1-2 Вольта) между проводящим зондом и образцом. Было замечено, что более высокие напряжения могли изменять локальную проводимость.

На Рис.1 показаны изображения с созданными под зондом областями повышенной проводимости, формирующих надпись Россия (см. (b)), а также изображение с областями модифицированного рельефа, (см. (a)), сделанные в пленке CuPc 10-нанометровой толщины. Был использован метод векторной литографии напряжением и, соответственно, силой. Модификация проводимости проводилась при подаче на зонд напряжения +6 Вольт. После воздействия проводимость возросла, по крайней мере, на один порядок, а изменений в топографическом рельефе пленки (изображения (c)) не наблюдалось.

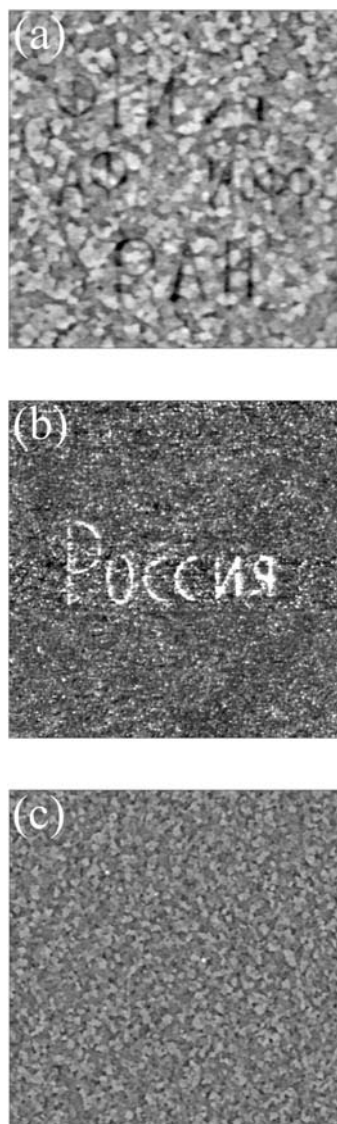


Рис.1. (a) Рельеф топографии участка $(8 \mu\text{m})^2$ пленки CuPc, с надписью «ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН», процарапанной зондом NSG03/Pt. (b) Топография токов растекания, измеренная на участке $(15 \mu\text{m})^2$ пленки CuPc в атмосферных условиях при напряжении +2 Вольта на зонде CSG11/W₂C; величина тока через буквы в слове «Россия» достигала 50 пА, а уровень тока через немодифицированные участки пленки составлял 6 пА. (c) Топография рельефа, измеренная одновременно с данными изображения (b).

Нам удавалось возвращать образец в исходное по проводимости состояние при смене полярности воздействия. Кроме того, оказалось возможным добиться и более заметного усиления проводимости (на несколько порядков), сопровождаемого, однако, необратимой деформацией структуры пленки на уровне 1-2 нанометров. В дальнейшем мы анализируем только такие изменения в проводимости, которые не вызвали детектируемой деформации рельефа.

Результаты экспериментов на CuPc пленках суммируются на Рис.2. в виде двух графиков: зависимости от толщины средней локальной проводимости не модифицированных пленок; зависимости от толщины порогового напряжения (V_{thr}), приводящего к модификации проводимости. Наблюдается слабый рост V_{thr} : с 5 до 10 вольт при увеличении толщины пленки с 10 до 50 нм. Одновременно, наши измерения показывают, что с ростом толщины локальная проводимость не модифицированных пленок существенно не меняется. Следует отметить, что эффект переключения наблюдался также в CuPc пленках, осажденных на ИТО подложки, предварительно обработанные в различных травящих растворах. Т.е. эффект не определялся состоянием интерфейса пленка - ИТО. Это наблюдение, а также слабая зависимость порогового напряжения модификации от толщины позволяют думать, что в эффекте переключения проводимости в основном участвуют близкие к поверхности слои пленки.

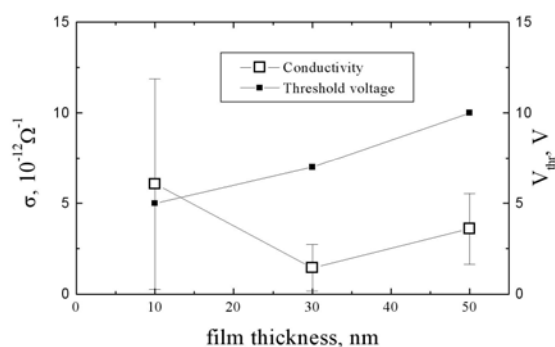


Рис.2. Зависимость средней локальной проводимости немодифицированных CuPc пленок от их толщины и зависимость от толщины порогового напряжения (V_{thr}), приводящего к локальной модификации проводимости в пленке.

Были изменены условия эксперимента, используя возможность форвакуумной откачки. Оказалось, что созданные в атмосферных условиях области повышенной проводимости остаются таковыми и при давлении воздуха менее 1 Па. Причем в таких условиях сохранялась возможность возвращать образец в исходное по проводимости состояние,

прикладывая отрицательный потенциал воздействия. Однако создавать проводящие области нам удавалось лишь при давлениях превышающих 1000 Па. Мы предполагаем, что локальное увеличение проводимости происходит в результате индуцированного электрическим полем зонда захвата кислорода в приповерхностный слой фталоцианиновой пленки. Известно, что кислород в кристаллах медных фталоцианинов является электрически активной примесью [4]. Роль слоя воды на поверхности можно, по-видимому, исключить. Действительно, несмотря на то что в форвакуумных условиях количество адсорбированной воды уменьшается, полная десорбция воды происходит лишь после специального прогрева образца.

В докладе также будут рассмотрены результаты исследований проводимости PdPc PbPc пленок.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований Президиума РАН "Разработка методов получения химических веществ и создание новых материалов", Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 06-02-17198-а), грантом поддержки научной школы А. Г. Забродского.

[1] Alan J. Heeger, Reviews of Modern Physics 73(3), 681-700 (2001)

[2] O.M. Stukalov, A.E. Pochtenny, V.L. Mironov, S.V. Gaponov, D.G. Volgunov. PLDS 5/6 (2002) 121-127.

[3] В.Л. Берковиц и др. ФТТ 49(2), 262 (2007).

[4] George H. Heilmeyer and Sol E. Harrison, Charge transport in copper phtalocyanine single crystals, Physical Review 132, 2010 (1963).

Нанокластеры Au на поверхности и в объеме туннельно-прозрачных пленок SiO₂. АСМ\СТС исследования.

Д.А. Антонов¹, Г.А. Максимов¹, Д.О. Филатов¹, А.В. Зенкевич²,
Ю.Ю. Лебединский²

¹Научно образовательный центр “Физики твердотельных наноструктур” ННГУ им Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр-т. Гагарина 23/3, 603950.

²Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31,
e-mail: antonov@phys.unn.ru

Нанокластеры металлов сформированные на поверхности и в объеме тонких диэлектрических пленок проявляют физические и химические свойства отличные от свойств макрообъектов [1-4].

Новые экспериментальные данные об особенностях одноэлектронных и квантоворазмерных эффектов в таких системах могут быть использованы для выработки научно-обоснованных подходов к созданию широкого спектра твердотельных одноэлектронных приборов, основанных на указанных эффектах, в том числе интегральных схем нового поколения.

Целью настоящей работы является выяснение особенностей формирования нанокластеров Au на поверхности и в объеме туннельно-прозрачных пленок SiO₂ при импульсном лазерном осаждении (ИЛО) и исследование влияния параметров послеростового отжига в сверхвысоком вакууме на морфологию и электронные характеристики формирующихся кластеров.

Нанокластеры Au создавали как на поверхности естественного окисла SiO₂ на Si(100), так и на искусственно выращенном слое SiO₂ методом ИЛО с последующим отжигом в при различных температурах в сверхвысоком вакууме.

Формирование структур с нанокластерами в толще пленок SiO₂ также проводилось методом ИЛО. На поверхность подложки Si, покрытой естественным окислом, последовательно осаждался слой Si ≈ 2 нм, слой Au ≈ 1 монослоя (МС), и снова Si ≈ 2 нм. После этого структура отжигалась в течение 5 мин при температуре 350°C в атмосфере кислорода (парциальное давление кислорода в камере составляло ~10⁻² Торр)

Морфология и электронные свойства структур с металлическими нанокластерами Au, на поверхности и в объеме туннельно-прозрачных пленок SiO₂ исследовались на высоковакуумном АСМ\СТМ Omicron Multiprobe STM. Использовались кремниевые кантилеверы марки NSG-01, а также NSG-01_NLC с выращенными на пирамидке вискерами (NT-MDT).

Установлено, что послеростовой отжиг приводит к коалесценции и формированию предположительно полусферических нанокластеров Au (Рисунок 1). Размеры сформированных кластеров варьировались от 2 до 40 нм в диаметре и зависели от температуры и условий послеростового отжига. Определена зависимость среднего размера нанокластера от температуры отжига.

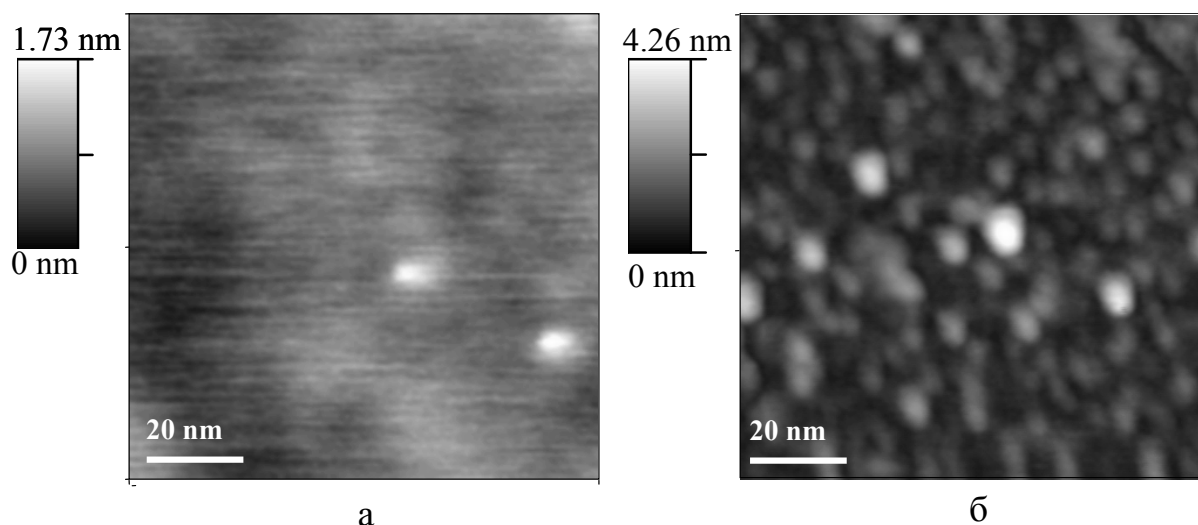
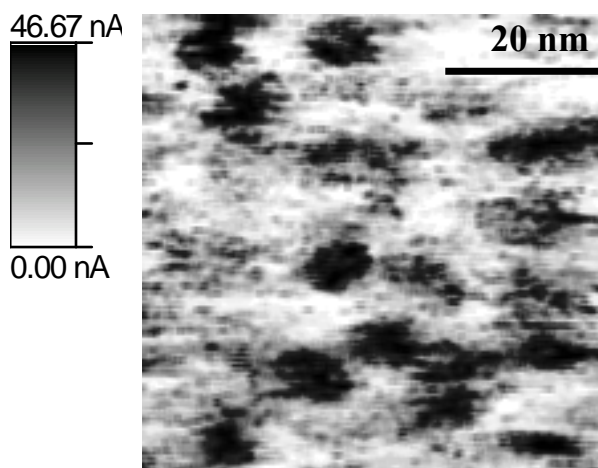
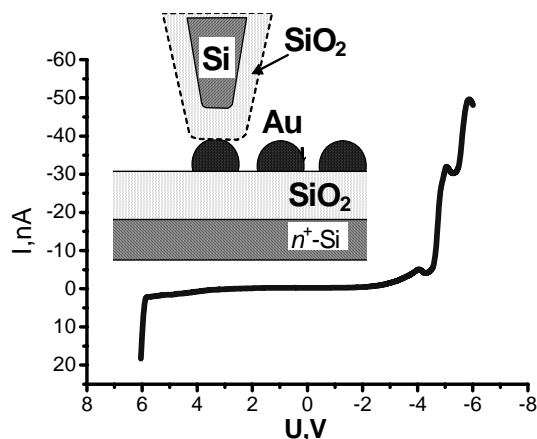


Рис. 1 АСМ изображение структуры Au(0,15 нм)\SiO₂\Si: а-до отжига; б-после отжига при температуре 500 °С.



а



б

Рис 2. а- Инvertированное токовое изображение структуры Au (0,15нм) \SiO₂\Si(100) после высоковакуумного отжига при T_a=300 °C; б- ВАХ записанная, на одном из нанокластеров на поверхности SiO₂. На вставке изображена схема туннельного контакта.

Исследование электронных свойств нанокластеров Au на поверхности проводилось в режиме контактного АСМ с одновременным измерением вольт амперных характеристик (ВАХ) контакта АСМ зонда к нанокластерам Au на поверхности SiO₂ с помощью проводящих кремниевых кантилеверов. Использование зондов такого типа не позволяет разрешить форму и размеры кластеров (в силу большого радиуса закругления, R~10 nm), но делает возможным их визуализацию по токовому изображению (Рисунок 2).

На некоторых ВАХ, записанных на отдельных кластерах, обнаружены резкие локальные максимумы (Рисунок 2б), которые могут быть объяснены резонансным туннелированием электронов через дискретные уровни в нанокластере [5].

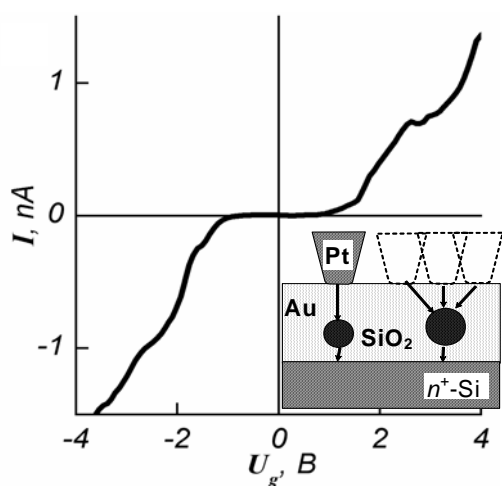


Рис. 3. ВАХ, записанная на одном из каналов туннелирования. На вставке показана схема туннелирования электронов через кластеры.

Методом ИЛО были сформированы однослойные структуры с Au нанокластерами (предположительно ≈ 2нм в диаметре),

“захороненными” в объеме туннельно прозрачной пленки SiO₂, и изучены их поверхностные электрические свойства. На токовом изображении обнаружены области с повышенной проводимостью, связанные с туннелированием электронов через нанокластеры в пленке. На ВАХ записанных в таких областях, обнаружены эффекты, характерные для кулоновской блокады туннелирования (Рисунок 3).

Работа была выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию РФ (РНП2.1.1.6055).

- [1] Binns C. Nanoclusters deposited on surfaces // Surf. Sci. Rep., 2001, 44, pp. 1-49.
- [2] Campbell C.T. Ultrathin metal films and particles on oxide surfaces: structural, electronic and chemisorptive properties // Surf. Sci. Rep., 1997, 27, pp.1-11.
- [3] Halperin W.P. Quantum size effects in metal particles // Rev. Mod. Phys., 1986, vol. 58, 3, pp.533.
- [4] Antonov D.A., Gorshkov O.N., Kasatkin A.P., Maximov G.A., Saveliev D.A., Filatov D.O.// Physics of low – dimensional structures. 2004. №1/2, P. 139.
- [5] Д.А. Антонов, Г.А. Вугальтер, и др. // Вестник ННГУ. Сер. Физика твердого тела, 2007 (принята к печати).

Фемтосекундный источник пучка направленных электронов на основе капиллярного наностреля.

С.А. Асеев, Б.Н. Миронов, С.В. Чекалин, В.С. Летохов

Институт спектроскопии РАН, Московская обл., г. Троицк

e-mail: isanfemto@yandex.ru

С целью приготовления сжатого как во времени, так и в пространстве электронного цуга фотоэлектроны, возникающие при облучении острой вольфрамовой иглы ($r \approx 100$ нм) фемтосекундными лазерными импульсами ($\lambda = 400$ нм, $\tau \approx 60$ фс), пропускаются сквозь наноапертуру. Для этой цели нами использован коммерчески доступный кварцевый нанокapилляр с диаметром сквозного отверстия ≈ 70 нм. Размер апертуры фактически и определяет характерный диаметр пучка частиц на выходе из канала.

Регистрация электронов осуществляется с помощью позиционно-чувствительного детектора заряженных частиц, включающего в себя микроканальные пластины и люминофорный экран. Сигнал с позиционно-чувствительного детектора

обрабатывается на компьютере (рис. 1). В установке создаётся безмасляный вакуум на уровне 10^{-7} торр с помощью турбомолекулярного насоса фирмы Varian.

Для получения фемтосекундных лазерных импульсов использована лазерная установка фирмы Spectra-Physics, входящая в состав Центра коллективного пользования «Опτικο-спектральные исследования» Института спектроскопии РАН (ЦКП ОСИ ИСАН). Отметим, что в настоящее время ЦКП ОСИ ИСАН располагает единственной в РФ и уникальной даже по международным стандартам фемтосекундной лазерной системой, позволяющей создавать фемтосекундное лазерное излучение в широком спектральном диапазоне (0.24 мкм – 11 мкм).

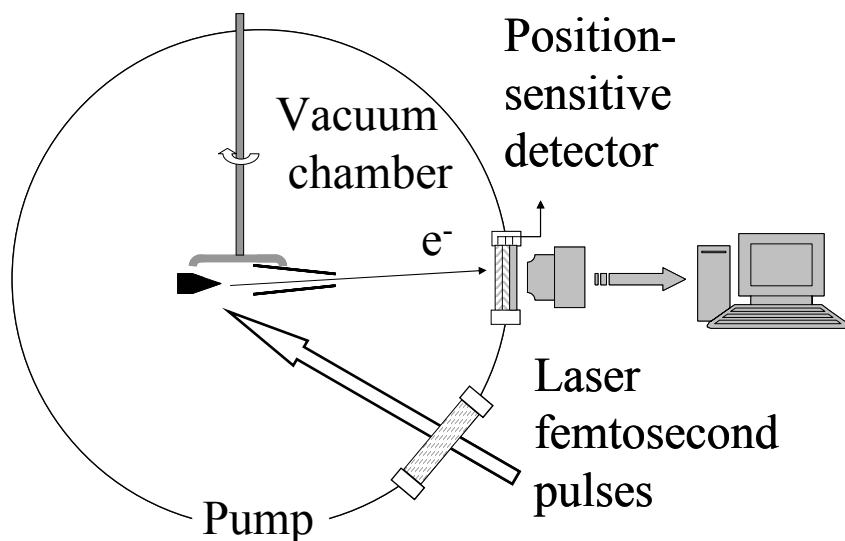


Рис. 1. Схема эксперимента.

В данном исследовании экспериментально показано, что баллистическая компонента фотоэлектронного цуга может быть достаточно

узконаправленной (с характерным углом разлёта ≈ 0.03 рад), что позволяет сохранять её поперечные наноразмеры на достаточно большом удалении от фотокатода.

Распределение фотоэлектронного сигнала, зарегистрированного с помощью позиционно-чувствительного детектора, представлено на рис. 2.

Разработанный фемтосекундный лазерный источник нанолокализованных в пространстве узконаправленных электронных пакетов может быть полезен для исследования структуры поверхности с фемтосекундным

временным и *пространственным наноразрешением* [1]. В качестве объекта исследования могут быть использованы, например, нанотрубки, размещённые вблизи апертуры нанокапилляра. При этом изображение сквозного канала капилляра (наноапертуры) является удобным реперным сигналом.

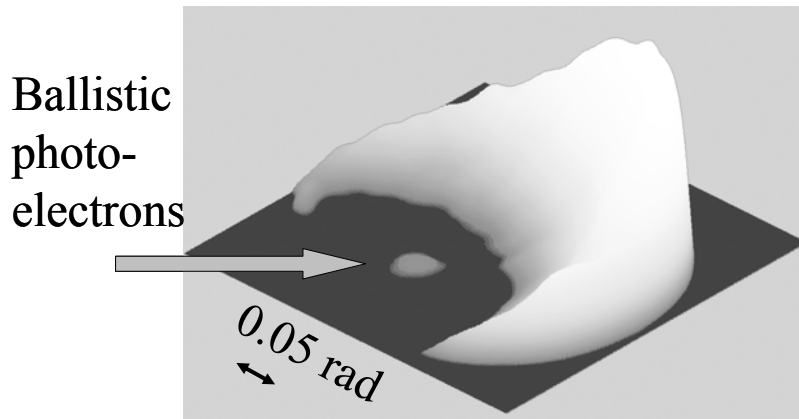


Рис. 2. Распределение фотоэлектронного сигнала в плоскости детектора.

Возможность успешного пропускания сквозь нанокапилляр существенно более тяжёлых, чем электроны, частиц продемонстрирована нами на примере фотоионов, образующихся при облучении фемтосекундным лазерным излучением вольфрамовой иглы, к которой приложен высокий положительный электрический потенциал. Подобный способ генерации нанолокализованного ионного пучка является безусловно интересным для *нанолитографии*, в частности для создания поверхностных наноструктур путём сканирования нанокапиллярного модуля относительно поверхности.

Отметим, что капиллярное наноострие является перспективным также и в плане создания нанолокализованных пучков нейтральных частиц, полученных, например, в результате фотоабляции. Наши исследования выполнены при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16900-а.)

[1] Aseyev S.A., Mironov B.N., Chekalin S.V., and Letokhov V.S., Appl. Phys. Lett., **89** 112513 (2006).

Высокостабильный СЗМ для измерений в широком диапазоне температур

А.В. Беляев

ЗАО «НТ-МДТ», Корпус 167, Зеленоград, Москва, Россия, 124460

e-mail: abel@ntmdt.ru

Пространственное разрешение СЗМ, как и возможность измерений в узкой полосе частот с длительным накоплением слабого сигнала, ограничены шумами и дрейфами. Это, в частности, механические колебания, порождаемые вибрациями опоры и акустическим шумом, крип пьезокерамики и тепловые дрейфы, в особенности некомпенсируемые хаотические термодрейфы. Проблема дрейфов особенно существенна при измерениях в широком диапазоне температур (Т).

Для достижения высокой стабильности при термоизмерениях, на основе ряда указанных ниже технических решений был создан специализированный СЗМ (NTEGRA Thermo производства НТ-МДТ) со следующими характеристиками:

1. *Точное поддержание*(0.005°C) как *T* поверхности образца, так и *T* зонда, и воздуха вокруг них, за счет размещения образца и зонда внутри термостабилизированной камеры. (В отличие от стандартного решения с термостабилизацией *опоры* образца, которое приводит к неопределенности *T* в точке контакта холодного зонда с нагретым образцом.) Производятся две версии: с резистивным нагревателем камеры (диапазон от комнатной *T* до $+200^{\circ}\text{C}$) и с элементами Пельтье (от -30°C до $+80^{\circ}\text{C}$).

2. *Низкий термодрейф* ($<15 \text{ нм}/^{\circ}\text{C}$ в *XY*-плоскости и $<10 \text{ нм}/^{\circ}\text{C}$ по *Z*) благодаря минимизации *стационарного термодрейфа* (путем *термокомпенсации* измерительной петли «зонд-образец» по каждой координате), минимизации *нестационарного термодрейфа* (компактная термокамера выполнена из материала с наиболее высоким отношением температуропроводности к ТКР), уменьшения влияния *неоднородного нагрева* (малый градиент *T* в медной термокамере, соединенной с «холодной» инваровой частью теплоизолирующими инваровыми перешейками), минимизации дрейфов *сканера* (он находится в «холодной» зоне, *T* которой близка к комнатной и может поддерживаться с точностью 0.01°C) и дрейфов *системы оптической регистрации отклонения луча* (которая также теплоизолирована от камеры).

3. *Низкий временной дрейф* (около 3 нм/час по *X,Y,Z* при стабильности *T* сканера 0.01°C) является следствием стабильности «холодной зоны» и низкого термодрейфа.

4. *Низкая чувствительность к внешним вибрациям* за счет высоких резонансных частот,

обусловленных компактностью измерительной петли «зонд-образец» и малой массой подвижных элементов. Система оптической регистрации отклонения луча не включена механически в петлю «зонд-образец» (*принцип разделенных контуров*), и низкая резонансная частота «оптики» не портит стабильность «механики». Среднеквадратичный механический шум по *Z* в обычных лабораторных условиях не превышает 0.01 нм.

5. *Низкий уровень шумов емкостных датчиков* положения по *XY* *дополнительно снижается* в несколько раз (вместе с диапазоном сканирования, который в итоге составляет $10 \times 10 \times 5 \text{ мкм}$) за счет передачи перемещения от сканера к образцу *уменьшающим рычагом*. Это позволяет получать *атомарное разрешение на слюде под контролем XY-датчиков* (режим *closed-loop* по *XY*) (рис. 1).

6. *Возможность работы в низком вакууме* (около 2×10^{-2} Торр; в составе прибора NTEGRA Aura) помимо контролируемой среды обеспечивает *высокую добротность* кантилевера (порядка 10^{**4}) и, соответственно, *высокую чувствительность* в динамических модах. Прецизионная стабилизация *T* кантилевера и низкий временной дрейф системы при любой рабочей *T* гарантируют необходимые при такой добротности *стабильность резонансной частоты* и возможность медленного сканирования.

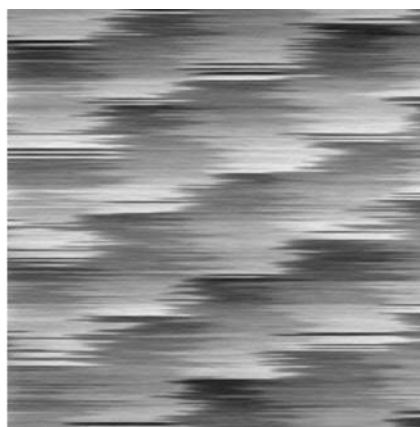


Рис.1 Атомарное разрешение на слюде под контролем *XY*-датчиков (режим *closed-loop* по *XY*). Размер скана $2 \times 2 \text{ нм}$. Время снятия скана – около 5 мин.

Подавление блужданий полупроводникового лазера для повышения чувствительности СЗМ.

В.В. Бауков, А.В. Беляев, В.В. Жижимонтов.
ЗАО «НТ-МДТ», Корпус 167, Зеленоград, Москва, Россия, 124460.
e-mail: victor_baukov@ntmdt.ru

В системе регистрации изгиба кантилевера по отклонению лазерного луча, используемой в большинстве коммерческих атомно-силовых микроскопов (АСМ), всегда присутствуют механические шумы, связанные с внешним окружением, шум интенсивности полупроводникового лазера, излучение которого сфокусировано объективом на кантилевере, дробовой шум четырехсекционного позиционно-чувствительного фотодиода (ФД), регистрирующего отклонение отраженного пучка, тепловой шум нагрузочного резистора в предусилителе и тепловой шум кантилевера [1,2]. Величины трех последних шумов определяют теоретический предел, которого можно достичь в АСМ. Кроме того, всегда присутствует шум, связанный с паразитными блужданиями лазерного пятна на ФД.

На примере серийной измерительной головки SFC050 производства НТ-МДТ экспериментально показано, что в области низких частот (менее 4 кГц), важной для контактного режима работы АСМ, доминирующим источником шума в регистрирующей системе являются именно такие преимущественно низкочастотные (менее 100 Гц) блуждания, связанные с блужданиями падающего на кантилевер лазерного пучка. При этом в полосе 1 кГц на 90 мкм кантилевере шум по Z составляет 0.04 нм, в то время как вклад дробового шума ФД эквивалентен всего 2 пм, а джонсоновского шума нагрузочного резистора – 0.4 пм.

Для снижения влияния блужданий лазерного пучка на общий уровень шумов в системе регистрации АСМ предложено использовать диафрагмирование. Общая идея такова. Пусть в оптической системе есть некоторая диафрагма, находящаяся между источником лазерного излучения и кантилевером, для определенности – между источником и объективом, фокусирующим излучение на кантилевер, выделяющая центральную, наиболее пологую часть пучка с гауссовым распределением интенсивности. Тогда при уменьшении размера диафрагмы угловое распределение интенсивности прошедшего пучка становится все ближе к константе, и небольшие паразитные поперечные блуждания падающего на диафрагму лазерного пучка относительно нее все меньше влияют на распределение интенсивности прошедшего пучка и соответственно на распределение

интенсивности на ФД, изменения которого и определяют блуждания лазерного пятна на ФД.

Теоретически рассмотрены два вида источников блужданий пятна на ФД: угловое отклонение лазерного пучка и параллельный сдвиг лазерного пучка в боковом направлении.

В первом случае теоретическая эффективность применения диафрагмы для снижения шума, т.е. как сильно диафрагмирование снижает шум, в приближении малых поперечных смещений пучка имеет следующий вид:

$$\frac{\delta z_D}{\delta z_F} = \frac{1 - e^{-2\alpha^2}}{\operatorname{erf}(\sqrt{2}\alpha)} \rightarrow \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \alpha, \alpha \rightarrow 0, \quad (1)$$

где индекс D (Diaphragm) относится к варианту с диафрагмой, F (Full) – без нее, $\alpha = a/\sigma$ – отношение полуширины диафрагмы a к полуширине σ исходного пучка (по уровню $1/e^2$). Полученная функция монотонно возрастает от нуля до единицы при изменении α от нуля до бесконечности. Поэтому для значительного снижения шума надо уменьшать размер диафрагмы так, чтобы он был существенно меньше размера исходного пучка. Отличительной особенностью углового отклонения пучка является то, что сдвиг ФД или диафрагмы (при неизменной угловой апертуре диафрагмы) вдоль оси системы не влияет на итоговый шум.

В случае параллельного переноса лазерного пучка (сдвига источника) в боковом направлении присутствуют два эффекта: во-первых, сдвигается распределение интенсивности пучка в плоскости диафрагмы – это эквивалентно угловому отклонению пучка, во-вторых, происходит изменение угла между геометрической осью пучка, прошедшего через диафрагму, и осью системы. Последний эффект обуславливает появление в выражении для эффективности диафрагмы члена, учитывающего положение кантилевера, ФД и изображения диафрагмы вдоль оси системы. Если ФД находится в плоскости изображения диафрагмы, то второй эффект не влияет на шум (справедлива формула (1)), а если позади нее – он конкурирует с первым. В этом случае можно минимизировать шум, поместив ФД в некоторую плоскость позади плоскости изображения диафрагмы.

Эффективность предложенного метода продемонстрирована экспериментально на примере лазера Hitachi HL6724MG. Результаты

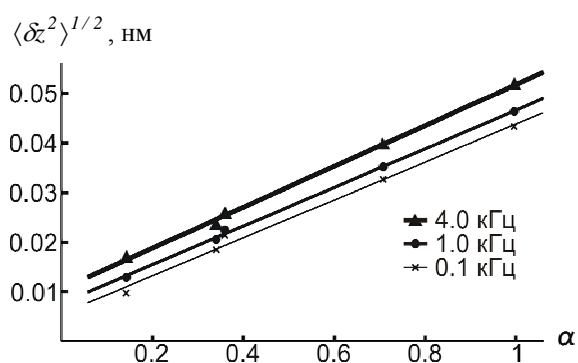


Рис. 1. Зависимость шума по z от $\alpha = a/\sigma$. Толстая линия – 4.0 кГц, средняя линия – 1.0 кГц, тонкая линия – 0.1 кГц.

измерений шума приведены на рис. 1. Определено, что в полосе частот до 4 кГц от положения ФД вдоль оси пучка шум никак не зависит, т.е. блуждания лазерного пятна на ФД вызваны угловыми отклонениями пучка. При этом величина блужданий пятна на ФД при размерах диафрагмы, малых по сравнению с размерами пучка ($\alpha < 1$), зависит от размера диафрагмы практически линейно. Уменьшение исходной апертуры пучка диафрагмированием в семь раз (уменьшение α с 1 до 0.15) позволяет снизить уровень шумов в три раза (до 0.01 нм – величина определяется исходным шумом лазерного диода).

Максимальная эффективность данного метода, т.е. минимально возможный размер диафрагмы, ограничивается максимальной мощностью используемого лазерного диода, поскольку мощность излучения, падающего на ФД, при размерах диафрагмы, малых по сравнению с размерами пучка, зависит от размера диафрагмы почти квадратично.

Экспериментально определено, что применение диафрагмы для формирования лазерного пучка позволяет существенно улучшить фокусировку и получить на кантилере дифракционно-ограниченное пятно, существенно меньшее его размеров (15 x 50 мкм на кантилере 30 x 100 мкм). Это, в свою очередь, приводит к существенному (более 2 раз) снижению паразитного эффекта интерференции при сканировании, определяемого количеством рассеянного излучения как на краях кантилера, так и прошедшего мимо.

[1] Springer Handbook of Nanotechnology / Ed. by Bhushan B. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2004. P.333, 353.

[2] Scanning Force Microscopy / Ed. by Sarid D. Oxford: Oxford Univ. Press, 1994, rev. edn. P.39, 119.

Режимы притяжения и отталкивания в полуконтактном методе атомно-силовой микроскопии. Автоматизированные способы оптимизации работы в режиме притяжения.

И.В. БЫКОВ

НТ-МДТ, Корпус 167, Зеленоград, Москва, Россия.

e-mail: ivan_bykov@ntmdt.ru

В атомно-силовой микроскопии одним из наиболее используемых и перспективных является полуконтактный метод, который заключается в том, что сканирование происходит зондом, колеблющимся вблизи поверхности образца. Этот метод широко используется для большинства приложений СЗМ (полимеры, биология, медицина, пленки и другие). Однако выбор режима взаимодействия зонда с образцом и настройка параметров сканирования могут существенно влиять на разрешение и «истинность» (отсутствие артефактов) полученных результатов. Анализ режимов также играет большую роль для снижения риска повреждения образца и зонда, что становится важным аспектом с появлением дорогостоящих, так называемых «супер-зондов», дающих высокое разрешение.

В данной работе были рассмотрены два режима полуконтактного метода: притяжения и отталкивания, характерные зависимости и особенности работы с использованием каждого из них. Реализация того или иного режима зависит от конкретных параметров: амплитуды свободных колебаний, параметра взаимодействия зонда с образцом и других трудно контролируемых параметров таких как, свойства образца и условия проведения измерения. Таким образом, мы не знаем точно, в каком из режимов происходит сканирование. Так, под действием сильного воздействия зонда в режиме отталкивания поверхность относительно мягкого образца может быть даже модифицирована.

Теоретически обосновано и экспериментально показано, что измерение фазы в зависимости от параметра взаимодействия Set Point позволяют нам однозначно определить режим (фазовый критерий) [1, 2]. Здесь и в дальнейшем будем под фазой подразумевать фазовый сдвиг между возбуждающим сигналом и сигналом отклика кантилевера. Условия, при которых фазовые изменения происходят в области выше начального уровня фазы, указывают на режим притяжения (средняя область «А» на рис. 1), ниже - режим отталкивания (левая область «R» на рис. 1). Начальный уровень фазы соответствует состоянию, когда зонд не взаимодействует с образцом (правая область «N» на рис. 1).

Для получения «истинного» рельефа существенен выбор рабочей точки. Необходимо избегать условий измерения, близких к переходу между режимами (рабочая область должна быть выше или ниже области перехода), так как это приведет к нестабильности и появлению артефактов.

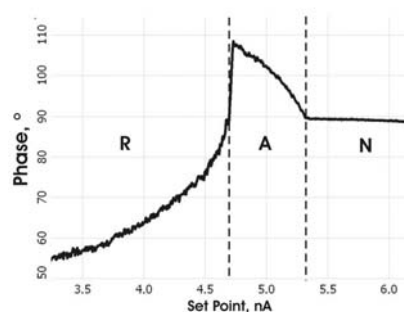


Рис. 1 Зависимость фазы от параметра Set Point взаимодействия зонда с образцом при подводе зонда к образцу.

Предлагается использовать двумерные «карты» распределения фазы как функции амплитуды свободных колебаний и параметра взаимодействия Set Point в качестве основного инструмента для анализа сил взаимодействия в полуконтактной микроскопии. Суть заключается в следующем: снимается серия фазовых кривых при различных значениях амплитуды свободных колебаний (рис. 2), далее строится «карта», на которой цветом отображается фаза, а по осям амплитуда свободных колебаний и параметр взаимодействия (рис. 3а).

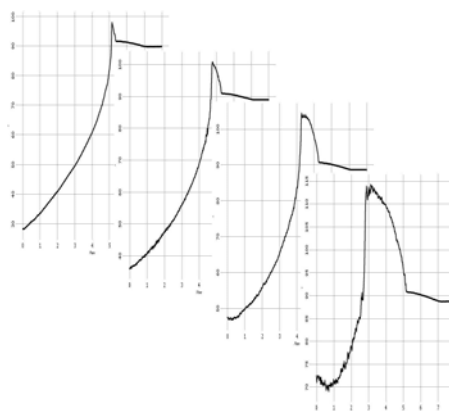


Рис. 2 Серия фазовых кривых, полученная при различных значениях амплитуды свободных колебаний.

Таким образом, становится ясно, при каких параметрах реализуется тот или иной режим (размеры области притяжения и отталкивания) с учетом данного зонда, образца и условий окружающей среды. Область «R» на рис. 3а соответствует режиму отталкивания, область «A» - режиму притяжения, область «N» - состоянию, когда зонд не взаимодействует с образцом. Также дополнительно строится «карта» распределения фазовых шумов (рис. 3б), которые имеют значение, когда речь идет о разрешении метода фазового контраста.

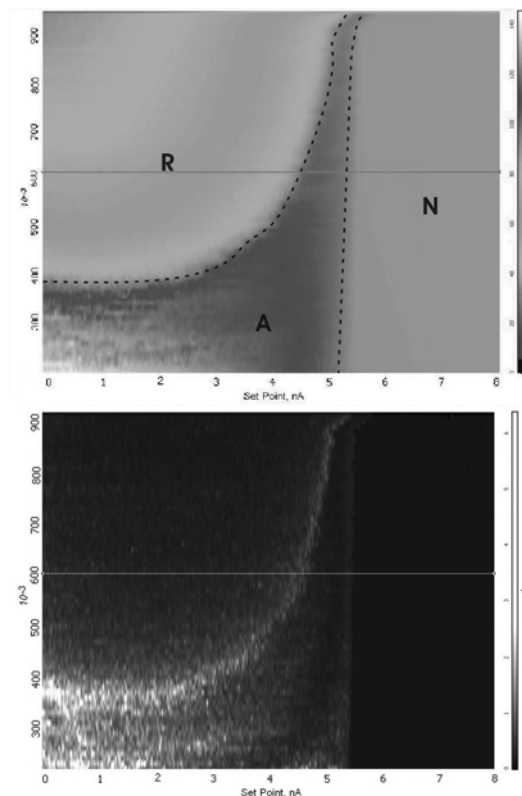


Рис. 3 Двумерная «карта» распределения фазы (а) и фазовых шумов (б). По горизонтали – параметр Set Point, по вертикали – амплитуда свободных колебаний, цвет – фаза (а) и шум фазы (б).

Характер взаимодействия зависит от свойств образца, жесткости кантилевера и условий окружающей среды. В случае мягких образцов (полимеры, биологические образцы), мягких кантилеверов и повышенной влажности размер области притяжения значительно увеличивается.

Выбор окончательных рабочих условий проводится с учетом фазовых шумов при определенной амплитуде свободных колебаний (рис. 4).

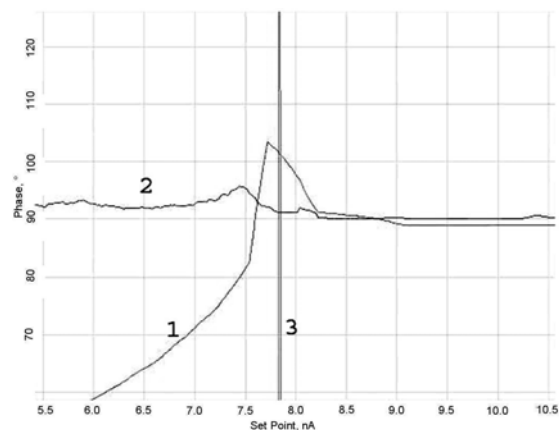


Рис. 4 Фаза («1»), шум фазы («2») и оптимальный параметр взаимодействия («3»), выбранный с учетом реализации режима притяжения и минимума фазовых шумов при амплитуде раскачки зонда 0.6В.

На основе этого, предложены алгоритмы автоматизации для настройки параметров сканирования и работы в режиме притяжения, реализованные на базе макроязыка Nova PowerScript (VBScripts) и являющиеся дополнительной опцией программы управления СЗМ «Nova».

Алгоритм автоматического выбора режима притяжения по фазовой кривой позволяет легко настроить оптимальные параметры для методики измерения в режиме притяжения. Дополнительно возможно выбирать, какие именно параметры считать оптимальными (размер области притяжения, амплитуды свободных колебаний, шум фазы) в зависимости от типа образца и зонда.

Другой алгоритм, основанный на автоматическом переборе параметров, близких к теоретически наилучшим, исключает необходимость выбирать параметры вручную и сканировать при каждом из них. Задача сводится к сравнению изображений одного и того же участка при нескольких наборах параметров, которые выбираются пользователем на «картах» (рис. 3).

Данные алгоритмы имеют значительную ценность в смысле экономии времени, повторяемости результатов и правильности настройки, не требующей глубоких знаний.

Основной перспективой алгоритмов автоматизации является их интегрирование с экспертными системами и создание на их основе «умных» СЗМ.

[1] Ricardo Garcia and Alvaro San Paulo, Attractive and repulsive tip-sample interaction regimes in tapping-mode atomic force microscopy, Phys. Rev. B 60, 4961, 1999.

[2] R. Garcia and A. San Paulo, Amplitude curves and operating regimes in dynamic atomic-force microscopy, Ultramicroscopy 82, 2000.

Исследование размерной зависимости магнитных доменов в наноструктурах из железа методом магнитной силовой микроскопии

Винниченко В.Ю., Фомин Л. А., Маликов И. В., Михайлов Г. М.

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия e-mail: vinnich@ipmt-hpm.ac.ru

В работе [1] сообщалось, что обнаружен эффект гигантского изгибного магнитосопротивления (ГИМС) с величиной в сотни процентов в крестообразных наноструктурах, изготов-

выращенных на подложке из окисленного кремния. Монокристаллические наноструктуры изготавливались по субтрактивной технологии с помощью операции электронно-лучевой

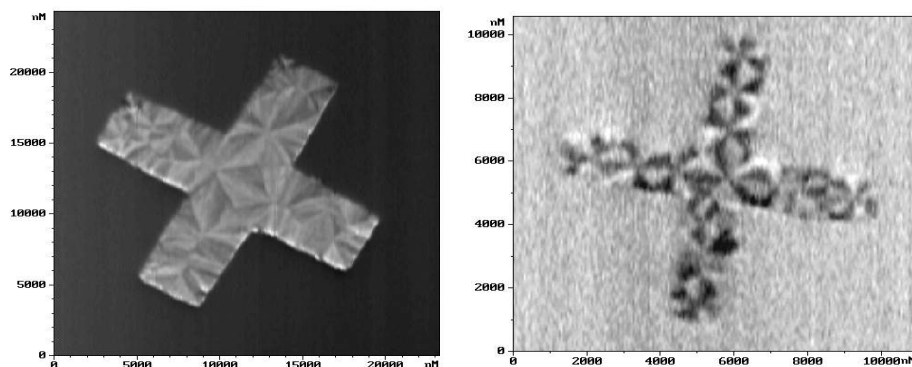


Рис. 1 Магнитный контраст поликристаллических крестов размерами:

a) $w=4$ мкм, $d=6$ мкм и b) $w=1$ мкм $d=3$ мкм.

ленных на основе совершенных эпитаксиальных пленок никеля. Предполагается, что данный эффект обусловлен баллистическим электронным транспортом, имеющим место в ферромагнитных наноструктурах с большой длиной свободного пробега электронов, и зависит от толщины пленки, на основе которой изготавливаются наноструктуры, от их формы и геометрических размеров.

В настоящей работе методом магнитосиловой микроскопии было исследовано магнитное строение наноструктур из железа, изготовленных в форме прямоугольников и крестов. Были изготовлены два типа наноструктур: поликристаллические и эпитаксиальные. Поликристаллические наноструктуры изготавливались с помощью взрывной литографии из пленок железа,

литографии и ионного травления из эпитаксиальной пленки железа Fe(110), выращенной при температуре 300°C на A – плоскости сапфира (11-20) с подслоем молибдена толщиной около 10 нм. В обоих случаях в качестве ростового метода использовался метод импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме. Полученные пленки имели шероховатость на уровне 0,5 нм. Эпитаксия и кристаллографические соотношения пленок были подтверждены с помощью рентгеновской дифракции. Геометрически эпитаксиальные наноструктуры были ориентированы вдоль разных кристаллографических осей, в том числе вдоль оси легкого намагничивания железа [100]. Толщина пленок составляла 50 и 100 нм. Размеры прямоугольных наноструктур длина (a) и ширина (b)

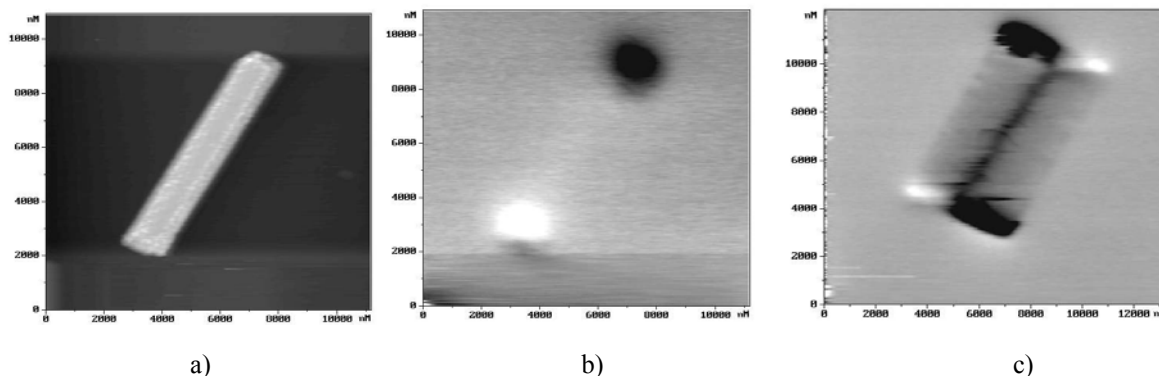


Рис. 2. Топография (a), магнитный контраст (b) эпитаксиальной полоски Fe(110) размерами $a=8$ мкм, $b=1$ мкм, а также магнитный контраст (c) полоски размерами $a=8$ мкм, $b=3$ мкм.

варьировались в пределах $a=0,5 - 8$ мкм и $b=0,5 - 2$ мкм. Отношение длины к ширине изменялось от 2:1 до 8:1. Размеры крестообразных наноструктур (w – ширина креста, d – длина плеча) изменялись в пределах от $w=4$ мкм, $d=6$ мкм до $w=0,6$ мкм, $d=1$ мкм.

Для всех исследованных поликристаллических наноструктур для обеих толщин в нулевом внешнем магнитном поле имеет место многодоменное состояние. При ширине структур от 2 мкм до 1 мкм наблюдается примерно одинаковая форма доменов. Домены выстраиваются антипараллельно, перпендикулярно длинной оси прямоугольника, а между ними формируются домены треугольной формы с вектором намагниченности параллельным длинной оси прямоугольника, так называемые замыкающие (closure) домены. Число доменов определяется форм-фактором (отношением длины и ширины прямоугольника). При уменьшении размеров прямоугольника происходит уменьшение размеров доменов. Магнитное строение крестообразных наноструктур получается наложением магнитного строения четырех прямоугольников перпендикулярно друг другу. Строение плеча креста повторяет строение прямоугольника. Строение доменов в перекрестии, от которых зависит изгибное сопротивление креста, определяется стыковкой доменов в соседних плечах и не всегда имеет симметрию четвертого порядка. На рис. 1 изображен магнитный контраст двух поликристаллических крестов разных размеров. Видно, что доменная структура широкого креста становится менее регулярной, чем более узкого. Аналогично, при уменьшении поперечных размеров структур менее 1 мкм теряется регулярность доменной структуры.

В эпитаксиальных наноструктурах в отличие от поликристаллических картина распределения намагниченности существенно зависит от ориентации наноструктуры относительно оси легкого намагничивания. На рис. 2 показана топография прямоугольника (а), ориентированного длинной стороной вдоль оси легкого намагничивания, его магнитный контраст (б), а также контраст более широкого прямоугольника (с), также вырезанного вдоль этой оси. Видно, что более узкий прямоугольник находится в однодоменном состоянии, в то время как для более широкого ясно видны два домена, ориентированные в противоположных направлениях. Замыкающие домены отсутствуют или настолько малы, что недостаточно контрастируются при измерении. Существенно, что число доменов определяется форм-фактором (как и для поликристаллических структур). При длине прямоугольника $a=4$ мкм и ширине $b=1$ мкм наблюдалась магнитная структура, аналогичная рис. 2с. В случае, когда ось легкого намагничивания перпендикулярна длинной стороне прямоугольника, наблюдается полосковая (stripe) [2] доменная структура. Домены имеют вид полосок, направленных вдоль легкой оси в проти-

воположные стороны. Пример такой структуры для креста показан на рис. 3. Видно, что плечи креста, параллельные легкой оси образуют один домен, в то время как перпендикулярные этой оси плечи образуют stripe-структуру. Для более широких крестов ($w > 1$ мкм) параллельные лег-

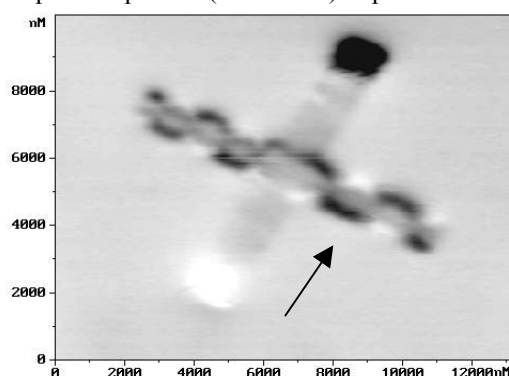


Рис.3. Магнитный контраст эпитаксиального креста с размерами $w=1$ мкм $d=3$ мкм стрелкой показана ось легкого намагничивания.

кой оси плечи также разбиваются на домены. Полученные результаты по магнитному контрасту одинаковы для обеих толщин пленок, что, должно свидетельствовать о том, что магнитный момент доменов не выходит из плоскости пленки.

Как известно, характер расположения и размер доменов определяются минимумом свободной энергии, определяемой магнитостатической, обменной энергиями и энергией анизотропии. В случае поликристаллических наноструктур вклад энергии анизотропии в магнитный контраст не существенен, и при любой ориентации наноструктуры относительно подложки расположения магнитных доменов одинаково (рис.1). В противоположность этому, эпитаксиальные планарные наноструктуры с одной осью легкого намагничивания проявляют другие свойства. При ориентации структур под углом к оси легкого намагничивания домены выстраивались вдоль этой оси независимо от формы структуры вплоть до ширины 0,5 мкм. В полосках шириной менее 0,5 мкм может реализоваться однодоменное состояние, но, тем не менее, с ориентацией намагниченности параллельно оси легкого намагничивания. Эти результаты существенны для объяснения эффекта ГИМС, так как он наблюдался именно в эпитаксиальных наноструктурах. Магниторезистивный эффект зависит от магнитного строения образца. В любом случае магнитная структура эпитаксиального креста не имеет симметрии четвертого порядка, а разница магнитной структуры его плеч может быть очень существенна.

[1] I.V. Malikov, L.A. Fomin, V. Yu. Vinnichenko, G. M Mikhailov., Int. J. Nanoscienc 3(1-2) (2004) 51-57.

[2] U. Rudiger, J.Yu, S. S. P. Parkin, A. D. Kent. JMMM 198-199 (1999) 261-263.

Исследование методами СЗМ ионного распыления ферромагнитных нанопленок

Р.Г.Гатиятов¹, П.А.Бородин¹, Д.А.Бизяев¹, А.А.Бухараев^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия

² Казанский государственный университет, ул. Кремлевская 18, Казань, Россия
e-mail: dbiziaev@inbox.ru

В последние годы изучение различных объектов спинтроники (спиновой электроники) вызывает все больший интерес. Среди них особое внимание уделяют магниторезистивным наноконтактам, т.к. их магнитосопротивление может достигать сотен и даже тысяч процентов. Обычно такие наноконтакты формируются электрохимически. К сожалению, время жизни полученных таким способом наноконтактов, составляет всего несколько минут. Альтернативным методом получения наноконтактов является ионно-лучевое травление. Данный метод имеет ряд преимуществ: во-первых, при формировании наномостика структура все время находится в вакууме, что защищает ее от окисления; во-вторых, меняя параметры ионного травления, можно в широком диапазоне контролировать скорость распыления атомов с поверхности, что дает возможность получать стабильные наноконтакты с атомными размерами и с большими временами жизни. В зависимости от энергии и угла, под которым на ферромагнитную пленку падает ионный пучок, травление происходит по-разному. При этом весьма актуальной становится задача количественной характеристики этого процесса и выбора наилучшего режима травления.

Атомно-силовая и магнитно-силовая микроскопия являются эффективными методами для характеристики морфологии и структуры намагниченности ферромагнитных нанопленок.

В данной работе эти методы использовались для изучения пленок Ni и Co толщиной от 10 до 100 нм, полученных методом термического напыления из корундового тигля в вакууме на диэлектрические подложки. Было обнаружено, что в зависимости от толщины пленок Co в них формируются области с горизонтальной (в плоскости образца) и вертикальной намагниченностью, разделенные доменными стенками Нея (рис.1а) или Блоха соответственно (рис.1б).

Особое внимание было уделено изменению морфологии и магнитной структуры таких пленок после воздействия на них потока ионов аргона. В частности, установлено, что при определенных режимах ионного распыления пленки нанометровой толщины травятся неравномерно. Это приводит к формированию в процессе травления структур круглой формы в

виде кратеров и расположенных рядом с ними выступов. Размеры и плотность распределения таких образований зависят от параметров ионного пучка. Так в случае, когда плотность ионного тока составляет величину порядка 2 мА/см² они расположены довольно плотно друг к другу и даже соприкасаются (рис. 2а). При этом, судя по магнитно-силовым изображениям, только выступающая часть этих образований представляет собой фрагменты оставшейся после распыления ферромагнитной пленки Co. С понижением плотности тока среднее расстояние между частицами заметно увеличивается (рис.3а). АСМ позволяет оценить относительный коэффициент распыления при сканировании участка поверхности на границе падения ионного пучка (рис. 3б).

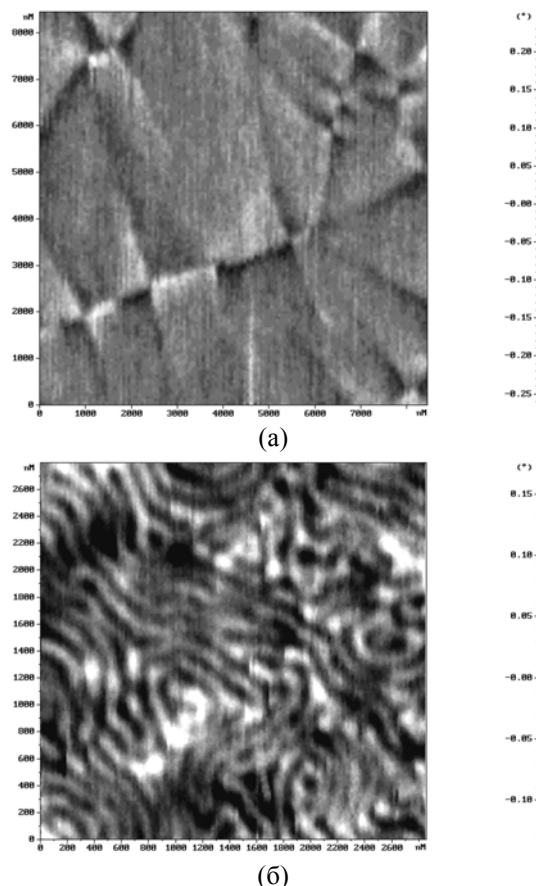


Рис.1. Магнитно-силовые изображения кобальтовых пленок: (а) – толщина пленки 40 нм (размер скана 11x11 мкм), (б) – толщина пленки 80 нм (размер скана 6.5x6.5 мкм).

Таким образом, использование атомно-силового микроскопа позволило установить, что ионное травление нанопленок Co и Ni происходит неравномерно. Это позволит более корректно интерпретировать результаты по ступенчатому увеличению сопротивления кобальтовых микроперемычек в процессе их перетравливания ионным пучком.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16550), гранта НШ-6213.2006.2 и ФЦКП «Физико-химические исследования веществ и материалов» при Казанском государственном университете.

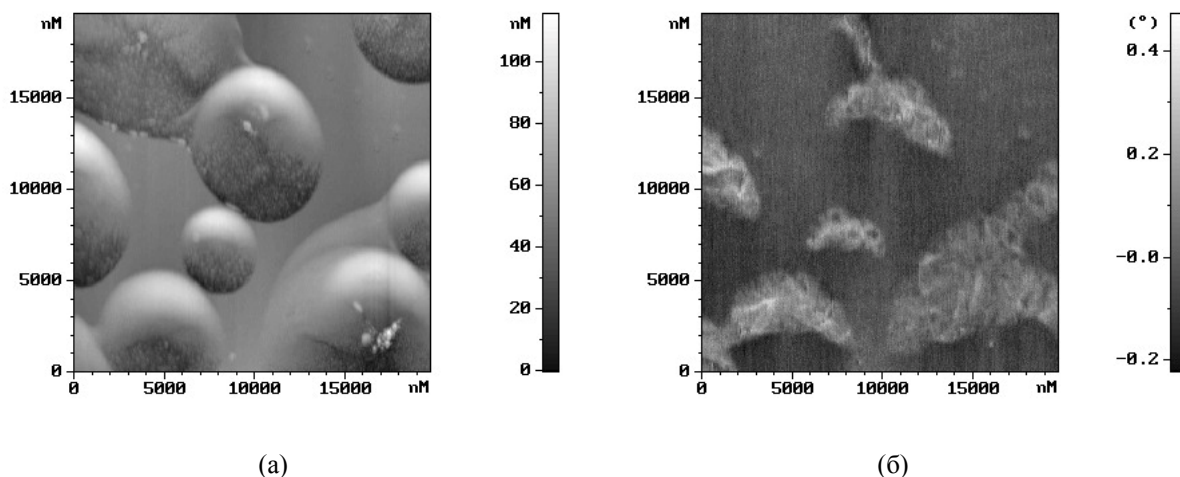


Рис.2. (а) – АСМ-изображение кобальтовой пленки после ионного воздействия (размер скана $2 \times 2 \text{ мкм}^2$), (б) – МСМ изображение, от участка (а).

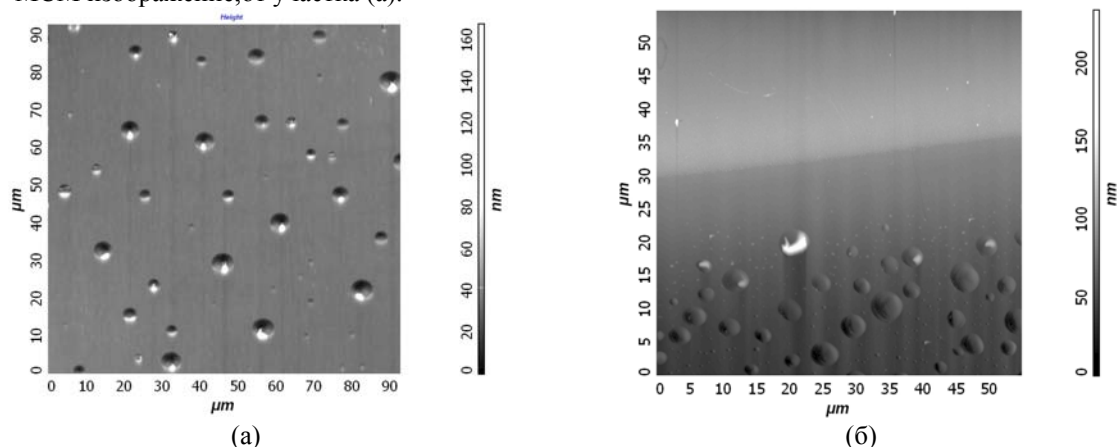


Рис.3. (а) – АСМ-изображение кобальтовой пленки после ионного воздействия (размер скана $100 \times 100 \text{ мкм}^2$), (б) – АСМ-изображение участка поверхности на границе воздействия ионного пучка (размер скана $60 \times 60 \text{ мкм}^2$).

Исследование ультрадисперсных алмазов на поверхности кремния с помощью динамической электростатической силовой микроскопии.

В.В. Гончаров, И.В. Шальнев, М.Н. Корытов, П.Н. Брунков,
А.Т. Дидейкин, А.Я. Вуль

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, С.-Петербург, Россия
e-mail: VadimVG2002@mail.ru

Наноразмерные углеродные структуры находят широкое применение в современной физике, биологии и медицине. Наиболее перспективным применением ультрадисперсных алмазов (УДА) является их использование в качестве высокоэффективных полевых эмиттеров, поскольку они обладают отрицательным электронным сродством [1]. Ранее методами комбинационного рассеяния света и рентгеновской спектроскопии была изучена структура изолированного наноалмазного кластера [2]. Было установлено, что наноалмазный кластер состоит из алмазного ядра с характерным размером порядка 2 нм и проводящей графитовой оболочки толщиной порядка 3 нм. Предполагается, что проводящая графитовая оболочка УДА способна эмитировать электроны при низком анодном напряжении, а алмазное ядро, являющееся диэлектриком, будет эффективно отводить тепло, предотвращая перегрев и разрушение рабочей поверхности.

Целью данной работы являлось изучение электрических свойств кластеров УДА и отдельных наноалмазов на поверхности кремния. Исследуемые образцы были получены методом электрофоретического осаждения наноалмазов детонационного синтеза из раствора, подвергнутого предварительной обработке для разделения имеющихся в нем конгломератов УДА [3]. В качестве подложек для осаждения использовался сильнолегированный кремний со средней шероховатостью поверхности менее 1 нм. Исследования проводились двумя методами сканирующей зондовой микроскопии: полуконтактной Атомно-Силовой Микроскопией (АСМ) и динамической Электростатической Силовой Микроскопией (ЭСМ).

При помощи АСМ методики было получено топографическое изображение поверхности образца (рис. 1). При АСМ исследованиях применяются зонды с радиусом закругления порядка 10 нм, что позволяет получать более точные значения латеральных размеров объектов. Для определения распределения частиц по их высотам (рис. 2) и реальных латеральных размеров объектов была проведена математическая обработка полученных результатов. Для обработки использовался алгоритм, описанный в [4] и реализованный в среде MATLAB. На первом этапе этого алгоритма производится идентификация отдельных объектов, и затем

рассчитываются их реальные геометрические размеры.

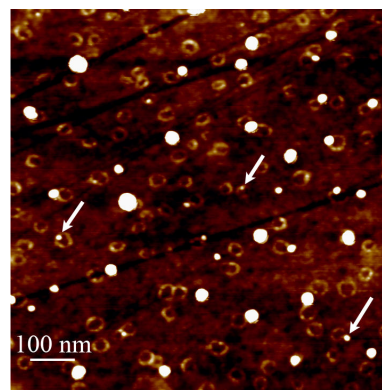


рис.1 АСМ изображение поверхности. Размер области сканирования 0.85x0.85 мкм. Стрелками показаны положения одиночных УДА.

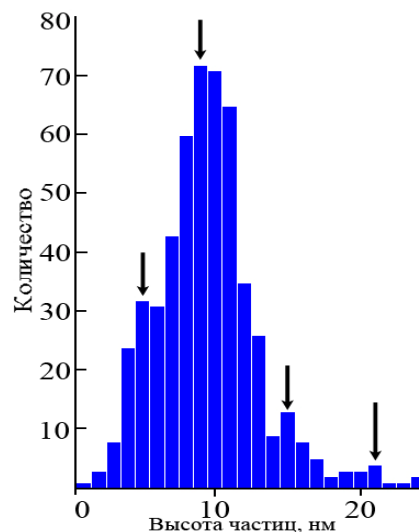


рис.2 Распределение частиц по высоте.

В распределении частиц по их высотам (рис. 2) присутствует пик, соответствующий высоте частиц 5 нм – характерной высоте одиночного наноалмаза. Максимальный пик распределения соответствует кластерам наноалмазов с высотой порядка 10 нм. Также на распределении присутствуют пики, соответствующие кластерам с высотой порядка 15 и 21 нм.

Для изучения электрических свойств кластеров УДА использовалась двухпроходная ЭСМ методика. Измерения в режиме ЭСМ проводятся по следующей схеме: во время первого прохода в режиме полуконтактной

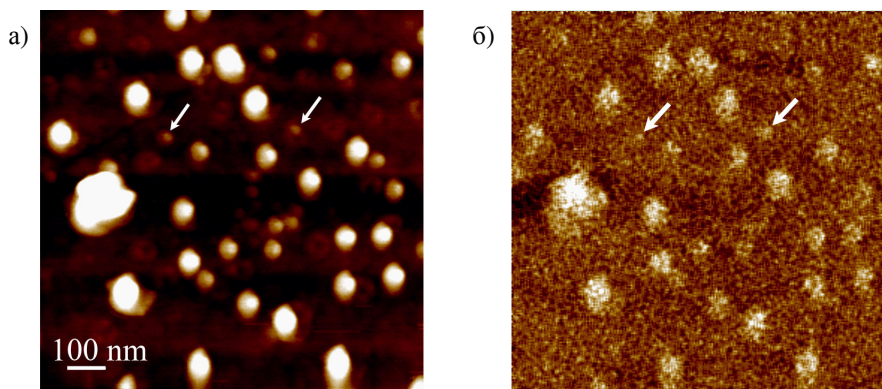


рис.3 Топография участка поверхности (а) и распределение фазового контраста при приложении напряжения смещения $U = -2В$ (б). Площадь сканирования 0.75×0.75 мкм. Стрелками показаны положения одиночных УДА.

Атомно-Силовой Микроскопии измеряется топография поверхности. При втором проходе между образцом и проводящим кантилевером прикладывается постоянное напряжение смещения U , а расстояние между ними поддерживается постоянным. Измеряемый при этом сдвиг фазы колебаний кантилевера $\Delta\phi$, пропорционален пространственному градиенту электростатической силы, действующей между зондом и образцом [5]:

$$\Delta\phi = -\frac{Q}{k} \frac{dF_{ts}}{dz} = \frac{Q}{k} \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{2} U^2 \frac{\partial C}{\partial z} \right].$$

Измерения проводились в широком диапазоне напряжений смещения $U = -7 \div +7$ В. При нулевом напряжении смещения изменений фазы $\Delta\phi$ на распределении фазового контраста обнаружено не было. При подаче напряжения смещения на ЭСМ изображениях наблюдались изменения фазы $\Delta\phi$ в местах, соответствующих положению наноалмазных кластеров на поверхности (рис. 3). Установлено, что сдвиг фазы над кластерами УДА положителен, не зависит от знака напряжения смещения и увеличивается с ростом модуля напряжения U (рис. 4). Следует отметить, что на ЭСМ изображениях распределения фазового контраста $\Delta\phi$ присутствуют изменения фазы связанные как с одиночными наноалмазами с характерным размером порядка 5 нм, так и с наноалмажными кластерами. Наблюдаемое уширение объектов на ЭСМ изображениях по сравнению с АСМ изображениями связано с большим радиусом закругления порядка 60 нм для зондов с проводящим покрытием. Таким образом, было установлено, что при подаче напряжения смещения U происходит взаимное притяжение зонда и кластеров УДА. Необходимо отметить, что на фазовом контрасте (рис. 3) не наблюдается электростатического взаимодействия зонда с сильнолегированной кремниевой подложкой свободной от нанокластеров в силу экранирования потенциала подложки приповерхностным слоем объемного заряда.

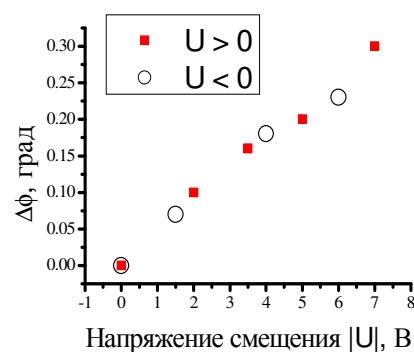


рис.4 Зависимость локальной величины фазового контраста над отдельным кластером УДА от модуля напряжения смещения.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что между проводящей оболочкой кластеров УДА и объемным проводящим материалом подложки в процессе подготовки образцов образуется электрический контакт.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях". Работа поддержана программой Президиума РАН «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред» (проект 2.12).

- [1] В.Ю. Долматов "Ультрадисперсные алмазы детонационного синтеза", СПб: Изд-во СПбГПУ, 2003.
- [2] А.Е. Алексеенский, М.В. Байдакова, А.Я. Вуль, В.И. Сиклицкий, ФТТ, т. 41, вып. 4, 1999, с. 740-743.
- [3] А.Я. Вуль, А.Т. Дидейкин, З.Г. Царева, М.Н. Корытов, П.Н. Брунков, Б.Г. Жуков, С.И. Розов, ПЖТФ, т. 32, вып. 13, 2006, с. 12 – 18.
- [4] А.Р. Chuklanov, S.A. Ziganshina, A.A. Bukharaev, Surf. Interface Anal., Vol. 38 (2006), p. 679-681.
- [5] С. Н. Lei, A. Das, M. Elliott, and J. E. Macdonald, Appl. Phys. Lett., Vol. 83 (2003), p. 482-484.

МСМ исследования трехслойных наночастиц на основе кобальта.

С.Н.Вдовичев¹, Б.А.Грибков¹, С.А.Гусев¹, А.Ю.Климов¹, В.Л.Миронов¹,
Д.С.Никитушкин¹, В.В.Рогов¹, А.А.Фраерман¹, В.Нерварсон²

¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

²Uppsala university, Angstrom laboratory, Uppsala, Sweden

E-mail: bg@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе приводятся результаты исследований трехслойных ферромагнитных круглых дисков, представляющих собой три слоя кобальта, разделенных немагнитными прослойками. Интерес к таким объектам обусловлен возможностью реализации в них неколлинеарных распределений намагниченности. Неколлинеарные структуры намагниченности представляют интерес для изучения спинзависимых эффектов при исследовании электронного транспорта во внешних магнитных полях [1,2].

Методом магнетронного напыления на кремниевую подложку поочередно наносились тонкие слои кобальта, которые разделялись кремниевыми прослойками толщиной 5 нм. Толщины кобальтовых слоев составляли 16 нм (нижний слой), 11 нм (средний слой) и 8 нм (верхний слой). Методом электронной литографии с последующей процедурой ионного травления из полученной многослойной структуры были изготовлены массивы трехслойных ферромагнитных дисков диаметром 300 нм [3]. Выбранная конфигурация толщин ферромагнитных слоев обеспечивает, во-первых, реализацию неколлинеарных распределений намагниченности в трехслойных ферромагнитных дисках. Углы между векторами намагниченности в соседних ферромагнитных слоях составляют 115 градусов между верхним и средним слоем, 250 градусов между верхним и нижним слоем. Во-вторых, при таком соотношении толщин ферромагнитных слоев достигаются оптимальные условия для наблюдения спиральных распределений намагниченности методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) [4]. МСМ измерения проводились на высоковакуумном универсальном сканирующем зондовом микроскопе "Solver HV" (NT-MDT, Зеленоград, Россия). В качестве МСМ зондов были использованы стандартные кремниевые кантилеверы (NT-MDT) на которые в ИФМ РАН методом магнетронного напыления были нанесены тонкие слои Co. МСМ исследования проводились в условиях высокого вакуума при остаточном давлении 10^{-5} торр, использовалась неконтактная МСМ методика.

На рисунке 1 (а,б) приведены экспериментальные МСМ изображения двух различных ферромагнитных частиц массива с противоположным направлением закрученности спирали. Полученные экспериментальные МСМ

изображения хорошо совпадают с теоретически рассчитанными (Рис. 1(в)) [4].

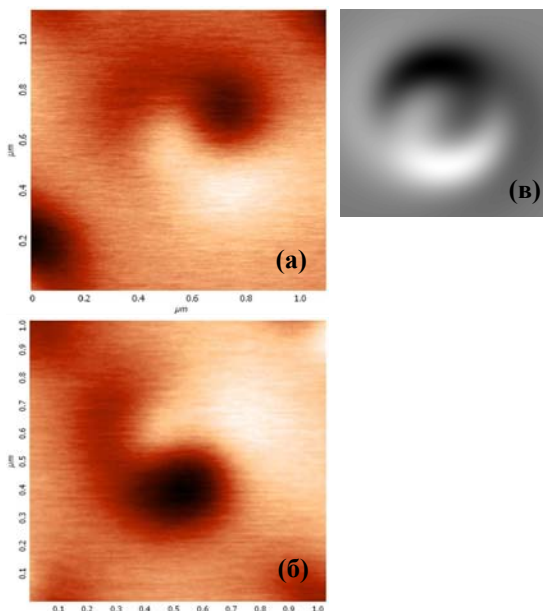


Рис. 1. (а,б) – экспериментальные МСМ изображения спиральных распределений намагниченности с различным направлением закрученности спирали в трехслойных ферромагнитных круглых дисках; (в) – теоретически рассчитанное МСМ изображение спирального распределения намагниченности, соответствующее случаю (а).

Таким образом, показана возможность реализации спиральных распределений намагниченности в трехслойных ферромагнитных круглых дисках. На следующем этапе планируется исследования электронного транспорта в таких структурах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, INTAS, МНТЦ и программы Минобразования и науки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП 2.1.1.2363.

[1] S.S.Parkin, K.P.Roche, et. al. – J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).

[2] I. Zutic, J. Fabian, et. al – Rev. of Mod. Phys. **76**, 323-410 (2004).

[3] A.A.Fraerman, S.A.Gusev, et. al. – Phys. Rev. B, **65**, 064424 (2002).

[4] Д. С.Никитушкин, А. А. Фраерман и др. - Материалы X международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника-2006", 233 (2006).

Зондовая и электронная микроскопия плотных ансамблей малых квантовых точек InSb в GaSb.

М.С. Дунаевский¹, П.А. Дементьев¹, А.Н. Титков¹, А.Н. Baranov², V. Tasco²,
E. Tournie², B. Satpati³, A. Trampert³

1. Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

2. Institute d'Electronique du Sud, Universite Montpellier 2, Montpellier, France

3. Paul-Drude-Institute fur Festkorperforschung, Berlin, Germany

InSb является перспективным узкозонным материалом для применения в электронике и оптоэлектронике. Малое значение эффективной массы электрона и высокая электронная подвижность могут использоваться для создания высокоскоростных транзисторов с малым энергопотреблением. Кроме того, малая ширина запрещенной зоны делает возможным применение InSb в светоизлучающих приборах инфракрасного диапазона.

В настоящий момент все еще актуальной остается задача получения полупроводникового лазера работающего в инфракрасном диапазоне 3-5 μm . Эта область спектра может использоваться: 1) при передаче данных по оптоволоконным линиям в спектральном окне прозрачности 2) в газоанализаторах, так как у многих газов (CO_2 , метан и др.) в этой области находятся линии поглощения. Квантовые точки (КТ) из узкозонных материалов, например InSb, вызывают интерес в связи с возможностью их применения в активных слоях инфракрасных лазерных гетероструктур на базе GaSb [1].

Получение плотных массивов ($\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) бездефектных InSb КТ на GaSb сопряжено с определенными трудностями. Из-за относительно малой величины связи In-Sb, атомы In обладают большой длиной миграции по Sb-ограниченной поверхности [2,3]. В результате при обычных режимах роста молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) удавалось получать лишь большие КТ (50-100 нм) в неплотных массивах (10^9 cm^{-2}) [4,5].

Для преодоления этой проблемы в данной работе использована нестандартная двухстадийная процедура МЛЭ-роста InSb КТ. На первом этапе несколько монослоев InSb осаждалось на GaSb подложку при пониженной температуре 300 $^\circ\text{C}$, а на втором этапе проводился быстрый отжиг при температуре 390 $^\circ\text{C}$ с последующим зарастиванием GaSb [6]. Это позволяет подавить миграцию In по поверхности и получить плотные массивы малых InSb КТ. Для характеристики полученных КТ использовались методы атомно-силовой микроскопии (АСМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

На рис. 1 представлены АСМ и ПЭМ изображения InSb КТ, полученные для

образца 1. В образце 1 применялся стандартный режим МЛЭ-роста InSb КТ, осаждалось 2.5 ML InSb на GaSb подложку при температуре 450 $^\circ\text{C}$, со скоростью 0.33 ML/s. На АСМ изображении поля 1x1 μm^2 (рис.1а) можно видеть массив InSb КТ с плотностью $4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, диаметрами 40 - 80 нм и высотами 10 - 15 нм. Полученные в результате стандартного МЛЭ-роста неплотные массивы InSb КТ согласуются с ранее получаемыми КТ в работах [4,5]. На ПЭМ изображении (рис.1б) приведена одна из InSb КТ.

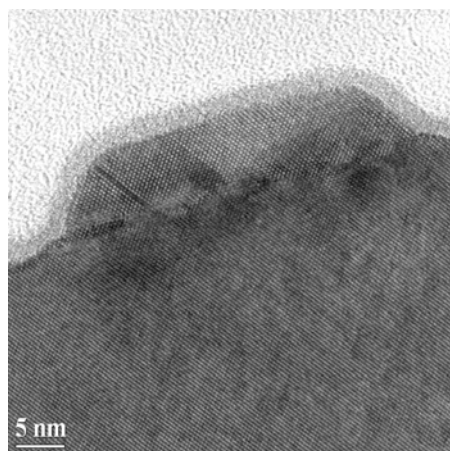
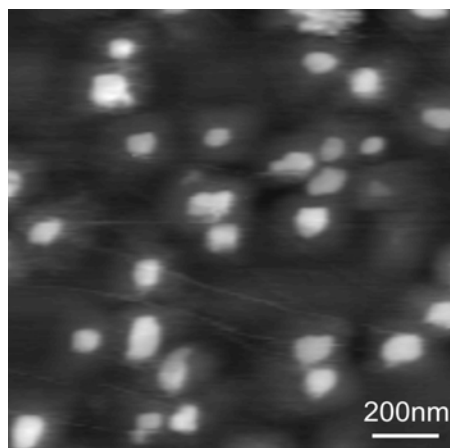


Рис. 1. (а) Топографические АСМ изображения InSb КТ (2.6 ML InSb) полученных в стандартном режиме при температуре 450 $^\circ\text{C}$ (б) ПЭМ изображение высокого разрешения профиля одной из InSb КТ.

Точка содержит дефекты - дислокации несоответствия. Отметим, что наличие таких дефектов негативно влияет на люминесцентные характеристики слоев с КТ.

В образце 2, напротив, применялся нестандартный двухстадийный режим МЛЭ-роста [6]. На первом этапе 2.5 ML InSb осаждалось на GaSb подложку при пониженной температуре 300°C, а на втором этапе проводился отжиг при температуре 390°C в течение 20-50 секунд. На рис. 2а приведено АСМ топографическое изображение (поле 1x1μm²) поверхности с полученными КТ. Можно видеть массив InSb КТ со средним радиусом 13нм, высотой 2нм и плотностью уже 7.4×10¹⁰ см⁻². По сравнению со стандартной процедурой МЛЭ-роста, плотность КТ возросла на порядок, а размеры КТ в несколько раз уменьшились. Таким образом, использование данного режима позволило получить требуемый плотный массив малых InSb КТ.

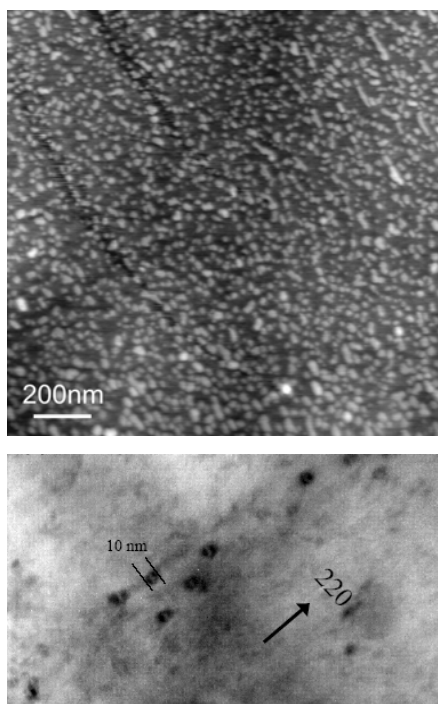


Рис.2 (а) Топографическое АСМ изображение InSb КТ (2.6 ML InSb) полученных в нестандартном двухстадийном режиме МЛЭ-роста. (б) ПЭМ изображение в поперечном сечении, полученное при небольшой разориентации электронного пучка относительно плоскости слоя InSb КТ.

На рис. 2 б приведено ПЭМ изображение в поперечном сечении с небольшой разориентацией электронного пучка относительно слоя InSb КТ в гетероструктуре. На квантовых точках наблюдается контраст в виде “кофейных зерен”, характерный для сжатых КТ [6,7]. Полученные InSb КТ напряжены и не содержат дефектов. Отсутствие

дефектов в КТ позволило получать интенсивные пики фотолюминесценции в районе 360 meV (3,5μm). На рис. 3 приведены спектры фотолюминесценции при 90 К при разных мощностях оптической накачки. Даже при малых значениях накачки (0.4 W/cm²) наблюдается пик при 360 meV с полушириной 50 meV. При переходе к комнатной температуре (300К) люминесценция ослаблялась лишь в четыре раза.

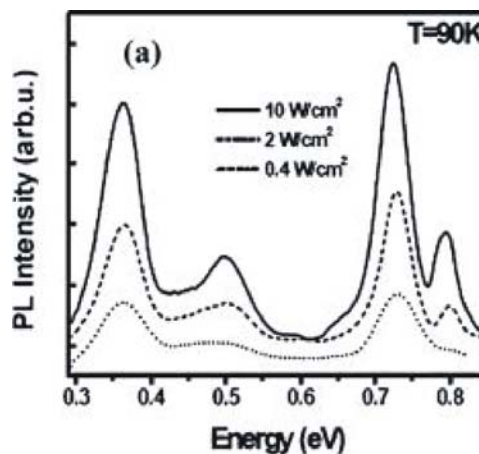


Рис. 3 Спектры фотолюминесценции для образца 2 с большой плотностью малых InSb КТ при 90К для разных мощностей накачки.

Заключение.

Разработан специальный двухстадийный режим МЛЭ-роста позволяющий получать плотные массивы напряженных бездефектных InSb квантовых точек на поверхности GaSb. Применение методов АСМ и ПЭМ позволило определить параметры массива КТ: плотность $n=7.4 \times 10^{10}$ см⁻², средний радиус $r=13$ нм, высота $h=2$ нм. Структуры с InSb КТ демонстрируют фотолюминесценцию около 3,5 μm вплоть до комнатных температур.

Работа выполнялась в рамках проекта DOMINO (ЕС, Project No. FP6-017383). М.С.Д. и П.А.Д. выражают благодарность гранту Президента РФ НШ-5920.2006.2

- [1] E. Alphandery, R.J. Nicholas, N.J. Mason et al. , Phys.Rev.B, 65, 115322, (2002)
- [2] F. Hatami et.al., Appl.Phys.Lett., 89, 133115 (2006)
- [3] N. Deguffroy et.al., Inst.Phys.Conf.Ser. 187, 93 (2006)
- [4] N. Bertru et.al., Appl.Phys.Lett., 68, 31 (1996)
- [5] E. Alphandery, Appl.Phys.Lett., 74, 2041 (1999)
- [6] V.Tasco et.al., Appl.Phys.Lett., 89, 263118, (2006)
- [7] D. B. Williams and C. B. Carter, Transmission Electron Microscopy: A Textbook in Material Science Plenum, New York, 1996, Vol. III, p. 417.

Исследование электронных и структурных свойств одиночных нитевидных кристаллов (нановискеров) GaAs и Si методами атомно-силовой микроскопии

П.А. Дементьев¹, М.С. Дунаевский¹, Л.В. Соколов², О.П. Пчеляков², Ю.Б. Самсоненко¹, И.П. Сошников¹, А.Н. Титков¹, Г.Э. Цырлин¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

Email: Mike.dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) – новый тип твердотельных наноструктур – представляются перспективными элементами микро- и наноэлектроники, в связи с чем в последние годы начались интенсивные технологические работы по их получению и оптимизации свойств. Одновременно возникла необходимость в надежных способах исследования структурных и электронных свойств ННК с высоким пространственным разрешением. При этом исследование ННК, получаемых эпитаксиальными методами, заметно осложняется их свободным расположением над поверхностью подложки с единственным механическим контактом в месте начала роста.

Отмеченная трудность в исследовании ННК может быть обойдена при привлечении методов атомно-силовой микроскопии (АСМ). Действительно, существует возможность механической фиксации ННК тонкими полимерными пленками, после чего к каждому ННК может быть подведен АСМ зонд и проведены необходимые структурные и электрические измерения с нанометровым пространственным разрешением. Существенно, что при этом будут получаться данные для каждого индивидуального ННК, а не усредненные по их ансамблю.

В работе исследовались полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии ННК GaAs на подложках GaAs с ориентацией (111) и (100) и Si на подложке Si (111). Полученные ННК имели линейные размеры до нескольких микрон при диаметрах менее 200 нм [1,2].

Топографические АСМ исследования позволили выявить ряд структурных свойств полученных ННК. Было отчетливо продемонстрировано наличие у Si ННК кристаллической огранки (Рис. 1). Приведенное топографическое АСМ изображение было получено в контактной моде. Как оказалось, при сканировании ННК в контактной моде происходит скалывание ННК и при повторном сканировании выявляются уже “пеньки” оснований ННК, где огранка ННК отчетливо проявляется. Для Si было также обнаружено развитие глубоких рвов в подложке вокруг каждого Si ННК, повторяющих шестигранную форму ННК.

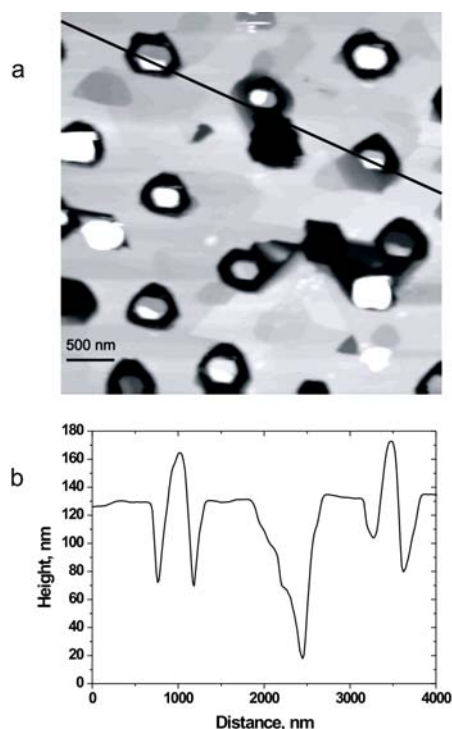


Рис 1. АСМ топографическое изображение поверхности Si со скотолытами Si вискерами (а); профиль поверхности (б)

АСМ исследования также показали модификацию структуры поверхности первоначально планарных подложек GaAs в ходе МПЭ роста. Для GaAs было обнаружено развитие пирамид на подложках (111) (см. Рис. 2) и сети ям на подложках (100). Отметим, что на приведенном рисунке объем материала в полученных низких GaAs ННК (высотой всего в десятки нанометров) вполне сопоставим с объемом материала, перераспределенного на поверхности подложек при их структурном преобразовании в ходе роста ННК. Выявленные структурные изменения подложек GaAs и Si в ходе получения ННК, особенно на наблюдаемом начальном этапе роста ННК, очевидно, должны учитываться при количественном моделировании роста ННК, что ранее не делалось. Здесь могут возникнуть уточнения в предлагаемые сейчас объяснения роста ННК на

основе, преимущественно, диффузионного меха-

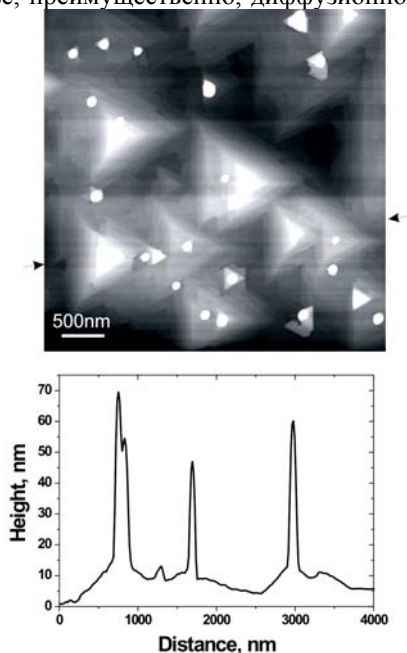


Рис. 2. Короткие GaAs ННК

низма переноса адсорбируемых на поверхности атомов.

Далее в работе были получены продольные вольтамперные характеристики (ВАХ) для GaAs и Si ННК. При линейных размерах ННК до нескольких микрон и диаметрах менее 100 нм приведение зонда АСМ в контакт со свободным окончанием свободностоящего ННК затруднено. Для получения ВАХ был разработан способ фиксации ННК в позитивном фоторезисте SPR30008 на основе новолачной фенолформальдегидной смолы. Данный резист характеризуется малым изменением объема при затвердевании, что позволяет избежать обламывания ННК при их фиксации. Фиксация ННК позволила избавиться от паразитных колебаний концов ННК и добиться устойчивого контакта зонда АСМ и ННК, что в свою очередь, позволило получать воспроизводимые ВАХ ННК. Материал зонда АСМ представлял собою кремниевую пирамиду с хорошо проводящим алмазным покрытием.

Обнаружено существование ВАХ трех типов: почти линейных, симметричных и выпрямляющих, рис. 3. Их характер может определяться индивидуальным уровнем легирования и фазовым составом конкретного ННК. Из анализа линейных областей ВАХ при относительно больших напряжениях получена информация о величине проводимости ННК. Как оказалось, форма ВАХ определяется также ситуацией в области контакта зонда АСМ со свободным окончанием ННК. По условиям получения ННК их вершины покрыты золотыми шапочками, являвшимися инициаторами роста ННК. При АСМ сканировании эти шапочки могут скалываться, а место скола подвергаться окислению в атмосферных условиях. Реальное состояние окончания ННК может влиять на вид ВАХ. Также вид ВАХ зави-

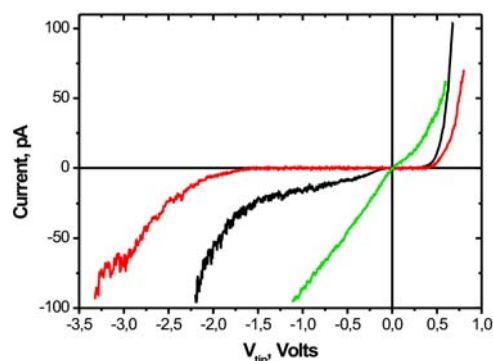


Рис. 3. ВАХ GaAs ННК длиной порядка 1 мкм.

сит и от перехода в легировании и составе ННК на границе с подложкой.

Таким образом, выполненные исследования показали возможность получения продольных ВАХ от индивидуальных ННК и высокую чувствительность ВАХ к состоянию ННК и его контактов с подложкой и зондом АСМ. Однако в данный момент исследования находятся на начальной стадии, полученные результаты еще не сведены в структурированную и теоретически проанализированную картину.

В дальнейшем планируется продолжать исследование электрических свойств ННК. Наиболее целесообразным представляется проведение исследований ННК без золотых шапочек при контакте зонда АСМ непосредственно с материалом ННК на его свободном окончании. Для этого планируется скалывать верхнее окончание ННК вблизи золотой шапочки. Для избежания последующего окисления открывшейся свободной поверхности окончания ННК измерения планируется проводить в среднем вакууме.

Выполнение работы поддержано программой РАН Квантовые наноструктуры, проектом РФФИ 06-02-17547 и грантом Президента РФ НШ-5920.2006.2

1. Г. Э. Цырлин и др. ФТП, 39(5) 587 (2205).
2. V. G. Dubrovskii et al., Phys. Rev. B, 71(20), 205325 (2005)

Dispersion interaction of microparticles with a nonlocal matter in a system out of thermal equilibrium

Illarion Dorofeyev

Institute for physics of microstructures RAS
603950 GSP-105 N. Novgorod Russia
E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

States of microparticles nearby solids depend on various factors including electromagnetic properties of the solids. A matter of great concern is the case of nonlocal description of the properties. In thermal equilibrium the van der Waals energy of a system constituted by two microparticles and a solid characterized by a nonlocal response is calculated in [1]. Here, a similar problem will be considered, but

in a system out of thermal equilibrium, when the temperature of a substrate T_S differs from the temperature of a gas T_G . This approach is the same as one accepted in the papers [2, 3]. Related geometry is depicted in Fig.1 of the previous reports [1, 4]. As well as in a local case the energy may be written out in the following way

$$U_{neq}(\ell_1, T_G, T_S) = U_{1S}(\ell_1, T_G, T_S) + U_{12S}^{(1)}(\ell_1, T_G, T_S) + U_{12S}^{(2)}(\ell_1, T_G, T_S) \quad , \text{ where}$$

$$U_{1S}(\ell_1, T_G, T_S) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \left[\frac{2\Theta_G}{\omega} A_1(\omega) + \frac{2\Theta_S}{\omega} A_2(\omega) \right],$$

$$U_{12S}^{(i)}(\ell_1, T_G, T_S) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \left[\frac{2\Theta_G}{\omega} B_1^{(i)}(\omega) + \frac{2\Theta_S}{\omega} B_2^{(i)}(\omega) \right], \quad (i=1,2),$$

$$A_1(\omega) = \alpha_1''(\omega)\beta^*(\omega) \quad , \quad A_2(\omega) = \beta''(\omega)\alpha_1^*(\omega)$$

$$B_1^{(1)}(\omega) = 2\alpha_1''(\omega) \left[\alpha_2'(\omega)B'(\omega) - \alpha_2''(\omega)B''(\omega) \right] + 2\alpha_2''(\omega)\alpha_1'(\omega)B'(\omega) \quad ,$$

$$B_2^{(1)}(\omega) = B''(\omega)\alpha_1'(\omega)\alpha_2'(\omega) \quad , \quad B(\omega) = \text{Spur} \left\{ T_{ik}\beta_{kj} \right\} \quad ,$$

$$B_1^{(2)}(\omega) = \alpha_1''(\omega) \text{Re} \left\{ \alpha_2^*(\omega) \text{Spur} \left[\beta_{ik}^* \tilde{\beta}_{kj}^* \right] \right\} + \alpha_2''(\omega) \text{Re} \left\{ \alpha_1'(\omega) \text{Spur} \left[\beta_{ik} \tilde{\beta}_{kj} \right] \right\} \quad ,$$

$$B_2^{(2)}(\omega) = \text{Re} \left\{ \alpha_1(\omega)\alpha_2^*(\omega) \text{Spur} \left[\beta_{ik}'' \tilde{\beta}_{kj}^* \right] \right\} + \text{Re} \left\{ \alpha_1(\omega)\alpha_2(\omega) \text{Spur} \left[\beta_{ik}'' \tilde{\beta}_{kj} \right] \right\} \quad ,$$

where $\Theta_{G,S} = (\hbar\omega/2) \coth(\hbar\omega/2k_B T_{G,S})$, $\alpha_{1,2}(\omega)$ are the polarizabilities of the microparticles located at points $\vec{r}_1 = \{0, 0, \ell_1\}$ and $\vec{r}_2 = \{r_{\parallel}, 0, z\}$, $\beta(\omega)$ is the matrix $\beta_{ik}(\omega)$ at point $\{r_{\parallel} = 0, z = \ell_1\}$,

$$\beta_{ik}(\omega) = \begin{pmatrix} \beta_{xx}(\omega) & 0 & \beta_{xz}(\omega) \\ 0 & \beta_{yy}(\omega) & 0 \\ \beta_{zx}(\omega) & 0 & \beta_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \quad ,$$

$$\beta_{xx}(\omega) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} p^2 dp \left[J_0(pr_{\parallel}) - J_2(pr_{\parallel}) \right] r_{12}^p(p, \omega) e^{-p(z+\ell_1)} \quad ,$$

$$\beta_{yy}(\omega) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} p^2 dp \left[J_0(pr_{\parallel}) + J_2(pr_{\parallel}) \right] r_{12}^p(p, \omega) e^{-p(z+\ell_1)} \quad ,$$

$$\beta_{zz}(\omega) = \int_0^{\infty} p^2 dp J_0(pr_{\parallel}) r_{12}^p(p, \omega) e^{-p(z+\ell_1)} \quad ,$$

$$\beta_{zx}(\omega) = -\beta_{xz}(\omega) = \int_0^{\infty} p^2 dp J_1(pr_{\parallel}) r_{12}^p(p, \omega) e^{-p(z+\ell_1)} \quad ,$$

$r_{12}^p(p, \omega)$ is the Fresnel coefficient taking into account the nonlocal peculiarities of the optical response of the samples in a general case.

The case for thermal equilibrium [1] follows directly from the formulas, which are written out in this report.

The resonance enhancement of the van der Waals force occurs as well as in the case of local description of matter and in the case of multiparticle interactions in a gaseous media [4, 5] in the systems out of thermal equilibrium. Different constituents of such the systems exchange by energy among itself most effectively via the frequency channels in vicinities of eigenmodes of the constituents. It is known that the spectral density of energy of systems in thermal equilibrium can be represented via the pure imaginary frequencies using the Cauchy theorem. Response functions have no singularities along the imaginary axis. This is a mathematical consequence of the absence of any energy flows (in average) in such the systems. Spectral density of energy of systems out of thermal equilibrium is not an analytical function. That is why the energy in this case is expressed via the pure real frequencies on the complex plane of a frequency. But, at the real axis the density of energy has some resonance points due to susceptibilities of the constituents of the systems. An immediate mutual proximity of the resonances yields the resonance enhancement of the dispersion energy in our case.

A nonlocal description of matter allows calculate the van der Waals potential at all distances

$$\varepsilon_\ell(\omega, k) \approx \varepsilon_b(\omega) + \frac{4k_F^2 \Omega_p^2}{v_F^2} \left\{ \left(\frac{1}{k} \right)^4 + \frac{4k_F^2}{5} \left(\frac{1}{k} \right)^6 + \frac{4k_F^2}{35v_F^2} \left[12k_F^2 v_F^2 + 35\omega(\omega + iv) \right] \left(\frac{1}{k} \right)^8 + \dots \right\},$$

where $\varepsilon_b(\omega)$ is the background dielectric function associated with the bound electrons, v_F is the electron collision frequency, Ω_p is the plasma frequency, k_F , v_F are the Fermi wavenumber and velocity. Substituting the decomposition into the formula for the surface impedance followed by the integration yields the sought for dependence of the Fresnel coefficient $\text{Im}[r_{12}^p(p, \omega)] \sim p^{-8}$ at the condition $p \rightarrow \infty$. The dependence is numerically verified at IR frequency range. As a corollary of the dependence, the density of states proportional to the integral $\int_0^\infty dp p^2 \text{Im}[r_{12}^p(p, \omega)]$ tends to the finite value at the upper limit of integration. At the low limit of integration a corresponding behavior gives obviously finite number.

Finally, we conclude that the DS of fields is a finite value just at the surface of metals. The same problem was investigated using the self-consistent QIB (Quantum Infinite Barrier) approach and using the model for the Fresnel coefficient taking into

among microparticles and a substrate. Because the potential is fully determined by the fluctuating electromagnetic fields, a related knowledge of the properties of the fields is a key element in the theory.

One of the most essential characteristics of fluctuating electromagnetic fields is the density of states (or spectral power density) at the surface of solids generating such the fields. The density of states of fields just at the surface of solids is proportional to the integral $\int_0^\infty dp p^2 \text{Im}[r_{12}^p(p, \omega)] e^{-2pz}$

at $z = 0$. Thus, we should investigate a behavior of the imaginary part of the Fresnel coefficient at infinity. We estimate the value using the SCIB (Semi-Classical Infinite Barrier) model of a conductor. In this approach

$$r_{12}^p(p, \omega) = \frac{1 - Z^p(p, \omega)}{1 + Z^p(p, \omega)}, \quad Z^p(p, \omega) = \frac{2p}{\pi} \int_0^\infty \frac{dq}{k^2 \varepsilon_\ell(\omega, k)},$$

where $Z^p(p, \omega)$ is the impedance, $\varepsilon_\ell(\omega, k)$ is the longitudinal Lindhard dielectric function, $k^2 = p^2 + q^2$ is the wavenumber within a metal domain. We are interesting with a behavior at $p \rightarrow \infty$. We can to decompose the dielectric function at the condition $k \gg 2k_F$ ($k \rightarrow \infty$) up to the first term containing an imaginary part.

account the nonlocal effects suggested by P.J.Feibelman [6]. All the models gave a finite value of DS. The question is only how large the value of the density of states?

Hope, the work will be supported by RFBR, grant n. **07-02-00159**

- [1] Dorofeyev I., Physics Letters A, accepted, (2007)
- [2] Dorofeyev I., J. Phys. A: Math. Gen. **31**, 4369 (1998)
- [3] Antezza M., Pitaevskii L.P., Stringari S., and Svetovoy V.B., Phys. Rev. Lett., **97**, 223203 (2006)
- [4] Dorofeyev I., «Нанофизика и наноэлектроника» т.1 сс.183-184, материалы X симпозиума, Нижний Новгород, 13-17 марта 2006
- [5] Dorofeyev I. Physics Letters A, **340** №1-4, 251 (2005)
- [6] Feibelman P.J., Prog. Surf. Science n.12, 287 (1982)

Образование nanoостровков при осаждении меди на поверхность Ag/Cu(111)-(9x9)

В.Ю.Юров, К.Н.Ельцов, В.В.Черкез, Б.В.Андрюшечкин

Института общей физики им.А.М.Прохорова РАН, ул.Вавилова 38, корп.Л2, Москва,Россия

e-mail: yurov@kapella.gpi.ru

В работе методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) исследовался процесс осаждения меди в сверхвысоковакуумных условиях на предварительно структурированную поверхность Ag/Cu(111). Согласно данным [1] и нашим исследованиям [2] при $T=300$ К монослой Ag на грани Cu(111) образует сеть треугольных петлевых дислокаций (9x9). Целью работы было исследовать возможность создания упорядоченного массива островков металла с использованием треугольных петлевых дислокаций в качестве шаблона. Все эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной четырехкамерной установке, подробно описанной в [3]. Установка оснащена сканирующим туннельным микроскопом (СТМ) GPI-300, квадрупольным масс-спектрометром, анализатором типа «цилиндрическое зеркало» для электронной оже-спектроскопии, трехсеточным анализатором электронов для дифракции медленных электронов, ионной пушкой, системой напуска газов и системой напыления металлов. Базовое давление в камере установки не превышало 8×10^{-11} Torr.

На первом этапе исследований с целью создания шаблона на поверхность Cu(111) было напылено 0.8 монослоя (МС) серебра при комнатной температуре. Такая степень покрытия серебра гарантировала отсутствие двухслойных островков серебра на поверхности. Напыление меди на данную структурированную поверхность проводилось при температуре подложки 100 К. Анализ СТМ изображений (рис.1а), полученных после напыления Cu, позволяет заключить, что размеры и форма образующихся nanoостровков не произвольны, а следуют за структурой (9x9) на окружающей террасе. Для объяснения наблюдаемой картины, необходимо учесть процесс обмена атомами между адсорбатом (медь) и подложкой (монослой серебра) (см. рис. 1c,d). Действительно, если атомы меди попадают на область, покрытую монослоем серебра, то они быстро проходят под него, вытесняя атомы серебра наверх, что, в итоге, приводит к формированию медных островков, покрытых монослоем серебра. Если же напыляемые атомы меди попадают на области, свободные от монослоя серебра, то они быстро диффундируют к краю ступенек серебра или

меди, и в этой области маленькие островки не образуются вообще.

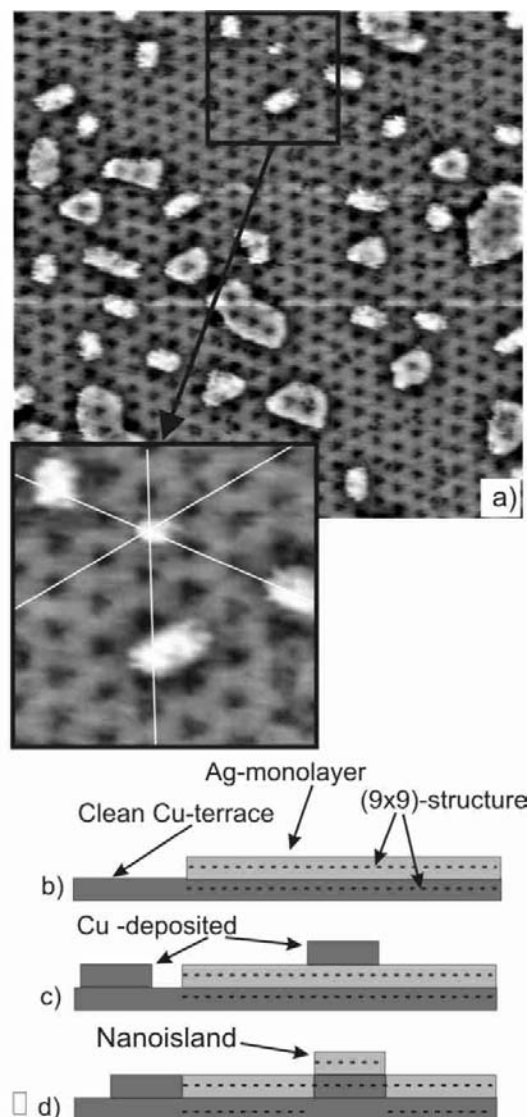


Рис.1. а) СТМ изображение nanoостровков, кадр 60×60 нм², б) модель возникновения nanoостровков: монослой Ag/Cu(111), в) после напыление 0,4 МС Cu, д) образование nanoостровков при обмене атомными слоями Ag и Cu

Для понимания, какие факторы являются важнейшими при формировании nanoостровков с использованием шаблона, первоначальный шаблон был изменен и создан слой серебра со степенью покрытия 1.5 МС. При этом поверхность покрыта слоем серебра

толщиной 1 и 2 МС в равных долях. При этом в областях с 2 МС после напыления Си nanoостровки не образуются.

Вторая модификация шаблона была получена при напылении Ag на Cu(111) при температуре 200 К, когда при покрытии серебра в 1 МС петлевые дислокации не образуются, а возникает картина типа муара [1].

При напылении Си при температуре 100 К на различные модификации шаблона было установлено следующее:

- Напыление меди на поверхностную структуру Ag/Cu(111)-(9x9), представляющую собой сеть треугольных петлевых дислокаций, приводит к формированию nanoостровков с латеральным размером $<50 \text{ \AA}$, высотой в один атомный слой (рис. 1a).

- Наличие треугольных петлевых дислокаций при толщине покрытия серебра в один слой является необходимым условием для возникновения островков, при этом сами дислокации являются центрами зародышеобразования (врезка на рис. 1a).

- Обмен атомами между слоями приводит к тому, что верхняя плоскость островков состоит из атомов серебра (рис. 1d), а островки обладают стабильностью во времени даже при комнатной температуре.

- Если в качестве шаблона используется 2 МС серебра на Си или структура муара (при однослойном покрытии Ag/Cu(111)), то nanoостровки не образуются вообще.

В результате исследований построена модель, объясняющая, почему форма и границы nanoостровков следуют за структурой треугольных петлевых дислокаций (9x9) на окружающей террасе и определяются неоднородностью взаимодействия верхнего слоя серебра с медной подложкой.

Тот факт, что островки возникают точно на треугольных дислокационных петлях, позволяет надеяться, что при определенном подборе параметров (скорость напыления и температура подложки) можно будет получить nanoостровки на каждом треугольнике сети (9x9).

[1]. F.Besenbacher, et al., Surface Alloying in heteroepitaxial metal-on-metal growth in "The Chem.Phys. of Solid Surf. and Heterogen. Catalysis" Vol.8, Eds. D.A.King, D.P.Woodruff, Elsevier, 1997.

[2]. A. Bendounan, H. Cercellier, Y. Fagot-Revurat, et al., Phys. Rev. B **67**, 165412 (2003).

[3]. K.N. Eltsov, A.N. Klimov, S.L. Priadkin, et al., Phys. Low. Dim. Struct. **7/8**, 115 (1996).

Низкотемпературный (гелиевый) сверхвысоковакуумный сканирующий туннельный микроскоп *GPI CRYO* и его возможности

К.Н. Ельцов¹, С.В. Зайцев-Зотов², Б.А. Логинов³, А.Н. Климов¹,
А.Н. Косяков⁴, О.В. Объедков⁴, В.Н. Трофимов⁵, А.Н. Черников⁵,
В.М. Шевлюга¹

1 ЦЕНИ ИОФРАН, ул. Вавилова, 38 корп. Л2, Москва, Россия

2 ИРЭ РАН, ул. Моховая 11, стр.7, Москва, Россия.

3 МИЭТ, г. Зеленоград, проезд 4806, д.5, Москва, Россия

4 ЗАО НПФ "Сигма Скан", ул. Вавилова, 38, Москва, Россия

5 ОИЯИ, Московская обл. г. Дубна, Россия

e-mail: eltsov@kapella.gpi.ru

Создан сверхвысоковакуумный низкотемпературный сканирующий туннельный микроскоп для изучения физических явлений на атомном уровне и проведения атомных

манипуляций на поверхности твердого тела при низких (гелиевых) температурах со следующими основными техническими характеристиками:

Диапазон рабочих температур	4.9÷40 К
Максимальная область сканирования При T = 5 К При T = 300 К	(X,Y,Z) 650×650×150 нм ³ 4.0×4.0×1 мкм ³
Минимальный шаг при сканировании (X,Y,Z)	0,001 Å
Область позиционирования (X,Y,Z)	2×2×3 мм ²
Разрешение	Атомное разрешение на металлах
Туннельная спектроскопия $dI_{\text{tun}}/dU_{\text{tun}}(U_{\text{tun}})$, Чувствительность	Аппаратное дифференцирование, 0.1 нА/В
Температурный дрейф	менее 0.5 нм/град
Резонансная частота сканера	31.4 кГц
Базовое давление в вакуумной камере	1×10^{-10} Торр
Совместимость со стандартными методами анализа поверхности	полная

Состав:

- сканер микроскопа с высокой резонансной частотой и высоким уровнем термокомпенсации (скорость теплового дрейфа 0.5 нм/град)
- сверхвысоковакуумная система охлаждения сканера на основе жидкого гелия. Защита от фонового теплового излучения осуществлена путем использования испаряющегося гелия в качестве хладагента для защитных экранов. Продемонстрирована рекордная продолжительность сохранения гелиевой температуры без доливки жидкого гелия, равная 67 часам;
- цифровой блок управления на основе сигнального процессора ADSP 2181 с возможностью управления по 50 каналам и встроенным цифровым синхронным детектором. Уровень электрических шумов на выходе высоковольтных усилителей не

превышает 1 мВ. В состав блока управления входят:

- 16-разрядный АЦП туннельного тока;
- 10-разрядный быстродействующий АЦП для измерения быстропротекающих процессов;
- 8-канальный 12-разрядный АЦП;
- одиннадцать 16-разрядных ЦАПов с последовательным интерфейсом и шесть 16-разрядных ЦАПов с параллельным интерфейсом,
- три прямых цифровых 16-разрядных синтезатора частот с внутренней таблицей формирования синуса и 10-разрядным ЦАПом;
- 16-разрядный регистр выходных логических сигналов TTL уровня;
- программное обеспечение под ОС "Windows" для обеспечения калибровки сканера, сканирования, туннельной спектроскопии, а также основных режимов атомных манипуляций;



Рис. 1 Общий вид сверхвысоковакуумного сканирующего туннельного микроскопа GPI CRYO

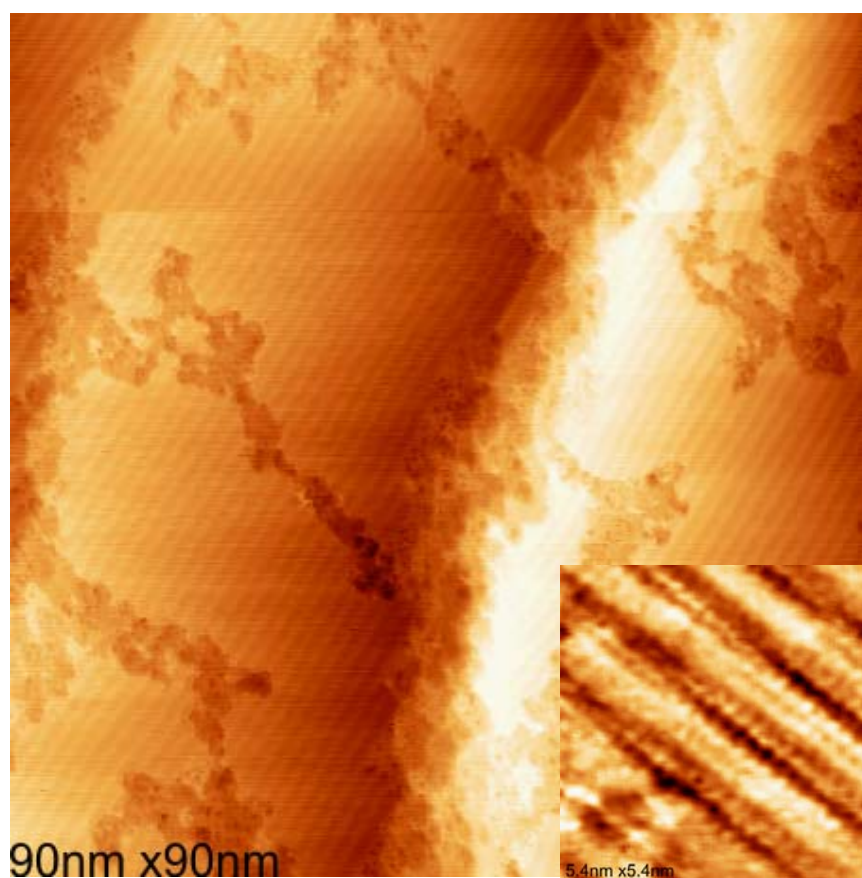


Рис.2 СТМ-изображение реконструированной поверхности Au(100), полученное при температуре 5 К. На вставке показан фрагмент поверхности с атомным разрешением

Оптический левосторонний метаматериал на основе решеток сдвоенных металлических наночастиц.

А.А.Жаров, Р.Е.Носков

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950 Россия

e-mail: zharov@ipm.sci-nnov.ru

1. Введение. За последние годы, вслед за работами Пендри и др. [1,2], в которых предлагалось использовать решетки из металлических проводов и кольцевых щелевых резонаторов для получения композитных сред с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями в микроволновом диапазоне, были достигнуты значительные успехи в создании нано- и микроструктурированных композитных материалов (или *метаматериалов*), обладающих отрицательным показателем преломления в более высокочастотных диапазонах, вплоть до ИК и оптического [3-9]. Однако, в силу технологических трудностей, все упомянутые экспериментальные результаты были получены, фактически, в планарной геометрии для монослоя метаматериала. В то же время, вполне очевидна необходимость создания объемных оптических левосторонних метаматериалов. В настоящем сообщении как раз и предлагается достаточно простой дизайн изотропного объемного метаматериала, необходимые электрический и магнитный отклики которого возникают благодаря резонансному возбуждению дипольных и поперечно-квадрупольных квазистатических мод (плазмонов) в системе попарно сгруппированных металлических наночастиц.

2. Собственные моды системы сдвоенных металлических наночастиц. Предлагаемый дизайн кубической элементарной ячейки метаматериала показан на рис.1.

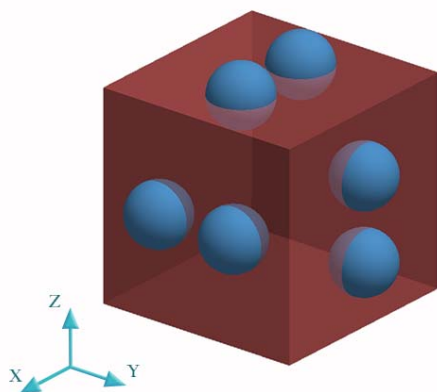


Рис.1

Основными типами собственных квазиэлектростатических колебаний в системе сдвоенных металлических наночастиц являются две дипольные моды – поперечная и продольная

(рис.2 а, б) и две квадрупольные моды – поперечная и линейная (рис.2 в, г).

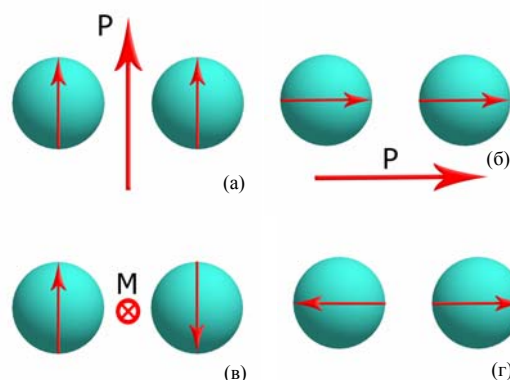


Рис.2

Первые два типа плазмонов характеризуются конечным электрическим дипольным моментом и нулевым магнитным дипольным моментом. У поперечной квадрупольной моды электрический дипольный момент равен нулю, но отличен от нуля магнитный дипольный момент. У линейного квадруполья оба дипольных момента (и электрический и магнитный) равны нулю. Таким образом, электрический отклик метаматериала с элементарной ячейкой, изображенной на рис.1, будет определяться соответствующими электродипольными модами, в то время как магнитный отклик возникает лишь благодаря возбуждению поперечной квадрупольной моды. Частоты плазмонов могут быть легко найдены в рамках приближения точечных диполей (данное приближение пригодно для системы шариков при условии $d > 3a$, где d - расстояние между их центрами, a - радиус частицы [10]). Приближение точечных диполей в пренебрежении потерями приводит к следующим выражениям для частот плазмонов:

$$\omega_{(\uparrow\uparrow)} = \omega_0 \sqrt{\frac{1+\eta}{1-\eta\chi}}; \quad \omega_{(\leftrightarrow\leftrightarrow)} = \omega_0 \sqrt{\frac{1-2\eta}{1+2\eta\chi}};$$

$$\omega_{(\uparrow\downarrow)} = \omega_0 \sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta\chi}}; \quad \omega_{(\leftrightarrow\leftarrow)} = \omega_0 \sqrt{\frac{1+2\eta}{1-2\eta\chi}},$$

где $\eta = a^3/\varepsilon_h d^3$, $\chi = (\varepsilon_h - 1)/(1 + 2\varepsilon_h)$,

$$\omega_0 = \omega_p / \sqrt{1 + 2\varepsilon_h} \quad (1)$$

- частота плазмона уединенного шарика, ω_p - плазменная частота металла, ϵ_h - диэлектрическая проницаемость матрицы, в которую внедрены металлические наночастицы. Нижний индекс в выражениях (1) отвечает типу возбуждаемой моды (см. рис.2). Частота плазмона уединенной частицы ω_0 , расположенной в вакууме ($\epsilon_h = 1$), для большинства металлов обычно лежит в ближнем ультрафиолетовом диапазоне (например, для серебра $\hbar\omega_0 \approx 3,5eV$). Однако, в условиях диэлектрического окружения наночастиц ω_0 может быть понижена до оптического и ближнего ИК диапазонов.

3. Области отрицательной рефракции метаматериала. Для описания композитного материала в терминах эффективных проницаемостей (т.е., другими словами, как сплошную среду) необходимо, чтобы размер элементарной ячейки l был значительно меньше длины электромагнитной волны λ , в соответствующей эффективной среде. Если последнее условие выполнено, то эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости могут быть вычислены стандартным способом, путем вычисления электрического и магнитного дипольных моментов единицы объема среды, выраженных в терминах средних макроскопических электрического и магнитного полей, что и приводит к искомым материальным уравнениям. Связь локального (или действующего) и среднего макроскопического полей может быть найдена в рамках теории Лоренц-Лорентца, развитой, в частности, для кубической решетки электрических и магнитных диполей. Вычисляя таким образом эффективные диэлектрическую и магнитную проницаемости метаматериала, можно найти частотные границы области левосторонности (или, другими словами, отрицательной рефракции), в которых реальные части соответствующих эффективных проницаемостей одновременно отрицательны. На рис.3 показаны эти области для метаматериала созданного на основе серебряных наночастиц на плоскости параметров «фактор заполнения – частота» при разных значениях диэлектрической проницаемости диэлектрической матрицы. Фактор заполнения $\rho = 24\pi a^3/3l^3$ определяет объемную долю металла в элементарной ячейке. Для этих вычислений частотные зависимости $\text{Re}\epsilon_m(\omega)$ и $\text{Im}\epsilon_m(\omega)$ серебра в оптическом и ближнем ИК диапазонах взяты из измерений, выполненных в работе [11]. Обратим внимание на то, что при $\epsilon_h < 1,5$ левосторонные свойства у метаматериала отсутствуют вовсе. Следует

заметить, что соответствующие результаты получены в пренебрежении взаимодействием между парами наночастиц в элементарной ячейке. Это, естественно, накладывает дополнительное условие на иерархию масштабов в системе.

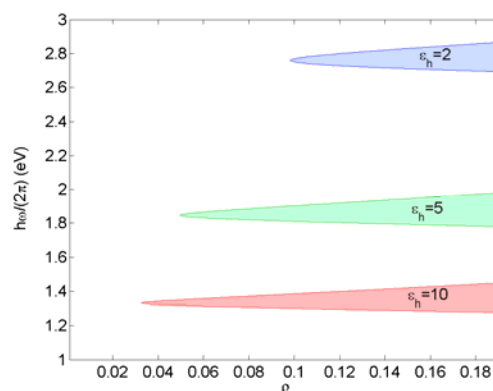


Рис.3

4. Заключение. Предложен дизайн объемного изотропного левостороннего метаматериала для оптического и ИК диапазонов. Основу дизайна составляет кубическая решетка попарно сгруппированных наночастиц металла, обеспечивающая требуемый электрический и магнитный отклики метаматериала. Рассчитаны границы частотных областей отрицательной рефракции при различных значениях проницаемости диэлектрической матрицы, в которую внедрены металлические наночастицы.

5. Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант No. 05-02-16357.

[1] Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J. et al., Phys. Rev. Lett., **76**, 4773 (1996)
 [2] Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J. et al., IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **47**, 2075 (1999)
 [3] Moser H.O., Casse B.D.R., Wilhelmi O. et al., Phys. Rev. Lett., **94**, 063901 (2005)
 [4] Zheng S., Fan W., Minhes B.K. et al., Phys. Rev. Lett., **94**, 037402 (2005)
 [5] Linden S., Enkrich C., Wagneer M. et al., Science, **306**, 1351 (2004)
 [6] Ishikawa A., Tanaka T., and Kawata S., Phys. Rev. Lett., **95**, 237401 (2005)
 [7] Shalaev V.M., Cai W., Chetter U.K., et al., Opt. Lett., **30**, 3356 (2005)
 [8] Grigorenko A.N., Geim A.K., Gleeson H.F., et al., Nature, **438**, 335 (2005)
 [9] Ozbay E., Science, **311**, 189 (2006)
 [10] Park S.Y. and Stroud D., Phys. Rev. B, **69** 125418 (2004)
 [11] Johnson P.B. and Christy R.W., Phys. Rev. B, **6** 4370 (1972)

Механизм аномального поведения кантилеверного зонда в контактном режиме АСМ.

А.В. Беляев, В.В. Жижимонтов.

ЗАО «НТ-МДТ», Корпус 167, Зеленоград, Москва, Россия, 124460.

e-mail: vladimir@ntmtdt.ru

В АСМ в настоящее время применяются различные методы исследования свойств поверхности образца – контактный, бесконтактный и полуконтактный. Контактный метод, являясь по времени самым первым методом зондовой микроскопии, сохраняет свою актуальность и востребован при измерении рельефа поверхности в латерально-силовой микроскопии, контактной сканирующей емкостной микроскопии, при получении атомарного разрешения и при измерении предельных шумов. Контактная АСМ используется для проведения измерений на образцах с широким спектром свойств – от твердых материалов, таких как кремний, до мягких биологических образцов в жидкой среде. Зонды, предназначенные для контактных измерений, также достаточно разнообразны. Их жесткость варьируется на два порядка - от сотых долей до единиц Н/м, радиус острия может иметь величину от единиц до десятков нанометров, угол конуса иглы зонда также изменяется от 20° до 70°. При таком разнообразии свойств образцов и зондов достаточно часто возникают трудности при выборе зонда для проведения измерений и при самих измерениях. Это может проявляться в появлении высокого шума, генерации, которую не удается устранить выбором параметров обратной связи и силы прижатия острия зонда к поверхности образца. Дело часто осложняется влиянием влажности на поведение АСМ.

В работе рассматривается поведение кантилеверного зонда при проведении контактных измерений. В расчет принимаются поперечная жесткость иглы и латеральная жесткость контакта острия иглы с образцом.

В качестве иллюстрации аномального поведения АСМ в контактном режиме можно рассмотреть генерацию, которую авторы назвали геометрической. Эксперимент проводился на СЗМ производства НТ-МДТ NTEGRA Aura в контактном режиме. Использовался контактный зонд CSG01 (НТ-МДТ) жесткостью 0,03 Н/м, длиной кантилевера 350 мкм, толщиной 1 мкм, углом конуса иглы 22°, длиной иглы около 10 мкм. Зонд в приборе установлен под углом 20°. Измерение положения зонда осуществляется с помощью регистрации угла отклонения лазерного луча, отражаемого от задней поверхности кантилевера. Размер пятна лазера вдоль кантилевера около 50 мкм. Центр его располагается на расстоянии около 40 мкм от свободного конца кантилевера. В качестве

образца использовалась кремниевая пластинка. На осциллографе наблюдались колебания (рис. 1) – геометрическая генерация, амплитуда которых практически не зависит от петлевого усиления обратной связи, а частота изменяется и составляет доли Герца при низких значениях петлевого усиления и возрастает при его увеличении. Замена зонда на однотипный не позволяет исправить ситуацию.

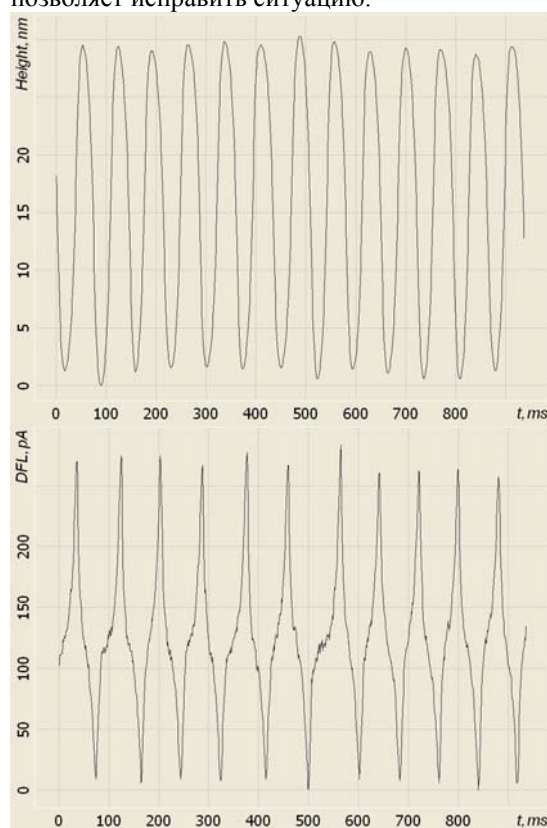


Рис. 1 Осциллограммы колебаний высоты (сверху) и угла отклонения кантилевера (ошибка обратной связи).

Можно дать следующее объяснение геометрической генерации. Предположим, что поперечная жесткость иглы и латеральная контактная жесткость велики. При смещении сканера по Z острие зонда сначала сцеплено с поверхностью, поскольку между острием иглы и поверхностью образца присутствует трение. Положение верхней части иглы вдоль поверхности задается кантилевером, поэтому игла изменяет свой наклон и вынуждает свободный конец кантилевера также изменять угол в месте крепления иглы. Направление изменения угла наклона кантилевера,

противоположное по сравнению с ожидаемым из обычного рассмотрения [1], при котором считается, что форма прогиба кантилевера такая же, как при приложении силы к свободному концу. В действительности, к кантилеверу прикладывается не только сила, но и момент силы. Поскольку знак обратной связи оказывается неправильным, сканер АСМ продолжает увеличивать изгиб кантилевера. По достижении порогового значения силы трения острие начинает проскальзывать по образцу, знак изменения угла начинает соответствовать ожидаемому поведению, ошибка обратной связи начинает уменьшаться, и в какой-то момент сканер начинает обратное движение. Если учесть поперечную жесткость иглы и латеральную контактную жесткость, то угол изгиба свободного конца кантилевера уменьшится, а при определенных соотношениях между жесткостью кантилевера и поперечной жесткостью иглы совместно с латеральной контактной жесткостью угол изгиба свободного конца кантилевера может практически полностью соответствовать ожидаемому углу изгиба.

На рис. 2 показана расчетные форма и угловое отклонение кантилевера, использованного в эксперименте. Линейное отклонение нормировано на перемещение сканера δz , а угловое отклонение - на ожидаемый угол изгиба на конце $\frac{3}{2} \frac{\delta z}{l}$, где l - длина кантилевера. Сплошной линией показаны ожидаемая форма и угловое отклонение кантилевера. Штриховой линией показаны форма и угловое отклонение, рассчитанные с учетом рассматриваемого механизма. Из приведенных данных видно, что угол изгиба на свободном конце имеет знак, противоположный ожидаемому.

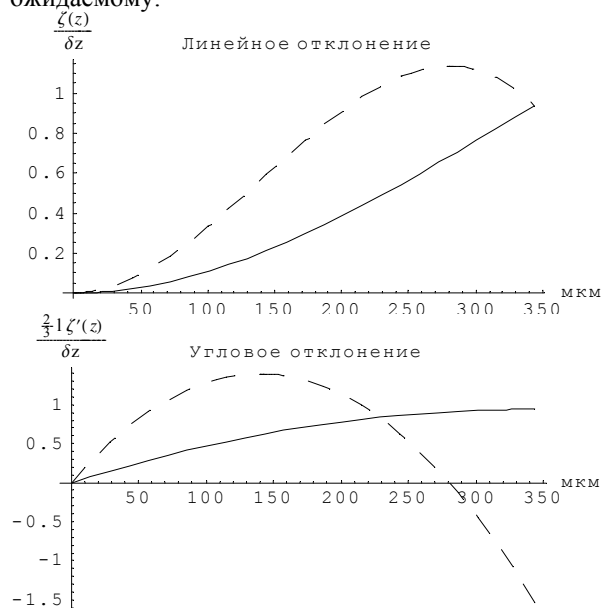


Рис. 2 Форма и угол отклонения кремниевого кантилевера толщиной $t=1$ мкм и длиной $l=350$ мкм.

Для сравнения на рис. 3 приведены данные для зонда NSG03 фирмы NT-MDT жесткостью 1,1 Н/м. Очевидно, что поведение этого зонда близко к ожидаемому поведению.

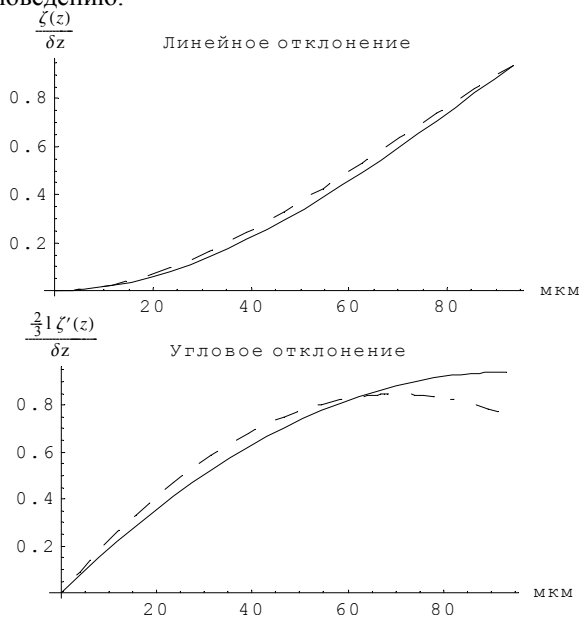


Рис. 3 Форма и угол отклонения кремниевого кантилевера толщиной $t=1,2$ мкм и длиной 130 мкм.

При настройке луча лазера на область, где угловое отклонение меняет знак (рис. 2), отраженный луч в среднем не будет изменять угол при отклонении зонда либо изменение будет мало. Это соответствует значительному снижению коэффициента передачи системы регистрации, и как следствие, увеличению шумового движения сканера по Z. В эксперименте шум возрастал до 3 нм, тогда как для зонда NSG03 он составлял 0,05 нм.

На основании предложенного механизма аномального поведения кантилеверного зонда в контактном режиме предполагается выработать рекомендации по выбору зондов в зависимости от модуля Юнга образца.

[1] Scanning Force Microscopy / Ed. by Sarid D. Oxford: Oxford Univ. Press, 1994, rev. edn. P.39, 119.

Влияние режимов получения и способов обработки АСМ изображений на рассчитываемую высоту шероховатости.

Занавескин М.Л., Грищенко Ю.В., Калачикова Е.С., Толстихина А.Л.

Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия
e-mail: spm@ns.crys.ras.ru

Возможность исследования топографии поверхности в широком пространственном диапазоне делает атомно-силовую микроскопию (АСМ) наиболее мощным прямым методом исследования высоты шероховатости поверхности. Однако ряд артефактов, возникающих при АСМ измерениях, существенно влияет на рассчитываемую высоту шероховатости. В данной работе рассматривается возможность получения достоверных топографических изображений больших размеров (более 50x50 мкм) при исследовании сверхгладких поверхностей (с шероховатостью менее 1 нм) методом АСМ.

Объектами исследования были сверхгладкие полированные пластины ситала и сапфира. Поверхность образцов изучалась с помощью сканирующего зондового микроскопа NTEGRA Prima (НТ-МДТ), позволяющего контролировать перемещения сканера с помощью емкостных датчиков. АСМ-изображения поверхности (двухмерный рельеф поверхности) получали в прерывисто-контактном режиме. Погрешность измерений линейных размеров в диапазоне от 0,001 до 80 мкм была не более 10% и разрешение по оси Z составляло 0,2 нм. Использовали стандартные кремниевые кантилеверы марки NSC11 фирмы MikroMasch. Атомно-силовой микроскоп размещался в специальном климатическом боксе с контролируемыми параметрами воздушной среды: температурой, влажностью и чистотой. Температура в нем поддерживалась в диапазоне 25±5С с точностью ±0,05 С.

При АСМ исследованиях на реальный рельеф накладывается искажения связанные 1 – со сферической траекторией движения сканера, 2 – с нелинейностью системы регистрации перемещения сканера, 3 – с тепловыми дрейфами сканера. Тепловые дрейфы сканера исключались в нашем эксперименте благодаря высокой точности поддержания температуры в чистом помещении. Атомно-силовой микроскоп оборудован системой регистрации перемещений сканера с помощью емкостных датчиков, такая система обладает много меньшей нелинейностью по сравнению с контролем перемещения сканера по подаваемому на него напряжению. Для устранения искажения, вносимого сферической траекторией движения сканера, обычно применяется вычитание из АСМ изображения поверхности второго порядка. Однако даже в том

случае, когда измерения производятся в условиях высокой температурной стабильности на изображениях часто присутствуют систематические или скачкообразные сдвиги между строками сканирования. Вычитание поверхности второго порядка не способно компенсировать межстрочные скачки (рис. 1).

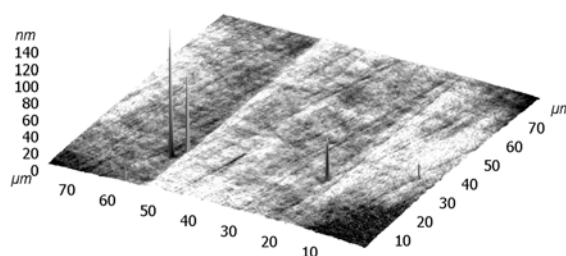


Рис. 1. АСМ изображение поверхности сапфировой пластины (80x80 мкм) обработанное вычитанием поверхности второго порядка.

Для устранения таких артефактов, применяется вычитание кривых второго порядка вдоль направления сканирования.

Описанные методы проведения эксперимента и обработки данных должны обеспечивать высокую степень достоверности результатов, однако получение сканов больших размеров при АСМ исследованиях сверхгладких подложек требует особого внимания. Разброс высот на областях сканирования более 50x50 мкм может составлять единицы нанометров, и даже незначительные искажения могут играть существенную роль при определении параметров шероховатости по данным изображениям.

Для проверки точности определения рельефа поверхности сверхгладких образцов нами был поставлен следующий опыт. На ситаловой подложке в полуконтактном режиме было получено АСМ изображение размером 80x80 мкм. Далее с помощью микрометрических винтов (цена деления 10 мкм) образец был смещен на 60-70 мкм сначала вправо, а затем вниз от первоначальной области сканирования. Из полученных изображений вычитались кривые второго порядка вдоль направления сканирования. На рисунке 2 представлены полученные изображения: а) – первоначальный скан, б) – скан со смещением вправо и в) – скан

со смещением вниз. Общие перекрывающиеся области сканов обозначены пунктирными линиями. Стрелками при цифрах 1 и 2 на сканах помечены характерные детали рельефа, повторяющиеся на изображениях. В указанных

стрелками местах были получены профили поверхности вдоль вертикального направления для сканов а) и б) и вдоль горизонтального для сканов а) и в). Данные профили представлены на рис. 2 г).

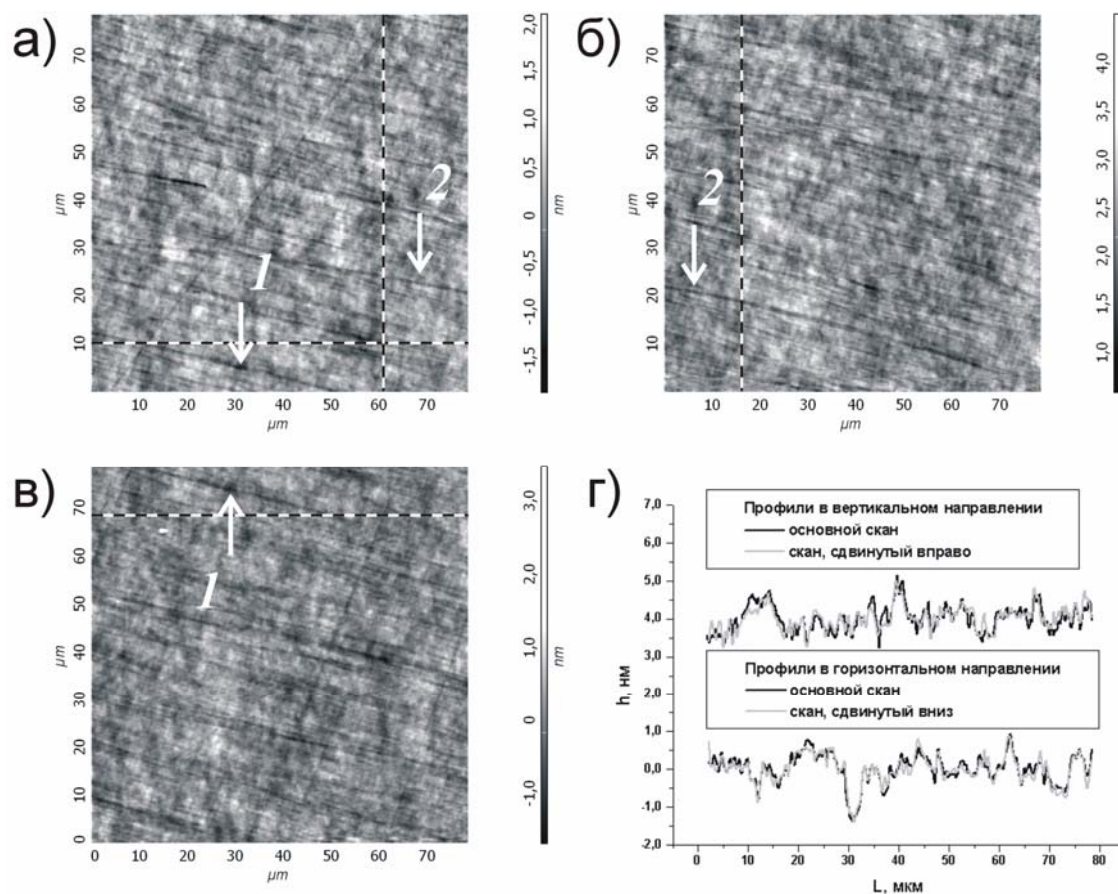


Рис. 2. АСМ изображения поверхности ситаловой подложки а) – первоначальный скан, б) – скан со смещением вправо и в) – скан со смещением вниз, и профили поверхности вдоль вертикального направления для сканов а) и б) и вдоль горизонтального для сканов а) и в).

На представленных АСМ изображениях видно хорошее совпадение как мелких так и крупных деталей рельефа в перекрывающихся областях сканов. Кроме того хорошо совпадают и профили, сделанные в перекрывающихся областях разных сканов.

Аналогичный опыт, проведенный без использования емкостных датчиков показал существенное влияние нелинейности сканера на АСМ изображения. Характер вносимых искажений не позволяет полностью их устранить последующей цифровой обработкой: искажения исчезают при вычитании кривых более 6-7 порядков, однако вместе с ними теряется информация о крупных деталях поверхности и рельеф сглаживается. Следует отметить, что критичное влияние нелинейности сканера проявляется только при исследовании сверхгладких образцов. Кроме того, влияние нелинейности уменьшается при уменьшении размеров области сканирования и становится не существенным для размеров областей сканирования порядка 1x1 мкм.

Проведенный эксперимент показал возможность получения достоверных топографических изображений больших размеров (более 50x50 мкм) при исследовании сверхгладких поверхностей (с шероховатостью менее 1 нм) методом АСМ при использовании контроля перемещения сканера с помощью емкостных датчиков. Этот результат открывает возможность для расширения эффективного поля сканирования методом «сшивания» серии сканов максимального размера, что может представлять интерес для исследования масштабной зависимости высоты шероховатости, а также при сравнении данных АСМ с данными белой интерферометрии и профилометра.

Работа выполнена в рамках ведущей Научной школы М.В.Ковальчука и Н.А.Киселева «Динамическое и кинематическое рассеяние рентгеновских лучей и электронов: теория, экспериментальные методы и применение» на приборах ЦКП «Структурная диагностика материалов» при ИК РАН.

Формирование токового изображения при исследовании металлических нанокластеров в диэлектрических пленках методом комбинированной СТМ/АСМ

М. А. Лапшина, Д. О. Филатов, Д. А. Антонов

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр-т Гагарина 23

Нижний Новгород, Россия

e-mail filatov@phys.unn.ru

Исследования свойств систем металлических нанокластеров в диэлектрических матрицах в последние годы получили широкое развитие [1]. В таких системах наблюдаются эффекты кулоновской блокады, резонансного туннелирования и пр., характерные для наноразмерных систем [2]. С практической точки зрения, интерес к ним обусловлен перспективами создания на их основе одноэлектронных устройств, элементов памяти и др. [3].

Для определения формы, размеров, объемной концентрации кластеров в диэлектрических матрицах обычно применяется метод просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [4]. В [5] для визуализации нанокластеров Au в пленках SiO₂ применен метод комбинированной сканирующей туннельной/атомно-силовой микроскопии (СТМ/АСМ). Поверхность пленки сканировалась проводящим АСМ зондом, одновременно измерялся туннельный ток между зондом и n⁺-Si подложкой. На токовом изображении наблюдались участки повышенной проводимости (каналы тока), связанные с туннелированием электронов через кластеры Au (рис.1). Однако механизм формирования изображения, в частности, связь размеров каналов тока с размером нанокластеров, оставался не до конца выясненным.

В данной работе моделировалось туннелирование электронов между АСМ зондом и подложкой через металлические нанокластеры в диэлектрической пленке с учетом реальной формы острия АСМ зонда, размеров кластера и его положения относительно границ пленки.

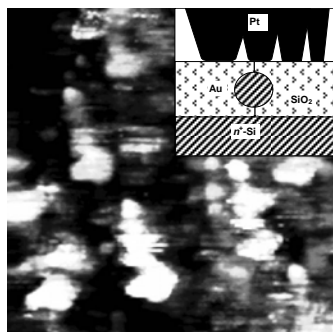


Рис.1. Токовое изображение структуры n⁺-Si/SiO₂/кластеры Au/SiO₂. U_g = 2 В. Размер скана 100×100 нм². На вставке показана схема туннелирования электронов при наличии множественных выступов на острие зонда.

При моделировании эффектом кулоновской блокады, наблюдаемой в исследованных образцах, пренебрегали, анализ был проведен в [5]. Размерным квантованием также пренебрегли, так что кластеры представляли собой объемные металлические сферы с радиусом R ~ 1 нм. Туннельно емкостные микроскопические (ТЕМ) исследования структур, сформированных в подобных условиях показал R ≈ 1.1 нм [5]. Оценка R из периода кулоновской лестницы дала близкие результаты

Размеры контакта острия зонда с поверхностью пленки D рассчитывались в рамках задачи Герца [6] и составляет ~ 10 нм для значения нагружающей силы в эксперименте [5] ≈ 2 нН.

Туннельный ток между зондом и нанокластером [7]:

$$I(V) \propto \int_{E_F}^{E_F+eV} dE \rho_p(E+eV) \rho_c(E) T(E, eV), \quad (1)$$

где e и E — заряд и энергия электрона, ρ_p и ρ_c — плотность состояний в материале зонда (Pt) и кластера (Au) соответственно, E_F — уровень Ферми в материале зонда, T — вероятность туннелирования, V — напряжение между зондом и кластером. Поскольку эффектом кулоновской блокады пренебрегали, V ≈ U_g, где U_g — напряжение между зондом и подложкой. В квазиклассическом приближении при eV < A_{Au}, A_{Pt}, где A — работа выхода, T ≅ exp(-ks), где k = 2√2mX̄/ħ, X̄ = (A_{Au} + A_{Pt} - eV)/2 - X_{SiO₂}, s — длина туннелирования (рис.2), m и X_{SiO₂} — эффективная масса электрона и средство к электрону диэлектрика.

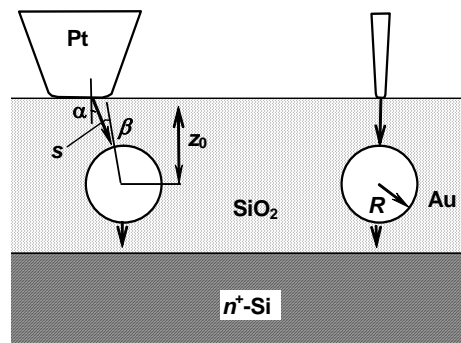


Рис.2. Схема туннелирования электронов через кластеры Au в SiO₂.

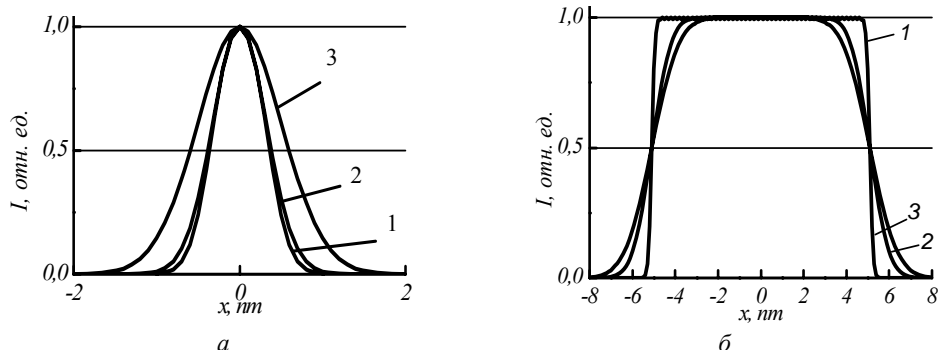


Рис.3. Расчетные нормированные профили тока вдоль диаметра сферического нанокластера Au в SiO₂ в приближениях точечного (а) и широкого (б) зонда. D , нм: а — 0,1; б — 10. z_0 , нм: 1 — 0,1; 2 — 2; 3 — 5.

В случае $D \ll R$ (точечный зонд)

$$I(x, y) = C \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} d\theta \exp(-ks) \sin \theta \cos \beta, \quad (2)$$

где C — константа, x, y — координаты зонда, $\sin \theta d\theta d\phi$ — элемент поверхности сферического кластера. В квазиклассическом пределе угол β имеет смысл угла падения электронов на поверхность сферического кластера в точке (θ, ϕ) .

На рис.3а приведены расчетные профили туннельного тока поперек сферического нанокластера с $R = 1$ нм для различных расстояний между поверхностью диэлектрической пленки и центром нанокластера z_0 . В случае точечного зонда наблюдаемый размер канала тока может быть значительно меньше реальных размеров кластера. Вследствие малых значений $k \sim 0,1$ нм существенный вклад в полный туннельный ток вносят только элементы поверхности кластера, ближайшие к зонду (рис.2). При этом наблюдаемый размер канала тока зависит от z_0 : чем меньше z_0 , тем более резким выглядит токовое изображение (рис.3а). Данный случай реализуется в СТМ исследованиях пленок с диспергированными в них металлическими нанокластерами, обладающих перколяционной проводимостью [8].

В случае $D \gg R$ (этот случай реализуется в СТМ/АСМ эксперименте [5])

$$I(x, y) = C \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{D/2} dr \exp(-ks) r \cos \alpha, \quad (3)$$

где x, y — координаты центра области контакта зонда с поверхностью пленки, $r dr d\phi$ — элемент площади области контакта, α — угол между нормалью к поверхности контакта и направлением на кластер из точки контактной области с координатами (r, ϕ) . Как видно из рис.3б, наблюдаемые размеры каналов тока определяются диаметром области контакта острия зонда с поверхностью диэлектрической пленки D и могут значительно превышать размер кластера. При этом размеры каналов тока зависят от глубины залегания кластера под поверхностью диэлектрика z_0 : в случае, когда кластер находится вблизи поверхности, протекание тока возможно в

большем диапазоне положений зонда относительно кластера (рис. 2).

Рассмотренные выше эффекты обуславливают появления эффектов конволюции в методе СЗМ [9]. Рис.1 представляет собой пример одного из таких проявлений. По некоей случайной причине, острие зонда представляло собой бахрому с 4-мя выступами разного диаметра, расположенными в ряд (см. вставку на рис.1). В связи с этим, изображение каждого кластера также учетверялось, размеры наблюдаемых каналов тока составляют от 5 до 15 нм и, очевидно, не связаны с размерами самого кластера, а определяются размерами соответствующего выступа на острие зонда. Данный эффект известен в литературе как "multi tip effect" [10].

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию РФ (РНП2.1.1.6055).

- [1] Cattaruzza, E., Battaglin, G., Gonella, F., Polloni, R., Mattei, G., Maurizio, C., Mazzoldi, P., Sada, C., Montagna, M., Tosello, C., and Ferrari, M., *Phil. Mag. B*, 76, 615 (2002).
- [2] Дранунов, В. П., Неизвестный, И. Г., Гридчин, В. А., *Основы нанозлектроники*. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000.
- [3] Cerofolini, G. F., Arena, G., Camalleri, M., Galati, C., Reina, S., Renna, L., Mascolo, D., and Nosik, V., *Microel. Eng.*, 81, 405 (2005).
- [4] Spencer, J. C. H., *Mat. Sci. Eng. R26*, 1 (1999).
- [5] Антонов, Д. А., Филатов, Д. О., Зенкевич, А. В., Лебединский, Ю. Ю., *Изв. АН: Сер. Физ.*, 71, 61 (2007).
- [6] Ландау, Л.Д., Лившиц, Е.М. *Теоретическая физика. Т.7: Теория упругости*. М.: Наука, 1987.
- [7] Kubby, J. A. and Boland, J. J., *Surf. Sci. R26*, 61 (1996).
- [8] Imamura, H., Chiba, J., Mitani, S., Takanashi, K., Takahashi, S., Maekawa, S., and Fujimori, H., *Phys. Rev. B*, 61, 46 (2000).
- [9] Бухараев, А. А., Овчинников, Д. Б., Бухараева, А. А., *Заводская лаборатория*, 1996, №1, С.10.
- [10] Sakurai, T., *Advances in Scanning Probe Microscopy*, Springer, 2000. P.54

Влияние магнитного поля МСМ зонда на распределение намагниченности исследуемых объектов

О.Л.Ермолаева, В.Л.Миронов, А.А.Фраерман, В.В.Чернов

Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

mironov@ipm.sci-nnov.ru

При исследовании образцов методом магнитно-силовой микроскопии обычно считается, что зонд микроскопа не меняет структуру намагниченности исследуемого объекта. Однако в реальных МСМ изображениях часто наблюдаются артефакты, связанные с возмущающим влиянием зонда МСМ на намагниченность образца [1-3]. В настоящей работе рассмотрена задача о возмущении распределения намагниченности в тонкой однородно намагниченной ферромагнитной пленке полем МСМ зонда.

Проведено компьютерное моделирование процесса взаимодействия намагниченности пленки с полем зонда на основе решения системы уравнений Ландау-Лифшица. Зонд моделировался в виде однородно намагниченного шара магнитный момент которого, направлен по нормали к поверхности образца. Результаты расчетов распределения намагниченности для различных величин магнитного поля зонда представлены на рис. 1.

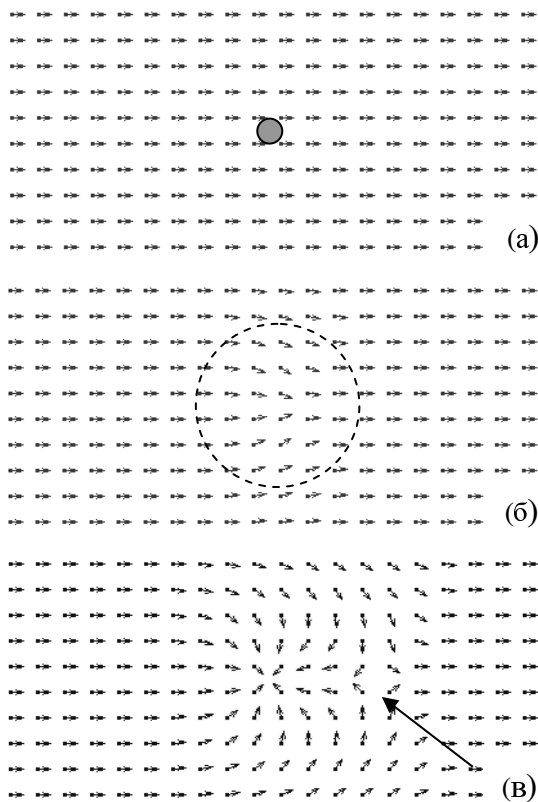


Рис. 1. Возмущение намагниченности в пленке под действием поля зонда МСМ. (а) - невозмущенное состояние, (б) – возмущение в слабом поле, (в) – возмущение в сильном поле. Положение зонда над пленкой показано кружком, область возмущения выделена пунктиром.

Как видно из рис.1(б), в слабом поле зонда формируется область возмущения, в которой появляется z компонента намагниченности и вектора намагниченности частично разворачиваются по полю зонда. В сильном поле зонда (рис. 1(в)) намагниченность непосредственно под зондом выстраивается вдоль поля, а в области формируется состояние называемое в литературе магнитным антивихрем [4] (показано на рис. 1(в) стрелкой).

Для нахождения параметров возмущенной области решалась задача о возмущении намагниченности в тонкой однородно намагниченной ферромагнитной пленке слабым полем МСМ зонда. Возмущенное состояние намагниченности в пленке описывалось системой уравнений Эйлера, получающейся в результате варьирования функционала энергии, учитывающего обменную, магнитостатическую и зеемановскую энергии, а также энергию анизотропии. В первом порядке теории возмущений система уравнений для полярного θ и азимутального φ углов, характеризующих направление локального вектора намагниченности, записывается следующим образом:

$$\begin{cases} \Delta\theta = \varepsilon_1 \frac{(2-\rho^2) - 3\rho\theta\sin\chi}{(1+\rho^2)^{5/2}} + \varepsilon_2\theta \\ \Delta\varphi = \varepsilon_1 \frac{3\rho(\cos\chi - \varphi\sin\chi)}{(\rho^2+1)^{5/2}} + \frac{\varepsilon_2}{4\pi} \frac{\partial\varphi}{\partial x} \int_s \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x'} \right) / |\rho - \rho'| d\rho' + k'^2\varphi \end{cases}$$

Где нормированные параметры, входящие в уравнения, определяются следующими выражениями:

$$k' = k / M_s l_{ex}^2, \quad \varepsilon_1 = V_p / l_{ex}^2 z, \quad \varepsilon_2 = 4\pi(z / l_{ex})^2,$$

$$\rho = \rho / z,$$

где k – константа анизотропии, V_p – объем зонда, z – высота зонда над пленкой, l_{ex} – обменная длина, M_s – намагниченность насыщения.

Решение для θ компоненты возмущения может быть представлено в виде:

$$\theta(\rho) = \varepsilon_1 \varepsilon_2 \int_0^\infty \frac{s^2 \exp(-s)}{\varepsilon_2^2 + s^2} J_0(s\rho) ds;$$

Вид функции $\theta(\rho)$ представлен на рис. 2.

Решение для φ компоненты возмущения может быть представлено в виде:

$$\varphi(\rho, \chi) = -\varepsilon_1 \cos\chi \int_0^\infty \frac{s^2 \exp(-s)}{k'^2 + s^2} J_1(s\rho) ds$$

Вид функции $\varphi(\rho, \chi)$ представлен на рис. 3.

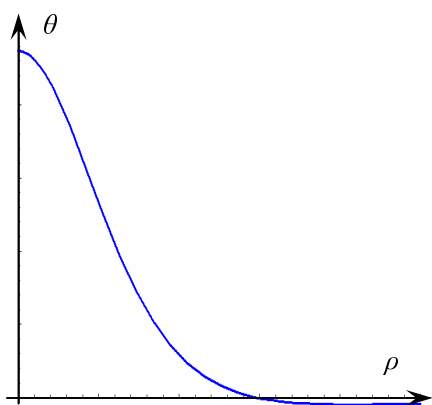


Рис. 2 Зависимость возмущения, описываемого полярным углом θ , от расстояния до точки непосредственно под МСМ зондом.

Величина возмущения $\theta(\rho)$ в максимуме равна $\theta(0) = 2\varepsilon_1 / \varepsilon_2$, а асимптотика при больших ρ :

$$\theta(\rho) = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2^{3/2}} \frac{(2 - \rho^2)}{(1 + \rho^2)^{5/2}}.$$

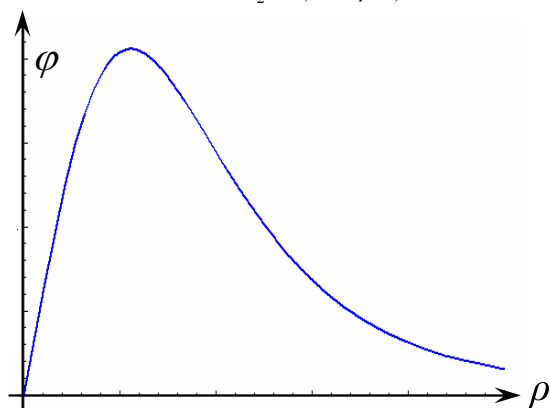


Рис. 3 Зависимость возмущения, описываемого азимутальным углом φ , от расстояния до точки непосредственно под МСМ зондом.

Асимптотика при малых ρ : $\varphi(\rho) = \frac{3\varepsilon_1 \rho \cos \chi}{k^2}$,

а при больших ρ : $\varphi(\rho) = \frac{3\varepsilon_1 \rho \cos \chi}{k^2 (1 + \rho^2)^{3/2}}$.

На рис. 4 приведены теоретические зависимости и зависимости рассчитанные по результатам численных расчетов на основе решений системы уравнений Ландау-Лифшица для распределений полярного (рис 4(а)) и азимутального (рис 4(б)) углов. Анализ решений показывает, что величина возмущения намагниченности определяется соотношением:

$$\theta_{max}, \varphi_{max} \sim \frac{V_p}{hl_{ex}^2}.$$

Характерные латеральные размеры возмущенной области намагниченности пленки определяются лишь высотой расположения зонда над пленкой:

$$\Delta_\theta, \Delta_\varphi \sim h.$$

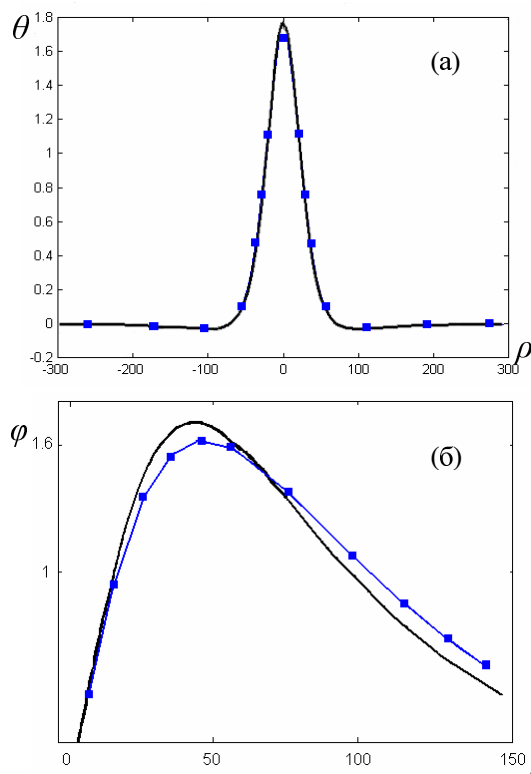


Рис.4. Зависимости θ (а) и φ (б) компонент намагниченности от расстояния до точки, над которой расположен зонд МСМ. Теоретические кривые показаны сплошной линией. Результаты численного эксперимента показаны кривыми с квадратными точками.

Фазовый контраст в магнитно-силовых измерениях пропорционален градиенту z компоненты силы взаимодействия зонда с образцом. Тогда для нормированного МСМ контраста $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_V (\vec{M} \vec{H}) dV$$

получаем, что добавка обусловленная возмущением намагниченности по углу θ равна:

$$\Delta\phi_\theta = 16\pi^2 M_s^2 \varepsilon_1^2 \varepsilon_2 \int_0^\infty \frac{s^3 \exp(-2s\sqrt{\varepsilon_2})}{1+s^2} (1+4s\sqrt{\varepsilon_2} + 2s^2 \varepsilon_2) ds$$

$$\Delta\phi_\theta = \frac{57\pi^2 M_s^2 \varepsilon_1^2}{2\varepsilon_2}.$$

Расчеты показывают, что добавка $\Delta\phi_\theta$, обусловленная φ компонентой возмущения, намного меньше. Таким образом, возмущение $\theta(\rho)$ объясняет наблюдаемый в эксперименте сдвиг фазового МСМ контраста и его необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных МСМ изображений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17153).

[1] T.Pokhil et al. - J. Appl. Phys, 87(9), 6319 (2000).
 [2] J.M.Garcia-Martin et al. - J. Phys. D: Appl. Phys., 37, 965-972 (2004).
 [3] M.Demand, et al., -J.Appl.Phys. 87(9), 5111 (2000).
 [4] B.VanWaeyenberge et al. – Nature, 444, 461 (2006).

Оптимизация системы записи информации на основе МСМ и массива ферромагнитных наночастиц

В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева

Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

mironov@ipm.sci-nnov.ru

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц рассматриваются в качестве перспективной среды для сверхплотной магнитной записи информации [1-5]. В настоящей работе рассмотрена задача оптимизации системы для записи информации на основе массива частиц, как среды для записи информации, и магнитно-силового микроскопа (МСМ) как средства для записи и считывания.

В качестве простейшей модели среды для записи информации рассмотрен дискретный массив круглых однодоменных наночастиц радиуса r с коэрцитивным полем H_{cp} , намагниченных вдоль вертикальной оси. Перемагничивание производится МСМ зондом, имеющим форму круглой частицы радиуса R с коэрцитивным полем H_{ct} , также намагниченной вдоль вертикальной оси. В качестве реалистичного процесса перемагничивания принято, что перемагничивание происходит при касании частицы зондом.

Для эффективного хранения, записи и чтения информации в такой системе необходимо выполнение следующих условий:

- любая частица массива не должна перемагничиваться полем соседних частиц;
- зонд при касании должен перемагничивать расположенную под ним частицу и не перемагничивать соседние;
- суммарное поле всех частиц не должно перемагничивать зонд.

Рассмотрим массив частиц, расположенных в узлах бесконечных квадратной решетки (рис.1.).

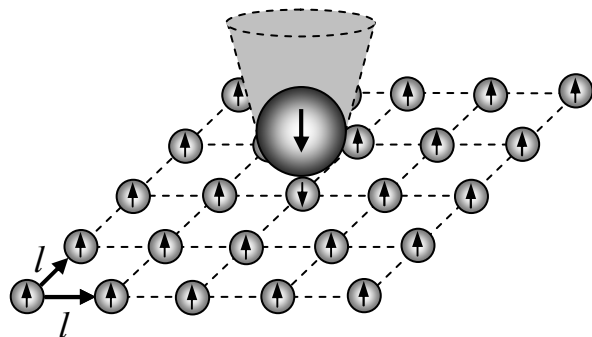


Рис.1. Массив частиц квадратной симметрии.

Магнитное поле однородно намагниченного шара является полем точечного диполя и z-компонента такого поля имеет вид:

$$H_z = \frac{4\pi M_s r^3}{3} \frac{2z^2 - \rho^2}{(z^2 + \rho^2)^{5/2}},$$

где M_s – намагниченность насыщения материала, z и ρ – полярные координаты, отсчитываемые от центра шара.

Поле на поверхности шара равно $H_s = \frac{8\pi M_s}{3}$, не зависит от радиуса и определяется только намагниченностью насыщения материала.

Тогда минимальное расстояние между частицами, определяющее плотность записи, находится из условия не перемагничивания частицы полем всех соседних частиц. Z-компонента поля, создаваемая в центре частицы всеми остальными частицами массива имеет вид:

$$|H_z| = \alpha \frac{4 H_{sp} r^3}{(l + 2r)^3},$$

где H_{sp} – поле на поверхности частицы, α – безразмерная константа, величина которой определяется геометрией массива. Для квадратного массива:

$$\alpha = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(k^2 + n^2)^{3/2}} = 2.26.$$

Минимальное расстояние между частицами находится из условия:

$$H_{cp} \geq \alpha \frac{4 H_{sp} r^3}{(l + 2r)^3};$$

$$l_{\min} = r \left(\sqrt[3]{\frac{4\alpha H_{sp}}{H_{cp}}} - 2 \right);$$

Условие того, что зонд перемагнитит расположенную под ним частицу (т.е. поле зонда в центре частицы превышает сумму коэрцитивного поля и суммарного поля всех частиц массива) записывается в виде:

$$H_{cp} \leq \frac{2 H_{st} R^3}{(R + r)^3} - \alpha \frac{4 H_{sp} r^3}{(l + 2r)^3},$$

где H_{st} – поле на поверхности зонда. Из этого условия может быть найден минимальный размер зонда, при котором зонд еще может изменить направление намагниченности частицы (нижняя оценка радиуса зонда).

$$R_{\min} = \frac{r}{\sqrt[3]{(2H_{st}) / \left(H_{cp} + \frac{4\alpha H_{sp} r^3}{(l+2r)^3} \right) - 1}}$$

Условие того, что зонд не перемагнитит соседние частицы (т.е. суммарное поле зонда и всех частиц массива в центре соседней частицы не превышает коэрцитивного поля) запишется в виде:

$$H_{cp} \geq H_{st} R^3 \frac{|2(R+r)^2 - (2r+l)^2|}{((R+r)^2 + (2r+l)^2)^{5/2}} + \alpha \frac{4H_{sp} r^3}{(l+2r)^3}$$

Из этого условия при заданных параметрах задачи может быть найден максимальный размер зонда (верхняя оценка радиуса зонда).

Кроме влияния зонд на массив частиц необходимо учитывать и обратное влияние частиц на зонд. Условие, при котором суммарное поле всех частиц не перемагнитит зонд (нижняя оценка радиуса зонда), имеет вид:

$$\frac{2r^3 H_{sp}}{(R+r)^3} + \frac{4H_{sp} r^3}{(l+2r)^3} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|2(R+r)^2 / (l+2r)^2 - k^2 - n^2|}{(k^2 + n^2 + (R+r)^2 / (l+2r)^2)^{5/2}} \leq H_{ct}$$

Таким образом, существует система неравенств, определяющая область допустимых значений расстояния между частицами и радиуса зонда. Если нормировать все неравенства на радиус частиц массива, то система приводится к следующему виду:

$$\begin{cases} \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^3} \leq 1 \\ \frac{H_{st}}{H_{cp}} \frac{2R^3}{(R+1)^3} - \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^3} \geq 1 \\ \frac{H_{st}}{H_{cp}} R^3 \frac{|2(R+1)^2 - (2+l)^2|}{((R+1)^2 + (2+l)^2)^{5/2}} + \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^3} \leq 1 \\ \frac{H_{sp}}{H_{ct}} \frac{2}{(R+1)^3} + \frac{H_{sp}}{H_{ct}} \frac{4}{(l+2)^3} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|2(R+1)^2 / (l+2)^2 - k^2 - n^2|}{(k^2 + n^2 + (R+1)^2 / (l+2)^2)^{5/2}} \leq 1 \end{cases}$$

Результаты численного решения системы неравенств при характерных параметрах величин остаточной намагниченности и коэрцитивных полей ($H_{st} = 11$ кЭ; $H_{ct} = 300$ Э; $H_{sp} = 6.4$ кЭ; $H_{cp} = 100$ Э) приведены на рис. 2. Область параметров, удовлетворяющих системе неравенств, обозначена черным цветом. Существование двух областей на диаграмме (рис. 2) возникает из условия неперемагничивания зондом соседних частиц и связано со структурой z-компоненты поля, которая при удалении от центра диполя меняет свой знак. Точка, соответствующая минимальному расстоянию между частицами, соответствует расстоянию от зонда, на котором z-компонента меняет знак.

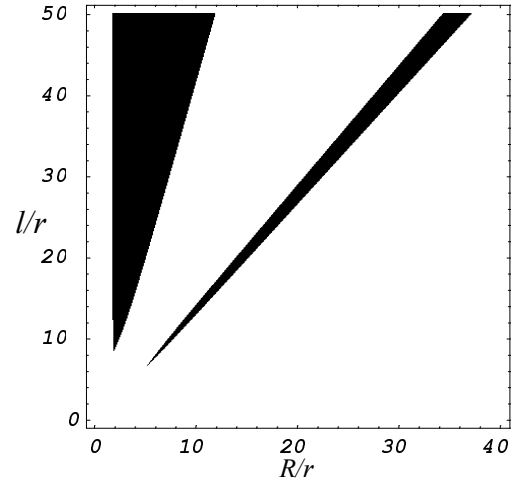


Рис. 2. Область допустимых параметров.

Таким образом, минимальное расстояние между частицами в массиве равно:

$$l_{\min} = r \left(\sqrt[3]{\frac{4\alpha H_{sp}}{H_{cp}}} - 2 \right)$$

при оптимальном радиусе зонда:

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} (l + 2r).$$

Кроме того, для чтения информации необходимо, чтобы зонд мог разрешить две соседние частицы. Это условие определяет максимальный геометрический размер зонда. В качестве критерия разрешения выберем критерий Релея, т.е. половина контраста в максимуме, когда зонд располагается над частицей, больше или равна контрасту в минимуме, когда зонд находится посередине между двумя частицами. Это приводит к следующему соотношению:

$$h + r + R \leq l, 3(l + 2r),$$

где h – высота прохода зонда над частицей при считывании зондом информации. Данное условие накладывает ограничения на размер зонда и высоту прохода над частицей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17153), ФАНИ РФ (госконтракт 02.434.11.7114) и Еврокомиссии (проект “NANOSPIN” контракт NMP4-CT-2004-013545).

- [1] M.Albrecht et al. - Appl. Phys. Lett., 81(15) 2875 (2002).
- [2] M.Todorovic et al. - Appl. Phys. Lett., 74(17) 2516 (1999).
- [3] M.Albrecht et al. - J. App. Phys., 91, 6845 (2002).
- [4] L.F.Zhang et al. – J. App. Phys., 97, 103912 (2005).
- [5] S.Gider et al. - Appl. Phys. Lett., 69(21) 3269 (1996).

Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда магнитно-силового микроскопа

В.В.Чернов, О.Л.Ермолаева, А.А.Фраерман, В.Л.Миронов
Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
mironov@ipm.sci-nnov.ru

В ряде работ проанализировано поведение магнитного вихря во внешнем однородном магнитном поле [1-3]. Интерес к данному вопросу обусловлен важной ролью вихревого состояния в процессах перемагничивания субмикронных ферромагнитных частиц. С другой стороны, как было недавно показано [4], вихревым состоянием можно управлять с помощью неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа (МСМ). В настоящей работе рассмотрена задача о возмущении вихревого распределения намагниченности в круглой ферромагнитной частице под действием поля симметрично расположенного МСМ зонда.

Проведено численное моделирование процессов взаимодействия магнитного вихря с полем зонда на основе решения системы уравнений Ландау-Лифшица для намагниченности частицы. Зонд моделировался в виде однородно намагниченного шара, магнитный момент которого направлен по нормали к поверхности образца. Результаты расчетов распределения намагниченности для различных величин магнитного поля зонда представлены на рис. 1. Под действием слабого поля зонда в оболочке вихря формируется спиральное распределение намагниченности (рис. 1(б)), обусловленное воздействием радиальной компоненты поля зонда. С ростом поля зонда спиральное распределение распрямляется и при достижении некоторого критического поля намагниченность выстраивается вдоль поля и формируется радиальное распределение намагниченности (рис. 1(в)). Процессы формирования спирального и радиального распределения сопровождаются увеличением радиуса кора магнитного вихря при сонаправленной ориентации кора вихря и магнитного момента зонда.

Для нахождения критических параметров процесса перехода от спирального к радиальному распределению решалась задача о возмущении намагниченности в круглой цилиндрической ферромагнитной частице с вихревым состоянием намагниченности полем МСМ зонда, расположенного над центром частицы. Задача анализировалась на основе простой модели спирального распределения, описываемого постоянным углом φ_0 , которое в предельных случаях хорошо описывало как вихревое ($\varphi_0 = \pm \pi / 2$ - реализующееся в отсутствии поля зонда), так и чисто радиальное ($\varphi_0 = 0, \pi$ - реализующееся в сильном поле зонда) распределения намагниченности. В такой модели направление вектора намагниченности характеризуется углом $\varphi = \chi + \varphi_0$.

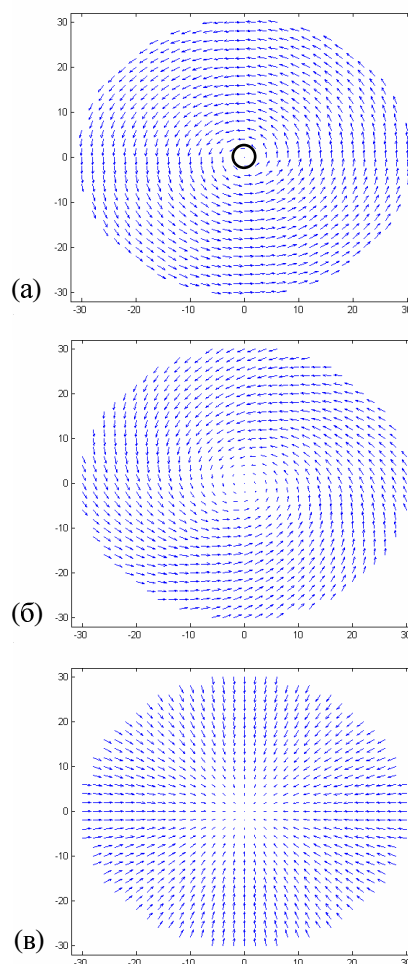


Рис. 1. Возмущение вихревого распределения намагниченности в частице под действием поля зонда МСМ. (а) - невозмущенное состояние, (б) – возмущение в слабом поле, (с) – возмущение в сильном поле. Положение зонда над частицей показано кружком.

Тогда функционал энергии, учитывающий обменную, магнитостатическую и зеемановскую энергии системы

$$W = W_{ex} + W_m - \int \vec{H} \vec{M} dV \quad (1)$$

может быть представлен в следующем виде:

$$W = W_0 + A \cos \varphi_0 + B \cos^2 \varphi_0. \quad (2)$$

При этом параметр A прямо пропорционален магнитному моменту зонда, а параметр B зависит от характеристик частицы (толщина и радиус частицы, радиус кора). Из минимизации функционала энергии (2) по углу φ_0 следует, что:

$$\begin{cases} \cos \varphi_0 = -A/2B, \text{ при } |A/2B| < 1, \\ \varphi_0 = 0, \pi, \text{ при } |A/2B| \geq 1. \end{cases} \quad (3)$$

Нетрудно видеть, что в случае отсутствия поля ($A = 0$) в частице реализуется вихревое распределение намагниченности. При промежуточных значениях поля МСМ зонда ($|A/2B| < 1$) возникает спиральное распределение намагниченности. Существуют критические значения параметров (магнитный момент и высота расположения зонда над частицей), при которых $|A/2B| \geq 1$ и происходит переход к радиальному распределению намагниченности под действием поля зонда. На основе (3) для частицы из пермаллоя диаметром 60 нм и толщиной 20 нм, над которой на высоте 100 нм располагался зонд из кобальта, была рассчитана зависимость величины $\cos \varphi_0$ от радиуса зонда (рис. 2 кружки). Аналогичная зависимость была рассчитана для усредненной величины $\cos \varphi_0$ по распределениям получаемым на основе численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица для намагниченности частицы в поле зонда (рис. 2 квадраты).

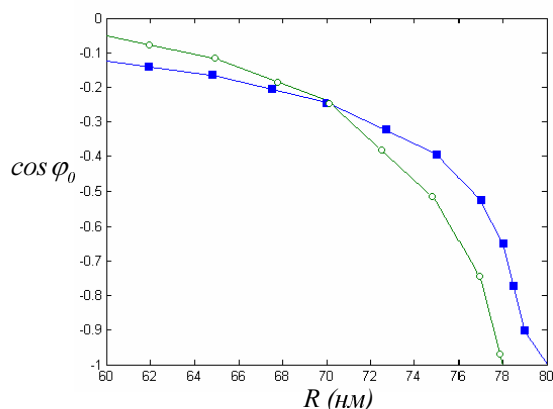
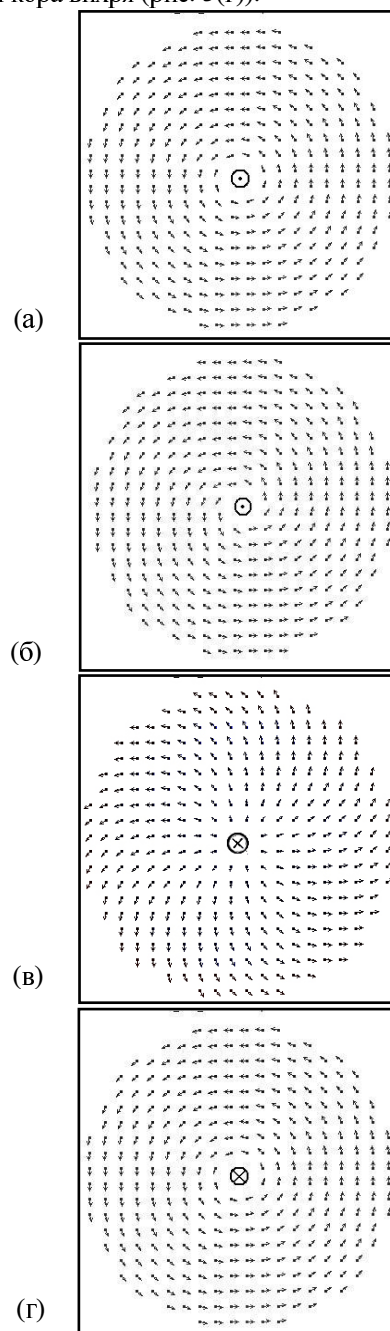


Рис. 2. Зависимости косинуса угла φ_0 от радиуса зонда полученные аналитически (отмечены кружками) и на основе численного эксперимента (отмечены квадратами).

Полученные зависимости демонстрируют хорошее совпадение и близкие значения критического радиуса зонда, при котором формируется радиальное распределение намагниченности.

Проведено численное моделирование процесса перемагничивания кора вихря в неоднородном поле МСМ зонда. Моделирование проводилось для частицы Co, диаметром $R = 200$ нм и высотой $h = 20$ нм. В исходном состоянии зонд находился точно над центром частицы (рис. 3 (а)) и затем опускался вниз. Под действием радиальной компоненты поля зонда вектора намагниченности в частице стремятся выстроиться вдоль силовых линий поля, так как это приводит к уменьшению энергии Зеемана. Вследствие этого оболочка магнитного вихря переходит из вихревого состояния, (рис. 3(а)), в спиральное состояние (рис. 3(б)), что сопровождается уменьшением по-

перечного размера кора. При дальнейшем сближении зонда и частицы направление намагниченности кора меняется на противоположное (рис. 3(в)). При отводе зонда частица возвращается в вихревое состояние с противоположным направлением намагниченности кора вихря (рис. 3(г)).



Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17153).

- [1] K.Yu.Guslienko, V.Novosad, Y.Otani et al.-Phys. Rev. B, 65,024414 (2001).
- [2] A.Fernandes, C.J.Cerjan - J. Appl. Phys., 87(3), 1395 (2000).
- [3] T.Okuno, K.Shigeto, T.Ono et al. - J. Magn. Magn. Mater., 240, 1-6 (2002).
- [4] J.Chang, V.L.Mironov, B.A.Gribkov et al. - J.Appl.Phys. 100, 104304 (2006).

Оптимизация параметров зондов магнитно-силового микроскопа

В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева

Институт Физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
mironov@ipm.sci-nnov.ru

Пространственное разрешение и чувствительность магнитно-силового микроскопа (МСМ) определяется в основном формой рабочей части зонда [1-4]. В настоящей работе рассмотрена задача оптимизации формы и размеров зондов магнитно-силового микроскопа с целью получения максимального магнитного контраста от малых ферромагнитных наночастиц. Рассчитывалась величина фазового МСМ контраста $\Delta\varphi$, обусловленного Z-компонентой силы взаимодействия зонда со сферической однородно намагниченной частицей, поле которой аппроксимировалось полем точечного диполя. Были рассмотрены однородно намагниченные зонды различных форм: круглой, конической, параболической и цилиндрической. Для корректного сравнения рассматривались зонды в виде фигур вращения, вписанных в цилиндр (рис. 1 (б)).

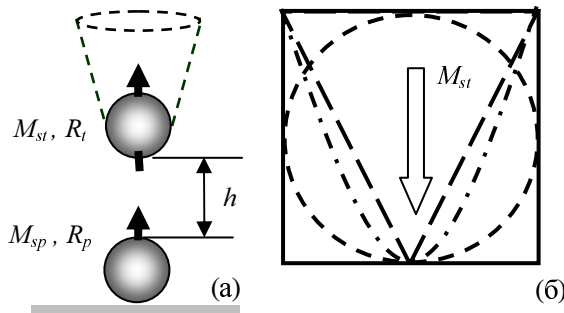


Рис. 1. Схематическое изображение зонда и частицы (а) и сечения зондов различной формы (б).

На рис. 2 представлены зависимости МСМ контраста для зондов различной формы, вписанных в цилиндр, при пропорциональном увеличении их размеров (в зависимости от радиуса вписанной сферы, нормированного на радиус частицы).

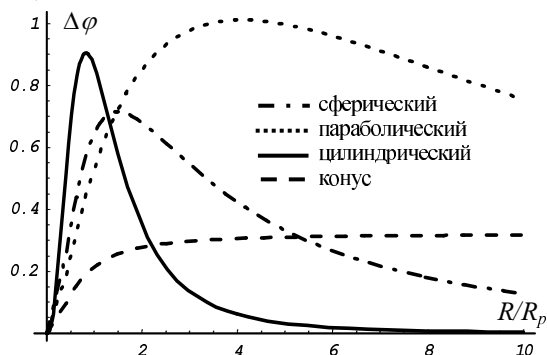


Рис. 2. Зависимость контраста от радиуса сферы для зондов различной формы.

Видно, что для параболического, цилиндрического и сферического зондов зависимость кон-

траста имеет максимум. Принципиально отличается вид графика для конического зонда: при увеличении его размеров МСМ контраст монотонно возрастает и выходит на насыщение.

При проходе сферического зонда на высоте h над круглой частицей фазовый контраст равен:

$$\Delta\varphi = \frac{64}{3} \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_s R_p^3 R_t^3}{(R_p + R_t + h)^5}$$

Q и k – добротность и жесткость кантилевера. При заданном радиусе частицы и высоте прохода можно определить размер зонда, при котором получаемый МСМ контраст будет максимальным. Оптимальным будет сферический зонд, радиусом $R_{opt} = \frac{3}{2}(R_p + h)$.

При этом значение контраста в максимуме:

$$\Delta\varphi_{max} = 0.737 \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_s R_p^3}{(R_p + h)^2}$$

Зависимость контраста от размера зонда определяется не только его формой, но и структурой магнитного поля исследуемого объекта. Особенностью поля диполя является то, что вторая производная от z компоненты поля положительна внутри конуса с углом раствора $\text{tg } \alpha = 1/\sqrt{2}$ и отрицательна вне него. Таким образом, до тех пор, пока зонд целиком находится внутри этого конуса, при увеличении его размеров МСМ контраст будет возрастать за счет увеличения магнитного момента. При дальнейшем увеличении зонда он частично попадает в область с отрицательной производной поля, что дает отрицательный вклад в $\Delta\varphi$ и суммарный МСМ контраст уменьшается.

Обычно продольные размеры зондов во много раз превышают поперечные, а поле от частицы спадает быстро, поэтому в дальнейшем нами использовалось приближение зондов бесконечной длины. В рамках этого приближения у цилиндрического, параболического и конического зондов остается только один параметр, влияющий на величину контраста.

Для цилиндрического зонда таким параметром является радиус цилиндра R (рис. 3). При проходе зонда на высоте h над поверхностью частицы оптимальным будет цилиндрический зонд, радиусом

$$R_{opt} = \sqrt{\frac{6}{11}}(R_p + h)$$

При этом максимальный контраст равен:

$$\Delta\varphi_{max} = 0.022 \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_s R_p^3}{(R_p + h)^2}$$

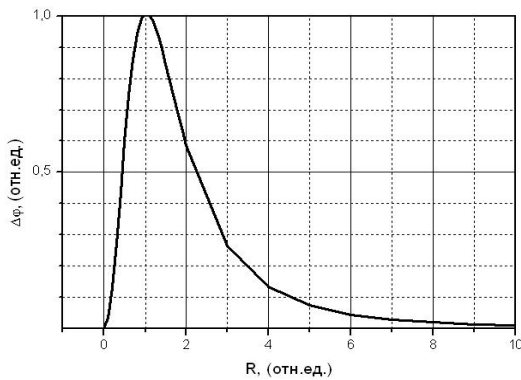


Рис. 3 График зависимости контраста от радиуса зонда для цилиндра.

Ширина графика на полувысоте составляет $\Delta R = 1.989 (R_p + h)$.

Для конуса $z = tg\alpha r$ параметром является тангенс угла при вершине $tg\alpha \equiv b$ (рис. 4).

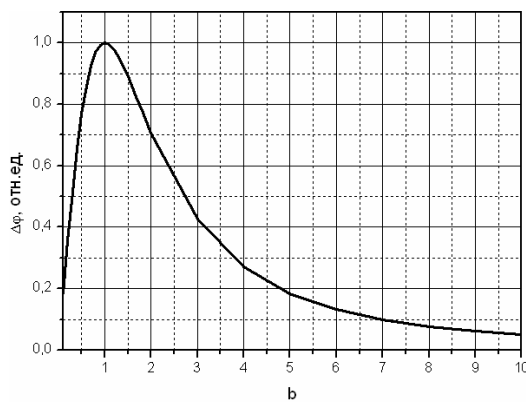


Рис. 4 Зависимость МСМ контраста от угла раствора конического зонда.

Оптимальный угол раствора $b = 1 / \sqrt{2}$. При этом максимальный контраст равен:

$$\Delta\varphi_{max} = 0.77 \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_s R_p^3}{(R_p + h)^2}.$$

Ширина графика на полувысоте составляет $\Delta R = 2.392 (R_p + h)$

Для параболоида, являющегося телом вращения параболы $z = ar$ параметром является коэффициент a , определяющий ширину параболоида (рис. 5).

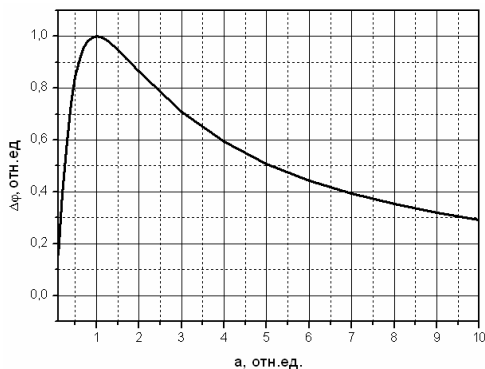


Рис. 5 Зависимость контраста от параметра a для параболоидического зонда.

Оптимальное значение коэффициента a :

$$a_{opt} = \frac{1}{2(R_p + h)},$$

а максимальный контраст равен:

$$\Delta\varphi_{max} = \frac{32 Q \pi^2 M_{sp} M_s R_p^3}{27 k (R_p + h)^2}.$$

Ширина графика на полувысоте составляет $\Delta R = 4.848 (R_p + h)$.

Как видно из приведенных формул, контраст от любых зондов оптимальной формы с точностью до константы совпадает с контрастом от точечного диполя, расположенного в центре сферы, радиуса R_{opt} , с эффективным магнитным моментом, зависящим от формы зонда.

На практике наиболее часто используются зонды, представляющие собой тонкую пленку магнитного материала, нанесенную на немагнитную основу. Например, для параболоида зависимость величины регистрируемого контраста от толщины магнитного покрытия имеет вид:

$$\Delta\varphi_{max}(d) = 32\pi^2 M_{sp} M_s R_p^3 \left(\frac{1}{27(R_p + h)^2} - \frac{(R_p + h)}{(2d + 3(R_p + h))^3} \right)$$

На рис. 6 представлен график зависимости контраста от толщины слоя.

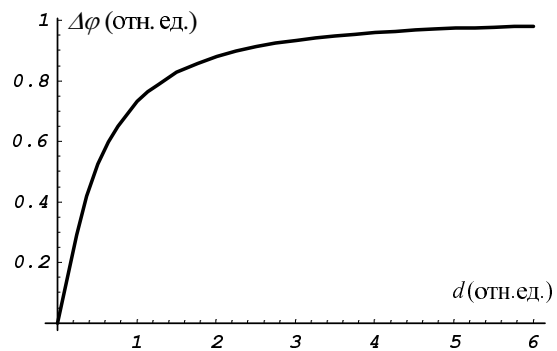


Рис. 6. Зависимость контраста от толщины магнитного слоя для параболоидического зонда.

Видно, что при увеличении толщины слоя величина контраста быстро выходит на насыщение. При этом толщина покрытия, при которой контраст насыщается, определяется размерами самого исследуемого объекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17153), ФАНИ РФ (госконтракт 02.434.11.7114) и Еврокомиссии (проект "NANO-SPIN" контракт NMP4-СТ-2004-013545).

- [1] P.Leinenbach et al. – Appl. Surf. Sci., 144-145, 492 (1999).
- [2] L.Gao et al. – IEEE Trans. Magn., 40(4), 2194 (2004).
- [3] Z.Deng et al. – Appl. Phys. Lett., 85(25), 6263 (2004).
- [4] A.Winkler et al. – J. Appl. Phys., 99, 104905 (2006).

Формирование наноструктур на поверхности фоторезиста под иглой АСМ при воздействии второй гармоникой излучения Ti:Sa фемтосекундного лазера.

А.П.Александров, А.М.Киселев, А.Ю.Малышев, Е.Н.Неруш, А.Н.Степанов

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Проведены исследования, направленные на изучение наноструктурирования позитивного фоторезиста под иглой атомно-силового микроскопа при облучении иглы излучением второй гармоники Ti:Sa фемтосекундного лазера ($\lambda_2 \approx 400$ нм). Источником лазерного излучения служил задающий генератор на кристалле Ti:Sa (длина волны $\lambda \approx 800$ нм, средняя мощность $P \approx 100$ мВт, энергия в импульсе $W \leq 2$ нДж, частота следования импульсов $F=80$ МГц) с оптимизированной схемой преобразования излучения во вторую гармонику. В экспериментах использовался позитивный фоторезист на новолачной основе с ингибитором типа хинондиазид марки ФП-9120-2. Пленки фоторезиста толщиной ~ 400 нм наносились на стеклянную подложку методом центрифугирования.

На начальном этапе определялась минимальная доза облучения, необходимая для фотохимического травления фоторезиста при использовании излучения с длиной волны $\lambda_2 \approx 400$ нм. Для этого образец сканировался в фокальной плоскости сфокусированного лазерного пучка при разных интенсивностях второй гармоники, затем проявлялся в 6% растворе КОН в течение 30 с. В результате получено, что минимальная пороговая доза облучения, необходимая для частичного (не на всю глубину) удаления пленки фоторезиста, составляет величину $D_{th} = 86 \pm 10$ мДж/см².

В дальнейших экспериментах использовалось излучение второй гармоники Ti:Sa лазера, которое фокусировалось под иглу атомно-силового микроскопа (АСМ). Лазерное излучение фокусировалось в пятно ~ 30 мкм и направлялось в область касания иглы АСМ с поверхностью фоторезиста под углом $\sim 15^\circ$ к поверхности. Наноструктуры были получены под иглой АСМ при различных режимах воздействия на образец и обработки фоторезиста.

В первую очередь оказалось, что в силу мягкости использованного материала (фоторезиста) можно структурировать поверхность за счет механического воздействия иглы АСМ и без лазерного облучения. Прижимающая сила иглы к поверхности в этом случае должна была превосходить некоторое пороговое значение.

При воздействии излучением второй гармоники Ti:Sa лазера на область касания иглы

АСМ с поверхностью фоторезиста на поверхности образца при превышении дозой облучения некоторого порогового уровня были получены структуры в виде ямок. Игла АСМ (материал иглы - Si, покрытый золотом) в этих экспериментах находилась в контакте с поверхностью образца и была неподвижна. Характерный размер наноструктур составлял: диаметр ~ 50 нм, глубина ~ 4 нм. Минимальная доза облучения в центре пучка, при которой наблюдались наноструктуры, составляла $D \approx 10$ мДж/см². Проявление фоторезиста в растворе КОН после воздействия фемтосекундным излучением второй гармоники лазерного излучения практически не изменяло размер полученной наноструктуры. Последнее свидетельствует о том, что механизмом образования наноструктур на поверхности положительного фоторезиста в этом случае является нагрев иглы АСМ лазерным излучением и механическое воздействие нагретой иглы на материал мишени. Для исключения теплового эффекта проведены эксперименты по использованию для наноструктурирования излучения с низкой средней мощностью. В этом случае основным механизмом образования наноструктур является фотохимическое травление фоторезиста в области ближнеполюсного усиления лазерного излучения под иглой АСМ.

Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных ферромагнитных наночастиц

В.Л.Миронов, Д.С.Никитушкин, Б.А.Грибков, С.А.Гусев, С.В.Гапонов

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия
e-mail: miroнов@ipm.sci-nnov.ru

Уменьшение размеров магнитных элементов является одной из основных тенденций развития современных систем магнитной записи информации. В связи с этим большую актуальность в последнее время приобретают исследования магнитного состояния малых ферромагнитных частиц методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ). В частности, одной из сложных проблем является регистрация и интерпретация МСМ контраста от таких объектов [1-4]. Формирование МСМ контраста в этом случае происходит в условиях сильного взаимодействия поля зонда и магнитного момента частицы, что существенно затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных МСМ исследований и компьютерного моделирования особенностей МСМ контраста от слабокоэрцитивных частиц Co.

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц эллиптической формы с различным аспектным соотношением формировались посредством электронной литографии и ионного травления тонких пленок Co [5]. Электронно-микроскопические исследования и электронная литография проводились на растровом электронном микроскопе "JEOL – JEM 2000EX II". Исследования магнитного состояния частиц проводились с помощью многомодовых сканирующих зондовых микроскопов "Solver PRO" и "Solver HV" (компания "НТ-МДТ"). В МСМ измерениях применялись магнитные зонды с Co покрытием.

При моделировании зонд представлялся в виде однородно намагниченного шара. Поле зонда H_z аппроксимировалось полем одиночного диполя [6,7] с эффективным магнитным моментом $m_i = M_i V_i$ (M_i - остаточная намагниченность материала зонда; V_i - эффективный объем магнитного покрытия зонда, взаимодействующего с полем частицы). Анализ экспериментальных данных показывает, что характерный эффективный объем магнитного материала используемых нами зондов из Co ($M_i \sim 1400$ Гс) составляет порядка 10^5 нм³. В расчетах предполагалось, что частица имеет однородное распределение намагниченности, при этом направление магнитного момента частицы определяется внешним магнитным полем. В качестве модельных МСМ изображений рассчитывались распределения величины сдвига фазы колебаний кантилевера в магнитном поле образца:

$$\Delta\varphi = -\frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z},$$

где Q - добротность кантилевера, k - жесткость кантилевера, F_z - Z-компонента силы. Модельные расчеты проводились для частиц Co с характерными размерами ~ 50 нм, для которых поле коэрцитивности H_c меньше поля зонда МСМ: $H_c \ll H_i$. Расчеты проводились в диполь-дипольном приближении для частиц, имеющих форму круглого диска с магнитным моментом $m_p = M_p V_p$ (M_p - остаточная намагниченность материала частицы, V_p - объем частицы).

На рис. 1 приведено характерное электронно-микроскопическое (СЭМ) изображение участка массива частиц Co. Частицы отличались по форме и имели разброс по размерам. Характерные латеральные размеры частиц составляли 50-70 нм. Высота частиц равнялась 20 нм.

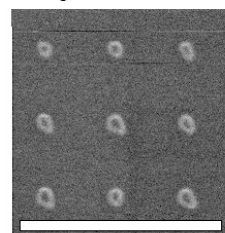


Рис. 1. СЭМ изображение участка массива частиц (метка соответствует 1 мкм).

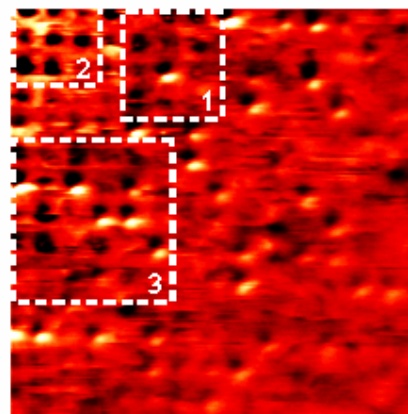


Рис. 2. МСМ изображение участка 5×5 мкм массива частиц Co. Квадратами отмечены характерные участки МСМ изображения.

На рис. 2 приведено характерное МСМ изображение массива частиц Co, полученное в *constant height* режиме. При этом, вследствие неточной установки плоскости образца по отношению к

оси зонда, высота сканирования постепенно уменьшалась по направлению от правого нижнего угла к левому верхнему. Из рисунка видно, что только часть частиц, имеющих форму вытянутого эллипса, демонстрируют МСМ контраст в виде двух полюсов, соответствующий состоянию однородной намагниченности в плоскости образца. Большинство же частиц массива имеют МСМ контраст сложной природы. На рис. 3 (а) приведено МСМ изображение участка массива частиц, на котором видны особенности (указаны стрелками), характерные для слабокоэрцитивных дисков, у которых магнитный момент следует за полем зонда, оставаясь в плоскости образца. Распределение МСМ контраста от таких частиц имеет кольцевую форму (модельное распределение приведено на рис. 3(б)), что было предсказано ранее в работе [8].

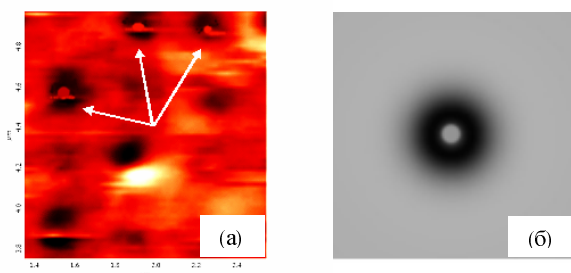


Рис. 3. Экспериментальное (а) и модельное (б) кольцевые распределения МСМ контраста от круглых слабокоэрцитивных нанодисков (участок 1 на рис. 2).

С уменьшением высоты сканирования степень влияния зонда на магнитный момент частицы увеличивается и на МСМ изображении (область 2 на рис. 2) наблюдаются особенности в виде темных полюсов с гауссовым распределением контраста, связанные с тем, что величина магнитного поля зонда становится больше коэрцитивного поля (эффективного поля, обусловленного формой частиц), удерживающего магнитный момент частицы в плоскости диска. При этом магнитный момент частицы поднимается из плоскости образца и полностью ориентируется полем МСМ зонда [8].

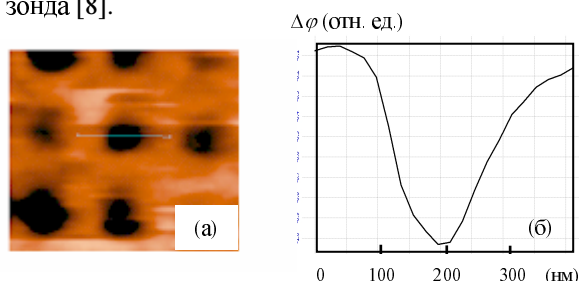


Рис. 4. МСМ изображение (а) и поперечное сечение распределения МСМ контраста вдоль линии (б) для частицы Со в условиях сильного взаимодействия зонд-частица при малых высотах сканирования. Участок 2 на рис. 2.

При наложении внешнего магнитного поля $H_{ex} > H_c$ происходит стабилизация МСМ изображения слабокоэрцитивных частиц, так что МСМ изображение соответствует изображению частиц, однородно намагниченных в плоскости образца в направлении приложенного поля (рис. 5 (а,б)).

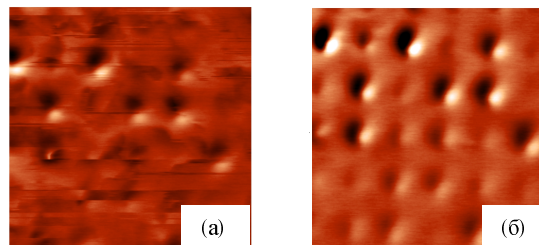


Рис. 5. МСМ изображение участка частиц Со без поля (а) и во внешнем магнитном поле (б); размер кадра 2×2 мкм. Участок 3 на рис. 2.

Таким образом, в работе проведены МСМ исследования малых ферромагнитных частиц Со с характерными латеральными размерами 50-70 нм и высотой 20 нм. Моделирование МСМ контраста от сверхмалых слабокоэрцитивных ферромагнитных наночастиц показало, что наблюдаемые в эксперименте особенности МСМ контраста обусловлены сильным взаимодействием поля зонда с исследуемыми частицами. Показано, что наложение внешнего магнитного поля приводит к перераспределению и стабилизации магнитного фазового контраста от слабокоэрцитивных частиц.

Авторы выражают благодарность С.Н.Вдовичеву, А.Ю.Климову, В.В.Рогову за предоставленные образцы, а также А.А.Фраерману за многочисленные полезные обсуждения.

Работа поддержана РФФИ (проект 05-02-17153), РАН в рамках программы "Низкоразмерные квантовые структуры" и ЕС project NANO-SPIN (contract NMP4-CT-2004-013545).

[1] M.Rasa, A.P.Philipse, J. Magn. Magn, Mater., 252, 101 (2002).
 [2] M.Rasa, B.W.Kuipers, A.P.Philipse, J. Colloid Interface Sci., 250, 303 (2002).
 [3] Koch, R.H. te Velde, G.Palasantzas, J.Th.M.De Hosson, Appl. Phys. Lett., 84, 556 (2004).
 [4] Koch, R.H. te Velde, G.Palasantzas, J.Th.M.De Hosson, Appl. Surf. Sci., 226, 185 (2004).
 [5] A.A.Fraerman, S.A.Gusev, L.A.Mazo et al. - Phys. Rev. B 65, 064424 (2002).
 [6] U.Hartmann - Phys. Lett. A 137, 475 (1989).
 [7] Th.Kebe, A.Carl - J. Appl. Phys. 95, 775 (2004).
 [8] В.Л.Миронов, Д.С.Никитушкин, Д.С.Петров и др. - Труды X симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника - 2006", (Н.Новгород, 13-17 марта 2006 г.), с. 231-232., (принята к печати в журнале Поверхность, 2007 г.)

Перенос изображений и оптическое ближнепольное зондирование с помощью одно, двух и трехмерных решеток металлических наночастиц.

Р.Е.Носков, А.А.Жаров

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород 603950, Россия

e-mail: noskov@ipm.sci-nnov.ru

В работе проведено теоретическое исследование распространения плазмонов в одно, двух и трехмерных решетках металлических наночастиц. В одномерном случае упорядоченная система таких частиц представляет собой нановолновод, позволяющий манипулировать оптическими полями на нанометровых масштабах. В рамках представления сферических наночастиц точечными диполями (такое приближение пригодно при условии $d > 3a$, где d - расстояние между центрами соседних шариков, a - радиус шарика [1]) с учётом как ближнего квазистатического, так и дальнего радиационного взаимодействия, дисперсионные уравнения продольных и поперечных волн в прямых нановолноводах, расположенных в вакууме, имеют вид:

$$A_{\perp,\parallel} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2} = \text{Re}[S_{\perp,\parallel}(\omega, k)],$$

где

$$S_{\perp} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(knd)}{n^3} \left(\frac{\omega^2 d^2}{c^2} n^2 - i \frac{\omega d}{c} n - 1 \right) \times \exp\left(-i \frac{\omega}{c} nd\right),$$

$$S_{\parallel} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(knd)}{n^3} \left(i \frac{\omega d}{c} n + 1 \right) \times \exp\left(-i \frac{\omega}{c} nd\right),$$

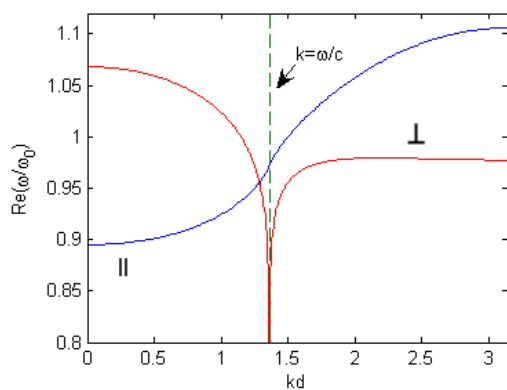


Рис. 1

где $A_{\perp} = (d^3/2a^3) = 2A_{\parallel}$, k - волновое число моды ($k > \omega/c$), ω - частота волны, c - скорость света. Соответствующие дисперсионные кривые поперечных и продольных мод показаны на рис.1. Как видно из рис.1, продольные моды всегда прямые, в то время как поперечная волна может быть обратной. Область поперечной локализации поля в нановолноводе определяется размером частицы и замедлением моды и может быть значительно меньше вакуумной длины волны или длины волны в диэлектрической матрице, в которую внедрены наночастицы, образующие волновод. Таким образом, вполне очевидно, что такие нановолноводы могут быть использованы для сканирующей субдлинноволновой оптической микроскопии (характерные частоты собственных мод лежат вблизи частоты плазмона отдельной частицы, что позволяет, в зависимости от диэлектрического окружения охватить диапазоны частот от ближнего УФ до ближнего ИК). Для иллюстрации, на рис.2 показана возможность воспроизведения изображения распределения поля точечного поперечного по отношению к оси волновода диполя, сканированного цепочкой из двадцати серебряных наночастиц, разрешением $\sim \lambda/10$. Сплошная линия на рис.2 отвечает распределению нормированной интенсивности поля источника на расстоянии $0,4d$ от плоскости расположения стороннего точечного диполя; δx - расстояние от центра последнего шарика в волноводе до плоскости изображения.

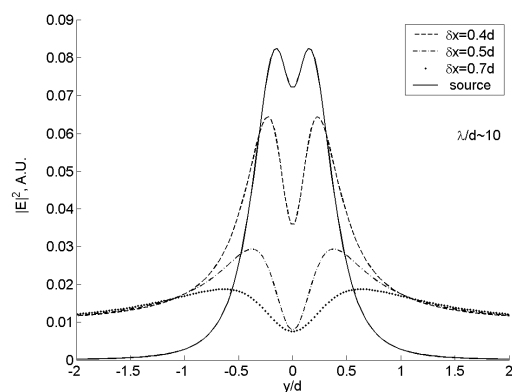


Рис. 2

Следует заметить, что цепочки золотых наночастиц уже использовались в первых

экспериментах по ближнепольной микроскопии, хотя и в несколько другой геометрии с использованием туннельного микроскопа [2].

Планарные и объемные системы нановолноводов из металлических наночастиц также могут быть использованы для переноса субдлинноволновых изображений на макроскопические расстояния. При условии, когда расстояние между волноводами в решетке l значительно больше расстояния между соседними частицами в волноводе d ($l \gg d$), взаимодействие между соседними волноводами становится экспоненциально малым (хотя масштаб l по-прежнему может быть значительно меньше длины волны излучения) и распространение волн в решетке волноводов может быть описано в терминах укороченных уравнений для медленных амплитуд мод. Для плоской и для квадратной двумерной решеток нановолноводов, при учете взаимодействия выделенного волновода лишь с ближайшими соседями, соответствующие уравнения могут быть записаны в следующем виде:

Плоская решетка

$$i \frac{dA_n}{dz} + \kappa(A_{n+1} + A_{n-1}) + i\delta(k)A_n = 0, \quad (1)$$

Квадратная решетка

$$i \frac{dA_{n,m}}{dz} + \kappa(A_{n,m+1} + A_{n,m-1} + A_{n=1,m} + A_{n=1,m}) + i\delta(k)A_{n,m} = 0 \quad (2)$$

где z - координата вдоль волновода, δ - коэффициент затухания, зависящий от волнового числа моды k . Коэффициент взаимодействия

$$\kappa \sim F \frac{\omega^2}{2c^2 k} \exp\left(-\sqrt{k^2 - (\omega/c)^2} l\right) \quad (3)$$

определяет характерную обратную длину перекачки энергии из одного волновода в другой, что, в конечном счете, приводит к так называемому эффекту дискретной дифракции [3], т.е. расплыванию исходного (при $z = 0$) распределения интенсивностей в волноводах из-за взаимодействия с соседями. Выражение (3) получено для продольных мод; F - численный коэффициент порядка единицы. Уравнения (1) и (2) имеют точные аналитические решения

$$A_n(z) = \sum_m A_m J_{|m-n|}(2\kappa z) (i)^{m-n} e^{-\delta z}, \quad (4)$$

$$A_{n,m}(z) = \sum_{p,q} A_{p,q} J_{|p-n|}(2\kappa z) J_{|q-m|}(2\kappa z) \times (i)^{p+q-n-m} e^{-\delta z}, \quad (5)$$

где A_m и $A_{p,q}$ амплитуды поля в волноводах при $z = 0$, $J_s(x)$ - функции Бесселя. На рис.3 (а,б,в,г) показаны последовательные модификации исходного изображения,

соответственно в квадратной решетке нановолноводов, построенные по формуле (5) при $2\kappa z = 0; 0,5; 1,0; 1,5$; соответственно.

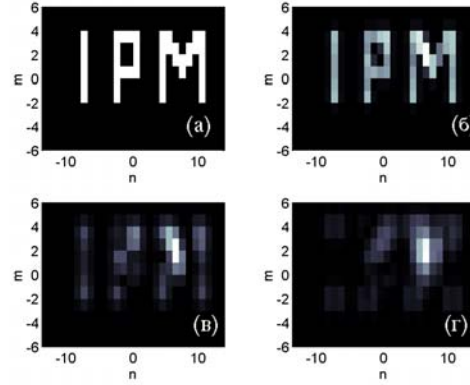


Рис.3

Таким образом, оптические субдлинноволновые изображения без существенных искажений могут быть перенесены на расстояние порядка длины взаимодействия волноводов, что, разумеется, и следовало ожидать. Похожий результат, был получен для системы наностержней с помощью FDTD моделирования [4]. Масштаб разрешения l и длина переноса изображения связаны вышеприведенным выражением (3) для κ . Из того же выражения ясно, что наиболее выгодный режим работы определяется двумя конкурирующими факторами: с одной стороны длина переноса изображения экспоненциально растет с ростом k , с другой же стороны возрастание волнового числа приводит к росту пространственного декремента затухания моды в силу уменьшения групповой скорости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант No. 05-02-16357

- [1] Park S.Y. and Stroud D., Phys. Rev. B, **69**, 125418 (2004)
- [2] Salerno M., Krenn J.R., Hohenau A., et al., Opt. Commun., **248**, 543 (2005)
- [3] Agrawal G.P., Nonlinear Fiber Optics, 3rd ed. (Academic Press, San Diego 2001), Chap. 1.
- [4] Ono A., Kato J., and Kawata S., Phys. Rev. Lett., **95**, 267407 (2005)

Оптимизация параметров магнитных зондов, приготовленных на основе кремниевых игл с вискером на конце.

Нургазизов Н.И., Ждан П.А.
University of Surrey, Guildford, Surrey, UK.
e-mail: n.nurgazizov@surrey.ac.uk

При проведении исследований методами магнитно-силовой микроскопии одним из наиболее важных параметров является разрешающая способность иглы, которая для большинства современных коммерческих игл равняется примерно 50-100 нм. Очень часто разрешающая способность таких игл оказывается недостаточной для проведения экспериментов с нанообъектами.

Считается, что добиться наибольшего латерального разрешения можно немагнитным кантиливером с закрепленной на кончике магнитной наночастицей. Предлагалось несколько алгоритмов создания такого магнитного зонда. Первый - закрепить на конце иглы заранее приготовленную частицу [1]. Второй - стравить лишний нанесенный магнитный материал отовсюду, кроме кончика иглы, который во время травления защищается маской [2], которая в дальнейшем также может служить для механической защиты магнитного слоя. Максимальное латеральное магнитное разрешение, которого удалось добиться при использовании этого подхода, составило 10 нм.

В данной работе мы попытались ответить на вопрос всегда ли необходимо использовать столь сложную методику приготовления иглы для получения высокого латерального разрешения.

Для этого нами были выполнены расчеты разрешающей способности для игл различных типов. Были смоделированы три типа иглы. Первый тип - стандартная коммерческая игла с магнитным покрытием. Второй тип - магнитная игла с вискером на конце полностью покрытая магнитным материалом. Третий тип - немагнитный вискер с прикрепленной к нему магнитной частицей. Для расчетов использовалась программа, алгоритм которой подробно описан в работе [3]. В качестве магнитного объекта, по которому оценивалась разрешающая способность иглы, использовался одиночный диполь, расположенный на немагнитной поверхности. Взаимное влияние иглы и образца друг на друга не учитывалось.

Эксперименты с реальными иглками были выполнены с помощью СЗМ Smena и Solver HV, фирмы NT MDT, Россия, которые работали в полуконтактном режиме. Магнитные измерения были проведены по двухпроходной методике. Для нанесения магнитного покрытия нами использовались кремниевые иглы NSG03

(резонанс 62-123 КГц, постоянная упругости 0.4-2.7 Н/м) фирмы NT MDT. На этих иглах были выращены вискеры высотой около 1 мкм, угол схождения при вершине 10°, радиус закругления кончика иглы 5 нм. Также при проведении измерений использовались иглы без вискера.

В качестве магнитного материала использовался Со. Для защиты Со от окисления на нее сверху напылялось 3 нм хрома. Напыление проводилось методом магнетронного распыления в атмосфере аргона. В большинстве случаев чип с кантиливером, на который проводилось напыление, устанавливался таким образом, чтобы напыление материала происходило только на одну сторону иголки. Толщина нанесенного Со контролировалась по изменению частоты резонанса кварцевого датчика и при помощи СЗМ. Расхождения в полученной обоими методами толщине пленок составляло не более 20%.

Часть игл без вискера на конце была напылена традиционным способом, когда напыление производилось на всю поверхность чипа. Причем, такое напыление проводилось одновременно с напылением на еще одну иглу, которая была закреплена в камере распылителя таким образом, чтобы напыление происходило только на одну сторону иглы. Это было сделано для того, чтобы иметь возможность корректно сравнить свойства игл полученных при классическом варианте напыления и при напылении только на одну сторону.

Для проверки разрешающей способности полученных игл использовался магнитный диск емкостью 200 ГБт с размерами бита около 300x30 нм. Для оценки чувствительности игл применялся магнитный диск емкостью 2 МБт с размерами отдельного бита около 5x1 мкм.

Результаты компьютерного моделирования представлены на рис. 1. Как видно из полученных графиков, при малых толщинах напыленной пленки разница в разрешающей способности между вискером покрытым магнитной пленкой и вискером, на котором сформирована частица, практически отсутствует. Как показали расчеты, различие наблюдается только в величине магнитного контраста, которую можно рассматривать как характеристику силы взаимодействия иглы и образца. Исходя из этого, можно говорить о том, что применение игл с наночастицей на конце необходимо только при изучении объектов со слабой коэрцитивностью.

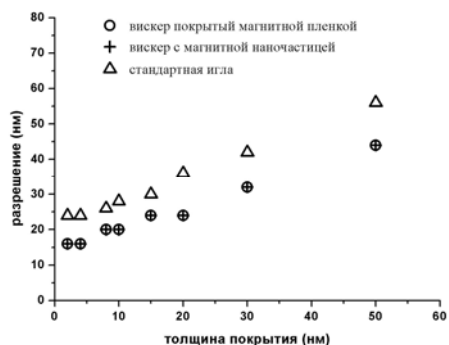


Рис.1 Моделирование разрешающей способности иглы в зависимости от ее формы, а также от толщины и вида магнитного покрытия.

В этом случае важно, чтобы игла как можно меньше влияла на распределение магнитного поля образца. Для остальных случаев вполне подходит игла с вискером на конце, покрытая магнитным материалом, которая имеет гораздо более высокую разрешающую способность по сравнению со стандартной магнитной иглой. Причем, реальная магнитная частица на конце иглы должна иметь определенную толщину для того, чтобы иметь ферромагнитные свойства. В то же время, для сплошной магнитной пленки необходимая толщина будет существенно ниже из-за того, что другие ее размеры имеют большую протяженность. Еще одной возможностью снизить размер получаемого кончика иглы является нанесение магнитной пленки только на одну сторону вискера. Кроме того, при таком нанесении магнитной пленки упругие свойства самого кантиливера не изменяются.

Результаты реальных экспериментов по изучению разрешающей способности иглы NSG03 приведены на рис. 2. Здесь, как и при модельных экспериментах, с увеличением толщины покрытия разрешение падает, а сила взаимодействия иглы с образцом увеличивается. Таким образом, минимальная толщина пленки, необходимая для проведения измерений будет ограничена коэрцитивностью полученного покрытия. Иглы из Co с толщиной покрытия свыше 10 нм не перемагничивались образцом при проведении измерений.

Следующим важным параметром является чувствительность иглы к магнитному сигналу. Как показало сравнение результатов полученных с помощью игл NSG01 (силовая константа 5 Н/м) и NSG03 (силовая константа 1 Н/м), чувствительность игл типа NSG01 ниже за счет более высокого коэффициента упругости. Поэтому, при проведении измерений предпочтительнее использовать более мягкие иглы для повышения чувствительности зонда или проводить измерения в условиях вакуума.

При сравнении магнитного изображения от иголок с вискером на конце и от иголок без

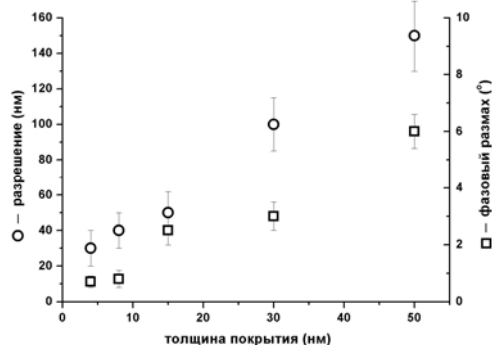


Рис.2 Зависимость разрешающей способности и фазового контраста иглы с вискером на конце от толщины нанесенной на нее пленки Co .

вискера, вторые показали более высокий размах сигнала фазового контраста, т.е. более высокую чувствительность. Так, например, для игл, покрытых с одной стороны слоем Co толщиной 30 нм, размах сигнала был в 1,2 раза выше для игл без вискера на конце. Однако, при этом разрешающая способность таких игл была существенно ниже.

Заключение.

Как показали проведенные эксперименты и результаты теоретического моделирования, для изготовления магнитного зонда с высоким разрешением во многих случаях нет необходимости создавать магнитную частицу на конце иглы. Для большинства задач достаточно просто иметь иглу с тонким магнитным покрытием. При этом покрытие может быть нанесено только на одну сторону иглы. Это позволяет избежать возможного изгиба кантиливера, что особенно актуально при использовании чипов с низким значением силовой константы.

Наиболее оптимальными для проведения измерений при использовании в качестве магнитного покрытия Co являются вискеры с нанесенной пленкой толщиной 10-20 нм, которые с одной стороны имеют высокую разрешающую способность, а с другой обладают достаточной магнитной чувствительностью и коэрцитивной силой.

Благодарности.

Работа выполнена в рамках проекта Nanospin, контракт № NMP4-СТ-2004-013545. Авторы выражают благодарность Овчинникову Д.В. за помощь в проведении расчетов.

- [1] Kuramochi H., Uzumaki T., Yasutake M., Tanaka A., Akinaga H., Yokoyama H., *Nanotechnology* **16**, 24, (2005).
- [2] Koblischka M.R., Hartman U., Sulzbach T., *Mat. Science and Engineering C*, **23**, 747, (2003).
- [3] Овчинников Д.В., Бухараев А.А., *ЖТФ*, **71**, 85, (2001).

Нанотехнологические комплексы и их применение в нанoeлектронике

В. В. Атепалихин^{1,2}, В. А. Быков², А. В. Быков², В.В. Поляков^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²ЗАО «Нанотехнология - МДТ»

e-mail: polyakov@ntmdt.ru

Важную роль в развитии нанотехнологии играют локальные методы исследования и модификации поверхности, такие как методы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и методы, основанные на использовании фокусированных ионных пучков (ФИП). Большое значение имеют также групповые ростовые технологические методы, такие как, например, молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), импульсное лазерное напыление (лазерная абляция), газофазное осаждение (ГФО), с использованием которых создается основа для формирования будущих элементов нанoeлектроники.

В докладе представлены выпускаемые компанией «Нанотехнология - МДТ» сверхвысоковакуумные нанотехнологические комплексы на платформе «Нанофаб»,

объединяющие указанные локальные и групповые методы нанотехнологии. Комплекс ориентирован на работу со 100-мм пластинами. Платформа «Нанофаб» представляет собой модульную систему, в которой каждый отдельный модуль реализует один из групповых либо локальных методов исследования и модификации поверхности образца. Модули любого комплекса, построенного на платформе «Нанофаб» являются вакуумно-сопряженными, то есть позволяют производить различные нанотехнологические операции на образцах без нарушения условий сверхвысокого вакуума.

В работе представлены комплексы НТК-3, НТК-4, НТК-5, построенные на данной платформе. Комплекс НТК-5 (наиболее мощный из указанных) сочетает в себе методы СЗМ, ФИП и МЛЭ. Рабочий вакуум в модулях комплекса составляет 10^{-10} Торр.

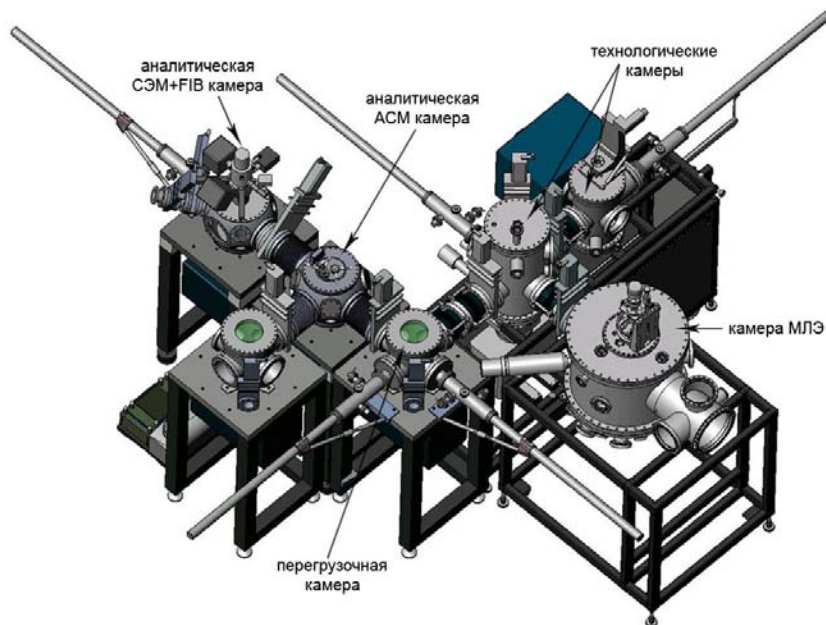


Рис. 1 Нанотехнологический комплекс НТК-5

Большое внимание в работе уделено разработке ключевых узлов различных модулей платформы. Так, рассмотрены задачи создания прецизионных (с шагом менее 50 нм и точностью репозиционирования менее 0.5 мкм) сверхвысоковакуумных координатных столов с диапазоном позиционирования 100×100 мм²,

прецизионных инерциальных пьезоприводов, организация транспортной системы комплекса, системы замены зондов модуля СЗМ и т.д. Представлены оригинальные решения указанных проблем, предложенные в процессе разработки комплекса НТК-5. Представлены результаты измерений, проведенных в модулях СЗМ и ФИП

комплекса, сделаны оценки шумовых характеристик модулей.

Тем не менее, комплексы НТК-3, НТК-4, НТК-5 являются машинами с последовательной транспортной системой. Это означает, во-первых, что модули комплекса не всегда удается использовать одновременно, и, во-вторых, в случае проведения регламентных работ с каким-либо модулем комплекса весь комплекс становится неработоспособным. С увеличением числа модулей комплекса данное обстоятельство становится критическим. В силу этого, машины с большим числом комплексов предложено строить не по линейной, а по кластерной схеме. Модули системы разбиваются на группы.

Каждая группа модулей (4 либо 5 модулей) объединяется с помощью сверхвысоковакуумного робота-раздатчика, образуя тем самым кластер нанотехнологического комплекса (рис. 2). Объединенные друг с другом, кластеры образуют комплекс. Такой подход к построению системы позволяет, во-первых, максимально эффективно использовать каждый ее модуль (возможна одновременная круглосуточная загрузка всех модулей комплекса), и, во-вторых, в случае проведения регламентных работ в одном из модулей, использовать другие модули системы без какой-либо потери их работоспособности.



Рис. 2 Двухкластерный нанотехнологический комплекс НТК-9

Представленный на рис. 2 комплекс НТК-9 состоит из двух кластеров: кластера локальных и кластера групповых технологий. Кластер локальных технологий, в свою очередь, содержит следующие модули. 1) Модуль СЗМ, позволяющий в условиях сверхвысокого вакуума проводить измерения свойств поверхности образцов методами атомно-силовой и туннельной микроскопии с разрешением вплоть до атомарного. 2) Сверхвысоковакуумный модуль ФИП, позволяющий с разрешением менее 10 нм производить локальную резку либо травление поверхности образца. Данный модуль оснащается дополнительно колонной сверхвысоковакуумного электронного микроскопа (ФЭП) и системой ВИМС, позволяющей анализировать химический состав образца. 3) Сверхвысоковакуумный модуль ФИП, оснащенный ионной колонной с магнитным сепаратором. Данный модуль позволяет проводить локальную имплантацию ионов Au, Ge, Si, Co, Nd, Ni и т.д. 4) Высоковакуумный модуль ФИП локального химического осаждения, позволяющий подавать в область взаимодействия луча и образца

различные газы через систему газовых инжекторов. В результате появляется возможность локально проводить рост различных структур. Все модули ФИП могут быть оснащены дополнительно сканирующими электронными микроскопами. Кластер групповых технологий содержит модули МЛЭ и лазерной абляции.

Анализируя представленные в докладе результаты, можно утверждать, что нанотехнологические комплексы «Нанофаб» являются уникальными и одновременно с тем широко востребованными машинами, которым предстоит сыграть большую роль в развитии нанoeлектроники.

Электронные свойства пленок производных фталоцианина и перилена по данным сканирующей зондовой микроскопии и макроскопических измерений.

А.Е. Почтенный¹, В.К. Долгий¹, И.П. Ильюшонок¹, П. Карагеоргиев², А.Н. Лаппо¹, А.В. Мисевич¹, Б. Штиллер³

¹ Белорусский государственный технологический университет, 220050 Минск, Беларусь

² Center of advanced European studies and research, D-53175 Bonn, Germany

³ Potsdam University, 14415 Potsdam, Germany

В рамках данной работы было проведено комплексное исследование электронных свойств пленок органических полупроводников на основе производных фталоцианина и перилена методами измерения макроскопических оптических и электрофизических свойств и методами сканирующей зондовой микроскопии.

В качестве исследуемых материалов использовались фталоцианин меди (CuPc) и диметилдиимид перилентетракарбоновой кислоты (PTCDI). Пленки указанных материалов были получены термическим распылением в вакууме порошкообразного исходного продукта с последующим осаждением газообразных продуктов распыления на подложки. В качестве подложек использовались поликоровые пластины с нанесенной на них встречно-штыревой системой никелевых электродов и стеклянные подложки с прозрачным в видимой области покрытием из смеси оксидов индия и олова (ITO).

Спектры поглощения полученных пленок в видимой области спектра измерялись спектрофотометром SPECORD M-40. Электрофизические свойства исследовались методом циклической термодесорбции. Локальные темновые и световые вольт-амперные характеристики исследовались на сканирующем зондовом микроскопе Topometrix Explorer. Локальные темновые и световые значения поверхностного потенциала измерялись сканирующим зондовым микроскопом Solver PRO по методу Кельвина.

На основе полученных экспериментальных результатов было установлено, что:

- в исследованных пленках реализуется прыжковый механизм проводимости, причем перенос электронов может осуществляться как по собственным электронным состояниям, так и по примесным электронным состояниям, обусловленным адсорбированными из атмосферы молекулами кислорода;

- пленки на основе CuPc обладают проводимостью p-типа, а пленки PTCDI – проводимостью n-типа;

- изменение локальных вольт-амперных характеристик, исследованных при освещении, согласуется с изменением поверхностного потенциала;

- электронные энергетические параметры пленок, измеренные методом циклической термодесорбции, согласуются с данными сканирующей зондовой микроскопии.

Основной вывод заключается в том, что использование электрических и оптических методов исследования совместно с методами сканирующей зондовой микроскопии позволяет получить согласованную информацию о механизме проводимости, ее типе, макроскопических параметрах электропереноса и электронной энергетической структуре пленок органических полупроводников.

Особенности исследования биологических макромолекул методом атомно-силовой микроскопии

М.Н. Савватеев

ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград, Россия, e-mail: mihail.savvateev@mail.ru

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) в настоящее время является одним из методов изучения структурных особенностей биологических макромолекул (белков, ДНК), поскольку позволяет получать изображения объектов с высоким пространственным разрешением, сопоставимым с уровнем рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии [1-3]. Одним из преимуществ метода АСМ перед другими методами является возможность

проведения исследований молекул в условиях, близких к нативным, поскольку АСМ позволяет исследовать молекулы как в воздушной среде, так и в буферных растворах (Рис. 1). В обоих случаях, для получения изображений методом АСМ, исследуемые молекулы должны быть закреплены на какой-либо атомарно гладкой поверхности, чаще всего для этой цели используется кристаллическая слюда, различным образом модифицированная.

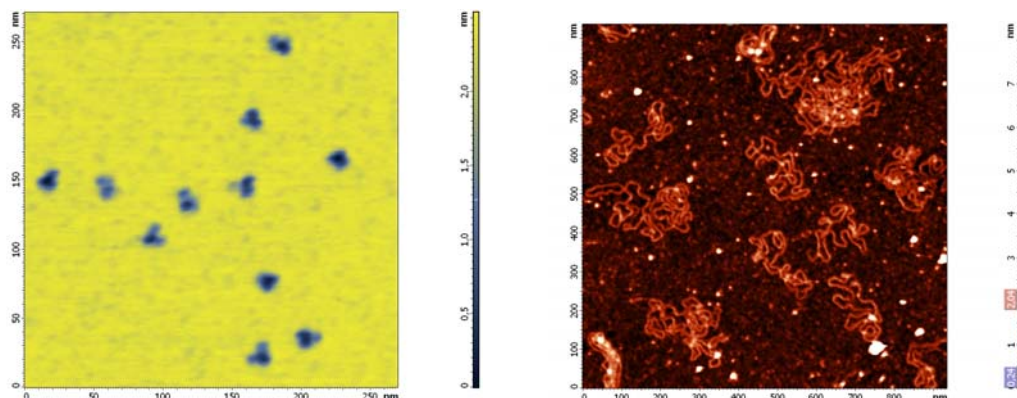


Рис. 1. АСМ изображение молекул антител 1RК2 к А-цепи ридина (IgG1) полученное на воздухе, и изображение кольцевой плазмидной ДНК рEGFP, полученное в жидкости.

Для исследования сухих образцов наилучшим образом подходит «полуконтактный» метод. При начальной амплитуде колебаний зонда в диапазоне нескольких нанометров, средняя сила воздействия зонда на образец оказывается порядка единиц наноньютонов [4]. Это обеспечивает возможность получения изображения таких деликатных объектов как

молекулы, с пространственным разрешением на уровне нескольких нанометров. Существенную роль играет выбор рабочей амплитуды колебаний (рабочей точки) – получаемое изображение зависит от режима взаимодействия зонда с образцом (Рис. 2). Другим важным фактором является острота иглы зонда. Наилучшее разрешение получается при использовании зондов «нановискерного» типа.

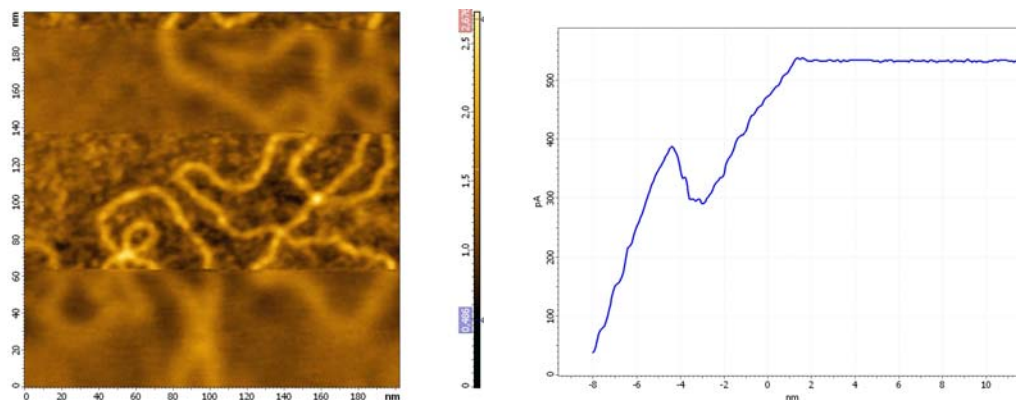


Рис. 2. Изображение молекулы ДНК на слюде, полученное полуконтактным методом (слева) и амплитудная зависимость для этого изображения (справа). На амплитудной зависимости присутствует переход между двумя режимами взаимодействия зонда с поверхностью: область амплитуд до перехода соответствует режиму притяжения, область амплитуд после перехода – режиму отталкивания. Изображение ДНК иллюстрирует влияние режима взаимодействия на результат: менее четкие участки получены в режиме притяжения, более четкие – в режиме отталкивания.

Исследование макромолекул в жидкой среде представляет собой более сложную задачу. При использовании «полуконтактного» метода с акустическим возбуждением в жидкости, резонансные свойства зонда существенно снижены, по сравнению с воздухом, и сила, оказываемая зондом АСМ на объект измерения, оказывается на порядок больше [5]. Поэтому, для измерений в жидкости приходится использовать контактные АСМ

зонды с жесткостью не более 1 Н/м. Оптимальная начальная амплитуда колебаний зонда оказывается порядка 10 нм, рабочая амплитуда - не менее чем 0.9 от начальной амплитуды (Рис. 3).

Автор благодарит сотрудников НИИ Трансплантологии и Искусственных Органов И.И. Агапова и Е.А. Тоневицкого за оказанную информационную поддержку и предоставленные образцы.

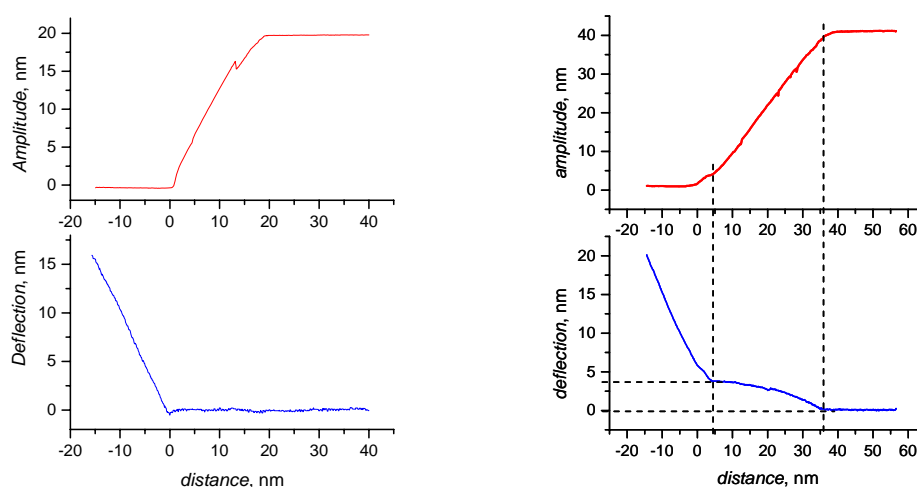


Рис. 3. Зависимости амплитуды колебаний и отклонения зонда от расстояния зонд – поверхность на воздухе (слева) и в воде (справа). Различие во взаимодействии колеблющегося зонда с поверхностью на воздухе и в жидкости заключается в том, что на воздухе зонд начинает отклоняться только после полного прекращения колебаний, в то время как в жидкости зонд отклоняется сразу по мере уменьшения амплитуды. Таким образом, в жидкости уменьшение рабочей точки приводит к увеличению силы воздействия зонда на образец.

[1] Малюченко, Н.В., Тоневицкий, А.Г., Савватеев, М.Н. et al, Биофизика, т. 48, вып. 5, стр. 830-836, 2003.

[2] Savvateev, M.N., Kozlovskaya, N.V., Moisenovich, M.M. et al, AIP Conference Proceedings, V. 696, P. 428, 2003.

[3] Savvateev, M.N., application note “AFM study of macromolecules' structure and

organization”, Интернет сайт компании НТ-МДТ (www.ntmdt.ru),

[4] Garcia R., Paulo S.A., Phys. Rev. B. V.60. P.4691-4697, 1999

[5] Tamayo, J., Humphris, A. D. L., Owen, R. J. and Miles, M. J., Biophysical Journal V. 81, P. 526, 2001

Метод комбинированной СТМ/АСМ на сколах в жидкости. Исследование гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками

Е. Е. Щербакова, М. А. Исаков, Д. А. Воронцов, Д. О. Филатов

Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур»
Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
e-mail elenscher@rambler.ru

Изучение морфологии наноструктур в последнее время все шире проводится методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) на сколах структур (Х-СТМ) в сверхвысоком вакууме (СВВ) [1]. Это позволяет изучать атомную структуру и состав квантовых ям (КЯ), точек (КТ) и пр. неоднородности, структуру гетерограниц и др.

В данной работе для исследования гетероструктур на основе соединений A^3B^5 с КЯ и КТ впервые применен метод комбинированной СТМ и атомно-силовой микроскопии (АСМ) на сколах (Х-СТМ/АСМ) в защитной жидкой среде – масле, которое предохраняло исследуемую поверхность скола от окисления на воздухе.

Лазерные структуры на основе InGaP/GaAs с КЯ InGaAs в активной области, а также 5-слойные массивы КТ InAs/GaAs выращивались на подложке n^+ -GaAs(001) методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в Научно-исследовательском физико-техническом институте ННГУ. Исследования производились на СЗМ Solver ProTM производства компании NT-MDT (Зеленоград, Россия) с использованием жидкостной АСМ головки Spena BTM с возможностью измерения тока через зонд. Структуры укреплялись вертикально в стандартной чашке Петри, заполненной маслом для диффузионных насосов ВМ-1, и скалывались под слоем масла. Сканирование поверхности скола производилось в контактной АСМ моде,

одновременно измерялись ВАХ контакта зонд-образец. Использовались Si зонды NSG-11 производства компании NT-MDT с Pt покрытием.

Схема лазерной структуры приведена на рис.1б. Показана возможность получения атомно-гладкого скола гетероструктур и сканирования его в масле в контактной моде (в режимах постоянной силы и постоянной высоты), а также в режиме латеральной силы и визуализации КЯ на сколах структур (рис.1а). Ранее возможность визуализации КЯ методом Х-АСМ на воздухе была показана в [2]. Однако на воздухе образование нанорельефа поверхности скола напряженных гетероструктур вносят вклад два фактора: релаксация упругих напряжений и окисление поверхности скола. Различия в составе различных участков поверхности скола преобразуются в нанорельеф за счет различной скорости окисления и, как следствие, равновесной толщины окисла. В масле окисление отсутствует, и формирование нанорельефа происходит только за счет релаксации напряжений. Отметим, что чувствительность АСМ оказывается достаточной, чтобы зафиксировать возникающий при этом рельеф ($< 0,1$ нм).

Также была показана возможность измерения ВАХ контакта АСМ зонда к сколам структур (рис.1в) и идентификации участков различного состава.

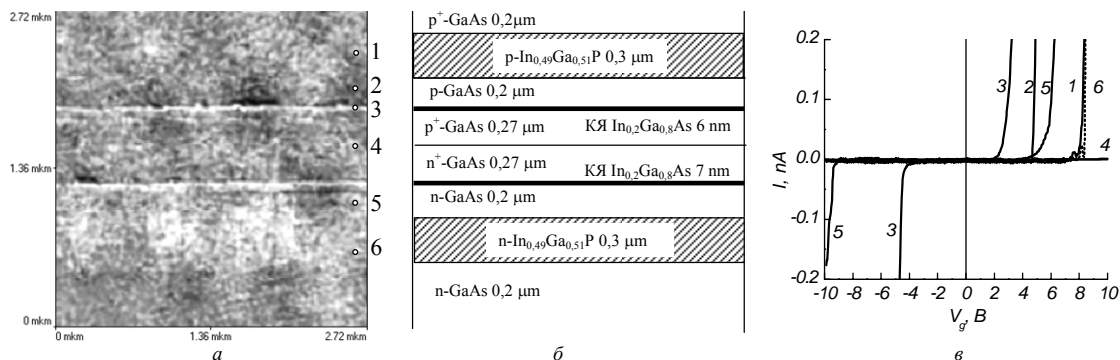


Рис.1. АСМ изображение скола (а), схема (б) и ВАХ контакта АСМ зонда к поверхности скола (в) лазерной гетероструктуры InGaP/GaAs/InGaAs в масле. Цифрами 1 — 6 показаны точки измерения ВАХ на поверхности скола.

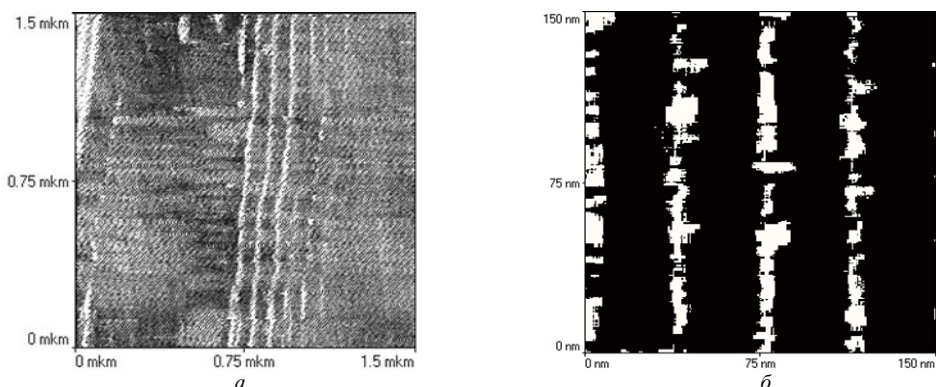


Рис.2. АСМ изображение в режиме латеральных сил (*а*) и токовое изображение (*б*) поперечного скола гетероструктуры с 5 слоями КТ InAs/GaAs (001) в масле.

Общий вид ВАХ, измеренных на атомно-чистой поверхности полупроводника в масле, соответствует типичным ВАХ, получаемым на поверхности полупроводника в СВВ [3]. Эффективная величина щели в спектре плотности состояний, наблюдаемая по ВАХ, качественно согласуется с шириной запрещенной зоны соответствующих материалов. Наименьшая величина щели наблюдалась на КЯ InGaAs (точка 3), наибольшая – на слоях InGaP (точки 1 и 6). Однако наблюдаемая величина щели значительно превышала значения ширины запрещенной зоны. Данный эффект обычно связывается, в первую очередь, со следующими двумя факторами. Во-первых, часть напряжения падает на ОПЗ поверхностного барьера в полупроводнике. Во-вторых, часть напряжения может падать на остаточном слое адсорбата на поверхности зонда, наличия которого нельзя исключить (специальных мер для его удаления не принималось).

В точке 4 туннельного тока не наблюдается. Это связано с тем, что точка 4 находится в области пространственного заряда $p^+ - n^+$ перехода, расположенного в активной области структуры (см. схему структуры на рис.1б).

ВАХ в областях различного типа проводимости различаются между собой (кривые 2 и 5 на рис.1в), так же, как и в вакууме. Данный эффект связывается с различным положением уровня Ферми относительно краев зон и может использоваться для идентификации слоев различного типа проводимости на сколах структур. Результаты данной работы показывают, что АСМ/СТМ под маслом также может использоваться для этой цели.

ВАХ, подобные приведенным на рис.1в, воспроизводимо наблюдались в течение одной недели. При этом образец снимался с микроскопа и хранился под защитным слоем масла. В дальнейшем воспроизводимость ВАХ нарушалась. Отметим, что в СВВ при давлении остаточных газов $\sim 10^{-10}$ Торр время образования моно-слоя адсорбата составляет ~ 1 час. Отметим также, что ВАХ туннельного контакта In/In₂O₃/Pt (использованного как модельная система для изучения процессов туннелирования в масле) хорошо описывается формулой Симмонса [4].

На рис.2а представлено АСМ изображение (в режиме латеральных сил) поперечного скола гетероструктуры с 5 слоями КТ InAs/GaAs. Номинальная толщина слоев InAs составляла 5 МС ($\approx 1,5$ нм), расчетная толщина спейсорных слоев – 50 нм. На АСМ изображении наблюдается периодический рельеф, возникающий вследствие релаксации упругих напряжений в слоях КТ. На поверхности скола наблюдаются также особенности, связанные, вероятно, с дефектами роста эпитаксиальных слоев GaAs.

На рис.2б представлено токовое изображение скола той же структуры в увеличенном масштабе. На нем наблюдается слоистая структура, связанная со слоями КТ. Поперечные размеры участков повышенной проводимости составляют 4–7 нм. Высота КТ InAs на образцах, выращенных в аналогичных условиях, по данным АСМ исследований поверхностных КТ, а также КТ, зарощенных покровным слоем GaAs после удаления последнего селективным травлением, составляет 4–6 нм. Более крупные (размером до 10–15 нм) участки повышенной проводимости могут быть связаны с дислоцированными кластерами InGaAs, которые также часто наблюдаются на гетероструктурах с КТ InAs/GaAs, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Их образование связывается с коалесценцией КТ.

Результаты данной работы показывают, что метод X-СТМ/АСМ в масле может быть простой, недорогой и перспективной альтернативой СВВ X-СТМ в области исследований полупроводниковых наноструктур.

Работа выполнена при поддержке Российско-американской программы BRNE (Y1-P-01-01) и CRDF (RESC RUR1-1038-NN-03).

- [1] Wilks, S. P., J. Phys. D: Appl. Phys., **35**, 77 (2002).
- [2] Анкудинов, А. В., Евтихийев, В. П., Токранов, В. Е., Улин, В. П., Титков, А.Н., ФТП, **33**, 594 (1999).
- [3] Kubby, J. A. and Boland, J. J., Surf. Sci. R**26**, 61 (1996).
- [4] Simmons, J. G., J. Appl. Phys., **34**, 1793 (1963).

Электрофизические свойства ультратонких пленок Ni_xSi_{1-x} сформированных на кварцевой подложке методом импульсного лазерного осаждения.

Д.А. Савельев¹⁾, Д.О. Филатов¹⁾, Е.С. Демидов¹⁾, Д.М. Дружнов¹⁾, С.М. Планкина¹⁾, Р. В. Яковлев¹⁾, А.В. Зенкевич²⁾, Ю.Ю. Лебединский²⁾

1. Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), пр-т Гагарина 23
Нижний Новгород, Россия.
2. Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Каширское шоссе 31,
Москва, Россия
e-mail: Saveliev@phys.unn.ru

Силициды металлов в настоящее время рассматриваются как перспективные материалы современной микроэлектроники. Использование силицидов в качестве материалов затворов МОП транзисторов позволяют уменьшить длину канала и тем самым улучшить частотные характеристики и увеличить плотность упаковки транзисторов в суперсверхбольших интегральных схемах (ССБИС) [1]. Применение силицидов для получения резистивных элементов позволяет получить чип-резисторы с хорошо регулируемыми параметрами и высокой термической стойкостью [2].

Целью данной работы было исследование влияния состава ультратонких (толщина $23 \div 41$ нм) аморфных пленок Ni_xSi_{1-x} , сформированных методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) на кварцевых подложках, на их электрофизические и оптические свойства. Выясняется перспективность их использования для создания чип-резисторов, а также затворов МОП-транзисторов с *n*-каналом. ИЛО позволяет формировать сверхтонкие слои с заданным соотношением компонентов и шероховатостью поверхности ~ 1 атомного слоя.

Осаждение проводилось на кварцевые подложки С5-1 при комнатной температуре. Предварительно подложки подвергались химической обработке от органических и неорганических загрязнений. Исследование кристаллической структуры пленок Ni_xSi_{1-x} проводилось методом электронографии на отражение с помощью электронографа ЭМР-102 при ускоряющем напряжении 50 кВ. По этим данным, полученные пленки являются аморфными.

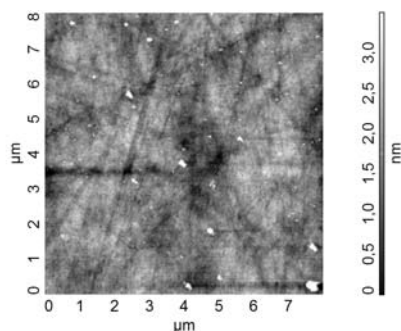


Рис.1 - АСМ изображение поверхности пленки $Ni_{0,52}Si_{0,48}$.

Для исследования электрофизических свойств пленок Ni_xSi_{1-x} использовался 4-зондовый метод измерения удельной проводимости на постоянном токе и эффекта Холла на переменном сигнале [3] на частоте 50 Гц. Исследование морфологии и зависимости работы выхода пленок Ni_xSi_{1-x} от состава проводилось методом сканирующей кельвиновской микроскопии (СКМ) на атомно-силовом микроскопе (АСМ) Solver Pro. Спектры оптического поглощения пленок исследовались на Фурье-спектрометре FTS 7000 фирмы Digilab (США) при комнатной температуре в диапазоне длин волн $0,9 - 2,6$ μm , спектры отражения – на решеточном монохроматоре МДР-2.

На Рис.1 приведено типичное АСМ изображение поверхности пленки Ni_xSi_{1-x} . Среднее значение шероховатости поверхности пленок Ni_xSi_{1-x} составило $0,57 \pm 0,05$ нм и не зависело от их элементного состава. Пленка повторяет морфологию подложки, на АСМ изображении наблюдаются полосы — следы от полировки подложки, а также частицы абразива, не удаленные в ходе отмывки.

На Рис. 2 показаны зависимости удельного сопротивления пленки Ni_xSi_{1-x} от x . При $x \geq 0,33$ пленки обладают более высоким удельным сопротивлением по сравнению со слоями металлов, используемыми в настоящее время для металлизации ИС (Cu – $1,7 \times 10^{-6}$ Ом см, Au – $2,2 \times 10^{-6}$ Ом см) [4], понижающимся в пределах $(5,5 - 1,4) \times 10^{-4}$ Ом см с увеличением x .

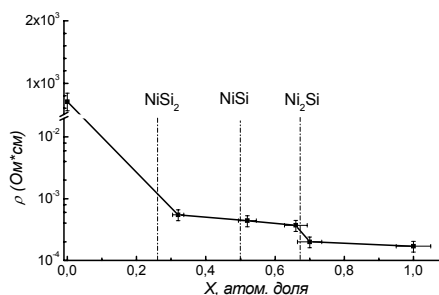


Рис. 2 - Зависимость удельного сопротивления пленки Ni_xSi_{1-x} от атомной доли металла x .

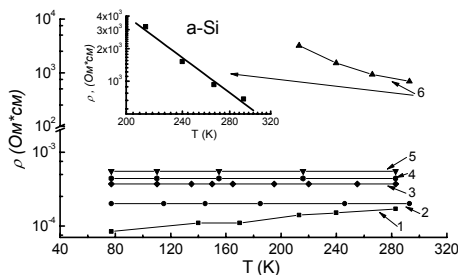


Рис.3 - Температурная зависимость удельного сопротивления пленок Ni_xSi_{1-x} . x , % ат.: 1 - 1; 2 - 0,7; 3 - 0,66; 4 - 0,52; 5 - 0,33; 6 - 0;

Концентрация основных носителей (электронов) при изменении x в указанных пределах изменяется от 4×10^{20} до $8 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что сравнимо с типичными металлами. Подвижность электронов изменяется в пределах $1,5 \div 90 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и увеличивается с увеличением x .

На Рис.3 представлена температурная зависимость удельного сопротивления пленок Ni_xSi_{1-x} . При $x = 1$ температурная зависимость характерна для металла. С ростом x температурный коэффициент сопротивления (ТКС) пленок уменьшается, и при $x = 0,33 - 0,7$ составляет $< 10\%/^\circ\text{C}$. Близкий к нулю ТКС является одним из основных требований предъявляемых к современным чип-резисторам. При $x = 0$ график температурной зависимости сопротивления спрямляется в координатах Мота (см. вставку на Рис.3). Это указывает на то, что перенос заряда происходит по прыжковому механизму, характерному для аморфного Si (a-Si).

При исследовании пленок методом СКМ на поверхности были обнаружены области локальной неоднородности поверхностного потенциала, связанные с накоплением локального положительного и отрицательного зарядов. Количественная оценка локального заряда дает $\approx 5,5 \times 10^{-19}$ Кл, что соответствует 3 электронам. Это указывает нам на то, что метод СКМ позволяет регистрировать заряд на поверхности исследуемых образцов с точностью до нескольких электронов.

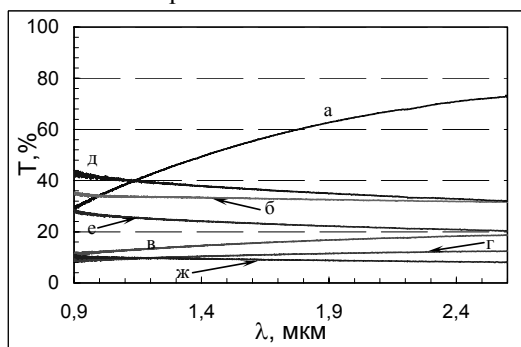


Рис. 4 - Спектр пропускания пленок Ni_xSi_{1-x} на кварце: а - $x=0$; б - $x=1$; в - $x=0,32$; г - $x=0,52$ (толщина пленки 28нм); д - $x=0,52$ (толщина пленки - 26 нм); е - $x=0,67$; ж - $x=0,70$.

Спектры пропускания и отражения исследованных пленок приведены на Рис. 4. При $x=0$ спектр имеет вид, типичный для аморфного кремния. Про-

пускание и отражение пленок силицидов никеля и никеля ($x=1$) слабо зависят от длины волны излучения, что характерно для металлов. Коэффициент отражения меняется от 20 до 50%, коэффициент пропускания - от 10% до 40% на различных пленках. Наблюдается корреляция между этими коэффициентами (с увеличением R уменьшается T).

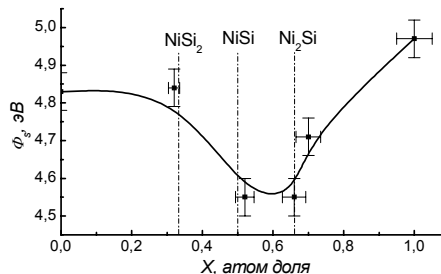


Рис. 5 - Зависимость работы выхода электронов Φ из пленок Ni_xSi_{1-x} от состава x .

Определение значения работы выхода электронов из материала пленок производилось путем усреднения значений контактной разности потенциалов между материалом покрытия зонда (Pt) и материалом пленки, определенных методом СКМ, по площади скана. Зависимость работы выхода от состава пленки представлена на Рис. 5. При изменении x в пределах от 0,66 до 1 работа выхода изменяется от 4,55 до 4,97 эВ. Таким образом, изменяя состав пленки, можно управлять величиной работы выхода электронов из нее, и тем самым, формировать необходимую зонную диаграмму МДП структуры (в частности, управлять значением порогового напряжения открывания транзистора).

Таким образом, пленки Ni_xSi_{1-x} полученные методом ИЛО, по структурным параметрам, морфологии поверхности, электрофизическим параметрам, значениям работы выхода перспективные для получения чип-резисторов и затворов МОП-транзисторов.

1 Lime F., Carrier mobility in advanced CMOS devices with metal gate and HfO_2 gate dielectric / F. Lime, K. Oshima, M. Casse, G. Ghibaudo, S Cristoloveanu, B. Guillaumot, H. Iwai // Solid-State Electron. - 2003. V.47. №.11. - P. 1617-1621.

2 K.J. Kuhn Integration of Mixed-Signal Elements into a High-Performance Digital CMOS Process / Kuhn K.J., Shariar A., Vandervoorn P., Murthy A., Obradovic B., Kartik R., Wai-kai Shin, Chao I., Post I., Chambers St. // Intel Technology Journal - 2002 - V.06 - Iss. 02 - p.31-41

3 Е. С. Демидов, Примесные состояния ионов группы железа в алмазоподобных полупроводниках, автореф. докт. дисс., ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, 1994.

4 Григорьев И.С. // Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат - 1991 - с. 1232.

Оптический мониторинг параметров технологических процессов в условиях металлургической газофазной эпитаксии

П. В. Волков, А.В. Горюнов, В.М. Данильцев, А.Ю. Лукьянов,
Д.А. Пряхин, А.Д. Тертышник, О. И. Хрыкин, В.И. Шашкин
Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Современный уровень развития технологий, применяемых при разработке и изготовлении новых типов наноструктур и устройств на их основе, требует обязательного присутствия систем *in situ* контроля. Для большинства процессов тонкопленочной технологии микроэлектроники наиболее важными технологическими параметрами являются температура подложки и скорость роста или травления.

Данная работа посвящена адаптации и применению низкокогерентной интерферометрии для *in situ* мониторинга параметров технологических процессов, таких как температура и толщина растущей структуры, в условиях металлургической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) полупроводниковых гетероструктур на подложках GaAs и Si.

Первой задачей, которая должна быть решена на пути к измерению абсолютной температуры подложки, является получение калибровочной зависимости изменения оптической толщины подложки D от температуры в рабочем диапазоне температур:

$$D(T) = n(T)d(T) = D_0(1 + f(T)),$$

где n – показатель преломления, d – геометрическая толщина, D_0 – оптическая толщина при некоторой исходной температуре T_0 . Для определения калибровочной зависимости $f(T) = (D - D_0) / D_0$ подложка помещалась внутрь массивной медной печи с резистивным нагревом. Температура печи контролировалась термопарой, закрепленной вблизи образца, и поддерживалась с помощью системы обратной связи с точностью ± 1 К. Ввод-вывод зондирующего излучения осуществлялся через кварцевое окно. Диаметр пятна зондирующего света на подложке не превышал 50 мкм.

Экспериментальная зависимость $f(T)$ была получена для подложек Si КДБ-15 толщиной 379 мкм и КЭФ-4.5 толщиной 388 мкм и полуизолирующей подложки GaAs толщиной 443 мкм приведена на рис.1 ($T_0=300$ К).

Из экспериментальных данных следует, что

а) с точностью ± 1 К, которую определяет система поддержания температуры, степень легирования не влияет на температурную зависимость оптической толщины Si в исследованном диапазоне температур;

б) с указанной точностью температурная зависимость оптической толщины для Si в диапа-

зоне температур 300 – 800 К на длине волны 1550 нм описывается формулой

$$f_{Si}(T) = 3.486 \cdot 10^{-8} T^2 + 4.455 \cdot 10^{-5} T - 1.65 \cdot 10^{-2}$$

в) с указанной точностью температурная зависимость оптической толщины для GaAs в диапазоне температур 300 – 600 К на длине волны 1310 нм описывается формулой

$$f_{GaAs}(T) = 6.369 \cdot 10^{-8} T^2 + 7.407 \cdot 10^{-5} T - 2.795 \cdot 10^{-2}.$$

Исследования технологических параметров проводились на установке Eriquip VP502-RP, оборудованного индукционным нагревателем. Измерительная головка располагалась на высоте 30 см от графитового подложкодержателя. Оптические измерения проводились в трех точках (начало, середина и конец подложкодержателя).

На рис. 2 приведены зависимости разности температуры подложек, расположенных в разных частях подложкодержателя, и показаний термопары $\Delta T = T_{под} - T_{m/n}$ при различной температуре в вакууме и в потоке водорода (100 мБар, 3л/мин). В вакууме показания термопары, закре-

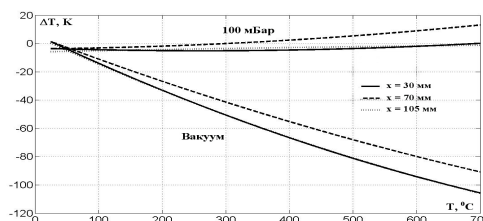


Рис.2. Разность температуры подложки и показаний термопары в зависимости от температуры, измеренной термопарой.

пленной внутри подложкодержателя и включенной в систему обратной связи для автоматического поддержания его температуры, оказались сильно завышенными по сравнению с реальной температурой подложки, что, по-видимому, связано с отсутствием хорошего теплового контакта между подложкодержателем и подложкой. Наличие газа – носителя, водорода приводит к улучшению теплового контакта и, соответственно, к уменьшению ΔT .

Оказалось, что самой горячей частью является центральная часть подложкодержателя, что, вероятно, связано с меньшей напряженностью электромагнитного поля, создаваемого индукто-

ром вблизи краев и дополнительными потерями тепла на излучение с торцов подложкодержателя. При этом температурный градиент увеличивается с ростом температуры.

На рис.3 приведены профили распределения температуры вдоль подложкодержателя в вакууме и в потоке водорода (100 мБар, 3 л/мин) для различных температур, задаваемых термопарой.

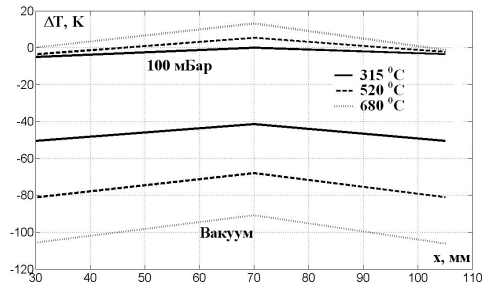


Рис.3. Разность температуры подложки и показаний термопары в зависимости от положения точки наблюдения вдоль подложкодержателя.

Наблюдаемый "перегрев" центра подложкодержателя в присутствии водорода мы связываем с тем, что спай термопары расположен в области с более низкой температурой в начале подложкодержателя.

Увеличение потока водорода с 3 л/мин до 8 л/мин приводит к изменению распределения температуры вдоль подложкодержателя (см. рис.4).

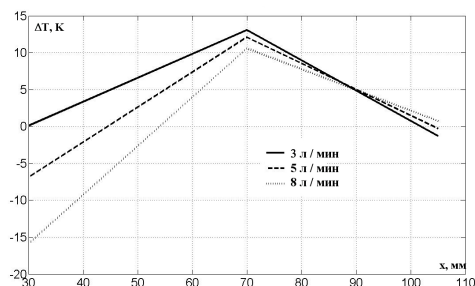


Рис.4. Разность температуры подложки и показаний термопары в зависимости от положения точки наблюдения вдоль подложкодержателя при $T=680^{\circ}\text{C}$.

Подложка, расположенная в начале подложкодержателя становится почти на 16 градусов холоднее, в то время как температура подложки, расположенной в конце подложкодержателя, наоборот увеличивается на 2 градуса. Отметим, что достаточно сильные изменения температуры подложки при изменении потока водорода (показаны стрелками) не отражаются на показаниях термопары рис.5. Начальный этап графика отражает процесс установления рабочей температуры 683 °C в присутствии потока водорода 3 л/мин.

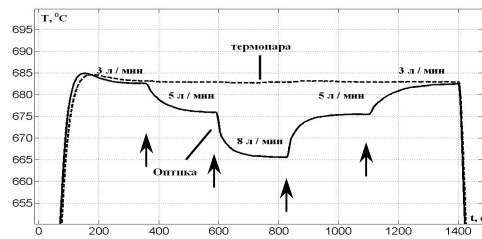


Рис.5. Зависимость температуры от времени, демонстрирующая изменения температуры подложки, расположенной в начале подложкодержателя, при изменениях расхода водорода.

Поскольку измеряемой величиной является средняя по толщине температура подложки, возникает вопрос о разности температур по толщине подложки. Эту величину легко оценить, исходя из постоянства плотности потока тепла через подложку и графитовый подложкодержатель, площади поверхности последнего и мощности нагрева. Оказалось, что искомая величина не превышает долей градуса.

На рис. 6 представлено изменения оптической толщины, зарегистрированные разработанным интерферометром подложки GaAs на первых этапах роста эпитаксиальной структуры (nGaAs- δ (Si)-nGaAs).

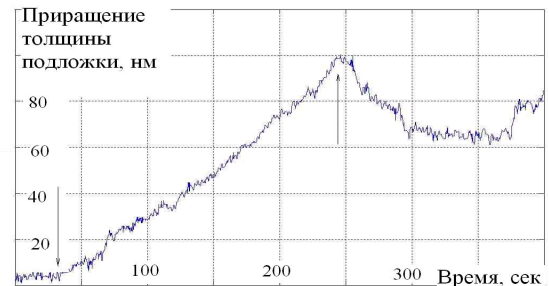


Рис. 6. Изменение оптической толщины подложки GaAs в процессе эпитаксиального роста слоя GaAs толщиной 100 нм (стрелками показаны моменты начала и окончания роста).

Уменьшение оптической толщины структуры после остановки роста слоя GaAs связано с уменьшением температуры подложки примерно на 0.3 °C из-за увеличения потока водорода в смеси с силаном на 0.5 л/мин, необходимых для роста дельта легированного слоя.

Результаты проделанной работы состоят в следующем. Проведены измерения температуры подложки в условиях МОГФЭ. Обнаружено значительное (10-100 °C) расхождение показаний термопары, закрепленной внутри подложкодержателя, и температуры подложки, измеренной оптическим методом. Обнаружены значительные градиенты температуры вдоль подложкодержателя. Экспериментально подтверждена целесообразность применения оптических методов для *in situ* контроля в полупроводниковой технологии.

Структурные фазовые переходы в слое хемосорбированного йода на поверхности Ag(111)

Б.В.Андрюшечкин¹, К.Н.Ельцов¹, В.В.Черкез²

¹ Центр Естественно-научных исследований Института общей физики им.А.М.Прохорова РАН, ул.Вавилова 38, корп. Л2, г.Москва, Россия;

² Московский физико-технический институт (Государственный Университет), Институтский переулок 9, г. Долгопрудный, Московская область, Россия.

e-mail: cherkez@kapella.gpi.ru

Адсорбция галогенов на поверхности металлов исследуется, начиная с 70х годов прошлого века [1]. Недавно на примере Cl₂/Cu(111) [2], мы показали, что в случае адсорбции галогенов на грань (111) г.ц.к. металлов наблюдается фазовый переход типа «соразмерная-несоразмерная фаза». Было установлено, что данный переход является переходом второго рода и может быть описан моделью линейных доменных стенок (ДС). Подобный сценарий переходов в двумерных системах был теоретически обоснован [3] и наблюдался экспериментально для монослоев благородных газов, физсорбированных на плотноупакованных гранях металлов или графита. В частности, для системы Хе/Pt(111), имеющей наиболее полную и интересную фазовую диаграмму вблизи перехода из соразмерной в несоразмерную фазу, последовательно наблюдались: система линейных ДС, гексагональная фаза, а также развернутая гексагональная фаза [4].

($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30°. При продолжении адсорбции пятна адсорбата расщепляются, образуя треугольники из шести пятен, причем центр треугольников соответствует положениям пятен в структуре ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° (рис.1б). Дальнейшая адсорбция йода приводит к формированию розеток из 6 пятен, размер которых растет при росте степени покрытия (рис.1в).

СТМ. На рис.2 представлены СТМ изображения, соответствующие покрытиям 0.36 и 0.38 МС. Помимо атомной структуры на СТМ изображениях отчетливо видна модуляция, состоящая из чередующихся темных и светлых полос, направление которых совпадает с одним из направлений плотноупакованных рядов атомов. Период модуляции составляет 35 Å и 19 Å. Линейная модуляция означает, что симметрия структуры адсорбата (йода) и симметрия решетки подложки Ag(111) отличаются. На Фурье образах СТМ изображения наблюдается расщепление пятен, причем величина расщепления увеличивается по мере сжатия решетки йода. В

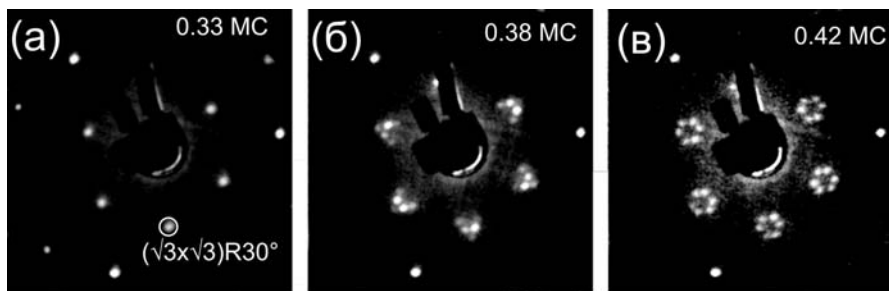


Рис.1 Картины ДМЭ, полученные при адсорбции I₂ на поверхность Ag(111) при 300К.

Целью данной работы было изучить атомную структуру, формируемую йодом на поверхности Ag(111), а также проследить за структурными фазовыми переходами в данной системе, сопоставив их с теоретическими моделями.

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке с базовым давлением 1·10⁻¹⁰ торр. Все СТМ опыты и адсорбция йода проводились при комнатной температуре.

ДМЭ. На рис.1 представлена картины дифракции медленных электронов, полученных в ходе адсорбции молекулярного йода на поверхность Ag(111) при 300 К. На рис.1а показана первая упорядоченная структура

силу симметрии подложки, сжатие решетки йода может происходить по трем эквивалентным направлениям, развернутым друг относительно друга на 120°.

Среднее межатомное расстояние вдоль направления полос совпадает с постоянной решетки структуры ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° и составляет 5.0 Å. Анализ СТМ изображений показывает, что межатомные расстояния вдоль двух других плотноупакованных рядов не одинаковы. В центрах светлых полос атомы лежат в соответствии с решеткой ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30°, формируя домены. Темные полосы, атомы в которых занимают менее симметричные позиции, разделяют антифазные домены ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)R30° и

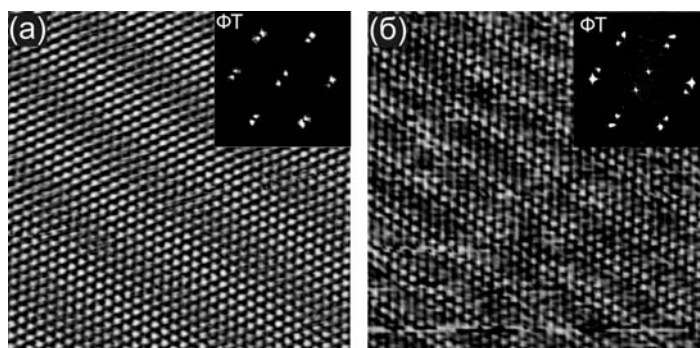


Рис.2 СТМ изображения йодированной поверхности I/Ag(111) ($152 \times 152 \text{ \AA}^2$) и их Фурье-образы для покрытий 0.36 и 0.38 МС.

формируют **доменные стенки**. Плотность атомов в стенках оказывается выше, чем в светлых полосах (минимальное расстояние в центрах темных полос $\approx 4.3 \text{ \AA}$). Фазовый сдвиг между соседними доменами соответствует сверхплотным линейным доменным стенкам [5].

При ступени покрытия > 0.38 МС в результате фазового перехода первого рода формируется новая структура (см. рис.3а). Она

гексагональных доменных стенок, разделяющих небольшие домены со структурой $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$, причем доменные стенки **развернуты** на определенный угол. Светлые атомы на СТМ изображении на рис.3б образуют домены с межатомным расстоянием 5.0 \AA , а в темных областях расстояния значительно меньше до $3.1\text{-}3.5 \text{ \AA}$. Отметим также, что структура развернутых доменных стенок сохраняется до

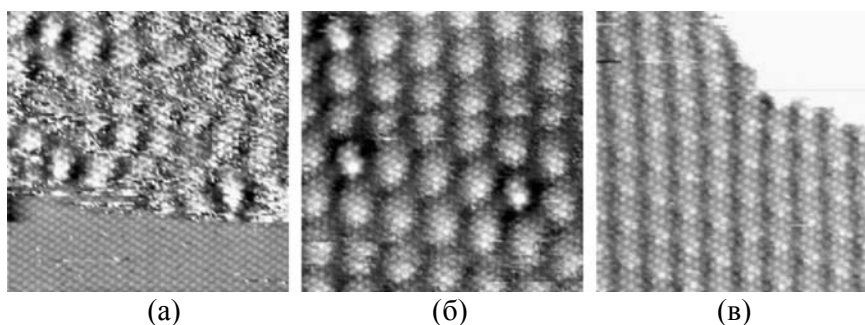


Рис.3 СТМ изображения ($171 \times 171 \text{ \AA}^2$) йодированной поверхности Ag(111) для диапазона покрытий 0.38-0.42. (а) Сосуществование линейной и гексагональной несоизмеримых фаз. (б) Начальная несоизмеримая гексагональная фаза, период сверхструктуры $\approx 28 \text{ \AA}$ (в) насыщенный монослой йода, период сверхструктуры $\approx 20 \text{ \AA}$.

сохраняет примерную гексагональную ориентацию атомных рядов, однако линейная сверхструктура заменяется на гексагональную. Направления атомных рядов не совпадают с направлениями максимумов в сверхструктуре (средний период $\approx 28 \text{ \AA}$), что указывает на то, что решетка йода при этих покрытиях развернута относительно решетки подложки на небольшой угол. Для структуры, показанной на рис.3б, этот угол составляет 1.9° , а среднее межатомное расстояние 4.58 \AA . Продолжение адсорбции йода приводит к дальнейшему сжатию решетки йода, сопровождаемое вращением. На СТМ изображениях это приводит к уменьшению периода сверхструктуры до $\approx 20 \text{ \AA}$ (рис.3в). При насыщении монослойного покрытия йода (0.42 МС) среднее межатомное расстояние йод-йод составляет 4.41 \AA , а угол разворота 3.5° .

Детальное рассмотрение картины Муара указывает на то, что в действительности картина Муара представляет собой сеть

насыщения монослоя.

Таким образом, в работе было установлено:

-фазовый переход из соразмерной в несоизмеримую фазу в слое хемосорбированного йода на поверхности Ag(111) происходит в три этапа: непрерывное одноосное сжатие, переход первого рода в гексагональную фазу и непрерывное сжатие гексагональной фазы, сопровождающееся вращением;

-на стадии одноосного сжатия система описывается моделью линейных доменных стенок, а на стадии вращения – системой развернутых гексагональных доменных стенок, разделяющих домены $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$.

- [1] R.G.Jones, Progr.Surf.Sci. **27**, 25 (1988).
- [2] B.V.Andryushechkin et al., Surf.Sci. **470**, L63 (2000).
- [3] P.Bak et al., Phys.Rev.B **19**,1610 (1979).
- [4] K.Kern, Phys. Rev. B **35**, 8265 (1987).
- [5] P.Zeppenfeld, et al., Phys. Rev. B **38**, 3918 (1988).

Изучение процессов десорбции на поверхности кремния с помощью атомно-силовой спектроскопии

Чукланов А.П.¹, Зиганшина С.А.^{1,2}, Бухараев А.А.^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойской КазНЦ РАН, ул. Сибирский Тракт 11/7, Казань, Россия

² Казанский государственный университет, Кремлевская 18, Казань, Россия
e-mail: achuklanov@kfti.knc.ru

Кристаллический кремний является основной элементной базой микроэлектронной промышленности. На сегодняшний день размеры элементов при производстве микросхем составляют примерно 65 нм, поэтому к качеству поверхности предъявляются особенно жесткие требования. Поверхность кремния на воздухе не бывает идеально чистой. Даже в сверхчистых условиях она покрыта слоем адсорбированных молекул углеводородов и воды, а так же оксидной пленкой. Поэтому очень важно контролировать качество рабочей поверхности кремния в этом же диапазоне масштабов.

Метод контактной атомно-силовой спектроскопии (АСС) широко используется для определения упругих и адгезонных свойств поверхности с высоким пространственным разрешением и как нельзя лучше подходит для контроля качества поверхности монокристаллического кремния. В основе метода лежит получение силовых кривых, которые отражают отклонение гибкой балки кантилевера атомно-силового микроскопа (АСМ) при взаимодействии кончика иглы с поверхностью в зависимости от расстояния между ними [1]. При отводе иглы от поверхности на силовой кривой наблюдается скачок, т.н. «прыжок из контакта», отражающий адгезионное взаимодействие между иглой и поверхностью. Если образец гидрофильный и на его поверхности находится много полярных молекул, то сила адгезии между иглой (обычно гидрофильной) и поверхностью будет значительно больше, чем в случае гидрофобного пассивированного образца. В последнем случае на поверхности гидрофобного кремния находятся неполярные молекулы, не образующие связей с молекулами иглы.

Исследование адгезионных свойств поверхности гидрофобного и гидрофильного кремния в высоком вакууме и сравнение этих данных с адгезионными характеристиками в воздушной атмосфере позволит исследовать процесс десорбции адсорбированных молекул с гидрофобной и гидрофильной поверхности.

Эксперименты проводились на высоковакуумном АСМ микроскопе Solver HV фирмы НТ-МДТ. С его помощью регистрировалось адгезионное взаимодействие зонда АСМ с поверхностью гидрофильного или гидрофобного кремния в процессе изменения давления в камере от атмосферного до 10^{-6} Торр.

Использовались кремниевые кантилеверы MikroMash CSC17/F/AIBS с индивидуальной калибровкой константы жесткости.

Для исключения ошибок, связанных с изменением юстировки при переходе от измерений на воздухе к вакуумным измерениям оба образца кремния, гидрофильный и гидрофобный, помещались в вакуумную камеру одновременно. Все измерения проводились последовательно: сначала адгезионные характеристики 2-х типов образцов изучались на воздухе, затем в вакууме 10^{-2} Торр и в вакууме 10^{-6} Торр. В условиях вакуума выбор анализируемого образца осуществлялся с помощью системы механической подвижки, которая перемещала сканирующий модуль АСМ микроскопа над поверхностью образцов. Результаты экспериментов представлены на рис.1.

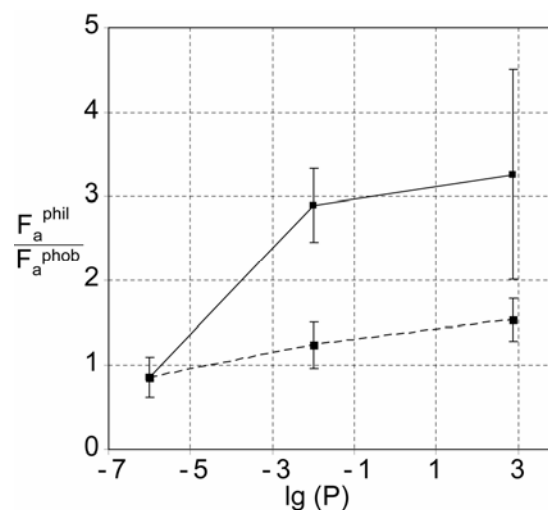


Рис.1. Зависимость относительной силы адгезии от атмосферного давления. По оси абсцисс отложен логарифм атмосферного давления в Торр, по оси ординат отношение силы адгезии гидрофильного кремния к силе адгезии гидрофобного кремния. На сплошной линии лежат экспериментальные точки, полученные при уменьшении давления в рабочей камере, на пунктирной – при увеличении.

На графике можно видеть, что в начальный момент (крайняя правая точка на сплошной линии) адгезия на гидрофильном образце превышала адгезию на гидрофобном образце

примерно в 3 раза. При понижении атмосферного давления до 10^{-2} Торр (достигается форвакуумным насосом) отношение сил адгезии уменьшается, а при дальнейшем уменьшении давления до 10^{-6} Торр (достигается турбомолекулярным насосом) отношение сил адгезии уменьшается до значения, близкого к единице. Это означает, что в условиях высокого вакуума поверхность гидрофобного и гидрофильного кремния проявляет одинаковые адгезионные свойства, по-видимому, за счет десорбции водяной пленки с поверхности гидрофильного кремния.

При увеличении давления в рабочей камере пунктирная кривая плавно идет вверх, однако по достижении атмосферного давления не возвращается к исходному значению. Можно предположить, что это является следствием десорбции водорода с поверхности пассивированного кремния в условиях высокого вакуума.

[1]. Kurihara, K., Adv. in Colloid and Interface Sci., 71-72, 243 (1997)

Характеризация методами СЗМ наноструктурированных катализаторов

Чукланов А.П.¹, Зиганшина С.А.^{1,2}, Лебедев Д.В.^{1,2}, Бухараев А.А.^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойской КазНЦ РАН, ул. Сибирский Тракт 11/7, Казань, Россия

² Казанский государственный университет, Кремлевская 18, Казань, Россия
e-mail: achuklanov@kfti.knc.ru

Композитные электроды на основе химически модифицированных электродов (ХМЭ) с электрокаталитическими свойствами широко используются в электроаналитической химии [1]. В качестве катализаторов-медиаторов ХМЭ используют металлы, их оксиды, металокомплексы и электронпроводящие полимеры. Нанесение каталитической системы на поверхность электрода проводят различными способами, один из самых часто используемых методов – это электроосаждение, поскольку при варьировании условий (таких как прикладываемый потенциал, время осаждения и т.д.) на поверхности можно получать частицы различной формы и размера. Особый интерес представляют наночастицы металлов, которые приобретают специфические свойства, отличные от свойств макрокристаллов. С наноструктурированными материалами становится возможным протекание реакций, которые практически не идут на поверхности макрокристаллов. Известно [2], что эффективность нанокатализаторов во многом определяется параметрами наночастиц (форма, размер, эффективная поверхность). Поэтому очень важно максимально точно определять как средний размер наночастиц, так и их распределение по размерам.

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) является широко используемым инструментом для визуализации микро- наноструктур на поверхности, и хорошо подходит для исследования ХМЭ, поскольку с помощью АСМ

можно получать трехмерное изображение поверхности. Однако часто получение корректной информации об истинных размерах и форме объектов по их АСМ-изображениям бывает затруднено в силу различных причин: неровности на поверхности, наличие слипшихся частиц, эффекты конволюции. Применение в данной работе разработанного нами ранее метода анализа наночастиц на поверхности [2] а так же алгоритма деконволюции [3] позволяет более корректно определить параметры ХМЭ. Это, в свою очередь, вместе с электрохимическими данными по каталитической активности, позволит лучше понять природу катализа в наносистемах.

В работе исследовались 2 типа электродов: высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ) и угольно-пастовый электрод (УПЭ) с электроосажденными в течение 5 с частицами палладия.

В зависимости от типа подложки, на которой формируются нанокатализаторы, при анализе АСМ изображений поверхности возникают различные трудности. Так, при анализе нанокатализаторов, сформированных на поверхности УПЭ основной проблемой, препятствующей распознаванию частиц, является сильно неровная поверхность. На рис.1а приведен результат оконтуривания поверхности УПЭ с наночастицами палладия пороговым методом [4], в котором объект на поверхности детектируется, если его высота больше чем пороговое значение.

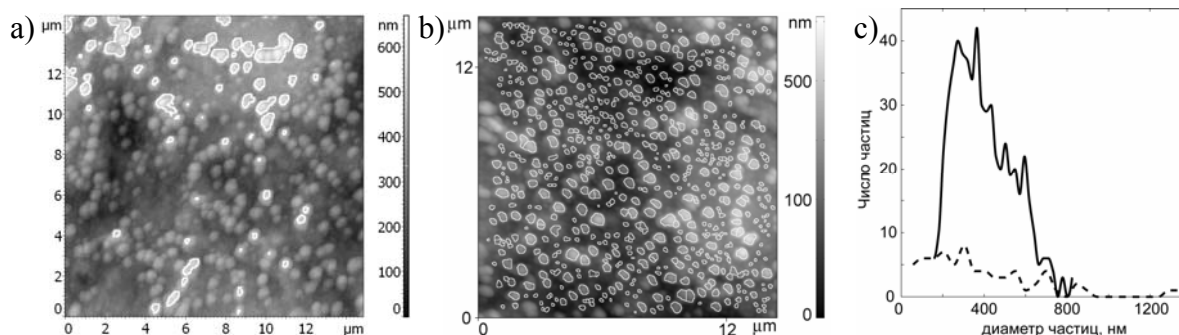


Рис.1. Результат обработки АСМ изображения поверхности УПЭ с электроосажденными частицами палладия. а) – оконтуривание с использованием порогового метода (величина порогового значения: 475 нм); б) – оконтуривание того же изображения нашим методом, учитывающим неровностей поверхности; в) – гистограммы распределений частиц по размерам для порогового метода (пунктирная линия) и для нашего метода (сплошная линия).

Хорошо видно, что частицы выделены только на «холмах», причем размер одних частиц существенно завышен из-за того, что несколько близко расположенных мелких частиц были объединены в одну большую, а размер других занижен т.к. они лежат ниже порогового значения. Использование разработанного нами метода, который учитывает неровности поверхности и наличие слипшихся частиц, приводит к более корректному выделению частиц, в том числе лежащих в «низинах». Результаты оконтуривания и соответствующая гистограмма приведены на рис.1б и рис.1с (сплошная линия гистограммы).

Поверхность нанокатализаторов, осажденных на ВОПГ, является более гладкой, но на ней, как правило, присутствует большое количество слипшихся частиц. На рис.2 представлены результаты обработки двумя различными методами поверхности ВОПГ с

электроосажденными частицами палладия. Рис.2а получен с помощью порогового метода, хорошо видно, что частицы лежащие на поверхности цепочками, вдоль ступенек между кристаллографическими плоскостями, либо вообще не идентифицировались, либо определялись как одна большая, вытянутая частица. Рис.2б получен с использованием разработанного нами алгоритма. Хорошо видно, что идентифицированы практически все частицы, лежащие на поверхности (за исключением частиц, лежащих на границе – это один из недостатков данного алгоритма). Сравнивая гистограммы на рис.2с можно сказать, что использование порогового метода (пунктирная линия) дает пик в области 0 – 20 нм и максимум распределения смещен вправо. Это свидетельствует о том, что этим методом детектируются лишь вершины частиц, выступающих над пороговым значением высоты.

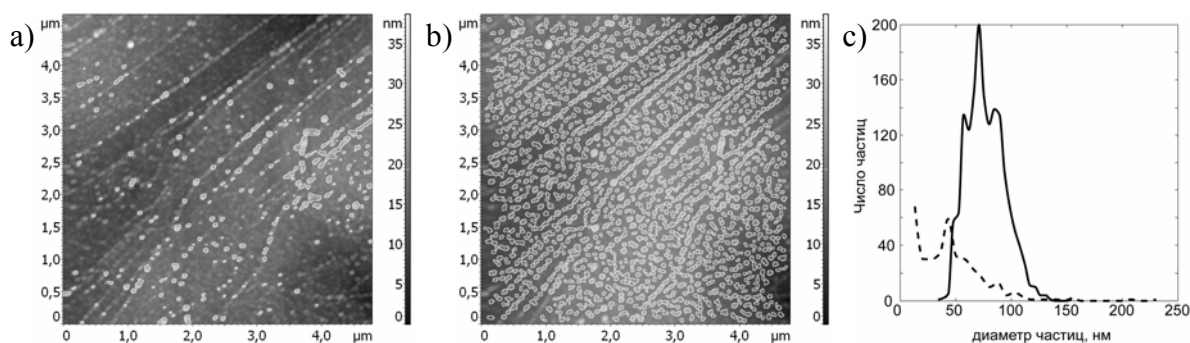


Рис.2. Результат обработки АСМ изображения поверхности ВОПГ с электроосажденными частицами палладия. а) – оконтуривание с использованием порогового метода (величина порога: 21 нм); б) – оконтуривание того же изображения с использованием нашего метода, учитывающего наличие на поверхности слипшихся частиц; с) – гистограммы распределений частиц по размерам для порогового метода (пунктирная линия) и для нашего метода (сплошная линия).

В АСМ хорошо известен эффект конволюции. Он выражается в том, что величина и форма объектов на АСМ изображении зависит от размеров и формы зонда, которым сканировалась поверхность. Для восстановления реальной поверхности используется процедура деконволюции. Известно, что каталитическая активность нанокатализаторов сильно зависит от размеров частиц лежащих, на его поверхности. Поэтому применение процедуры деконволюции к АСМ-изображениям с последующим построением гистограмм позволяет получать более достоверное распределение частиц по размерам. В данной работе для оценки влияния размеров зонда на распределение частиц по размерам производилась деконволюция методом поиска реальных координат касания зонда и поверхности [3]. Зонд моделировался конусом, высотой 1 мкм и радиусом закругления 70 нм. Деконволюция применялась к АСМ-изображениям, представленным на рис.1 и 2. Результаты расчетов свидетельствуют о незначительном смещении гистограмм влево: на 15 нм для УПЭ, и на 7 нм для ВОПГ, при этом

сама форма гистограмм сохраняется. Вместе с тем можно отметить, что даже небольшое изменение размеров наночастиц может оказаться существенным при сопоставлении их размеров и каталитической активности.

Таким образом, в данной работе показаны преимущества нашего алгоритма при анализе АСМ-изображений поверхностей нанокатализаторов. Учет эффекта конволюции приводит к небольшому смещению гистограмм распределений наночастиц по размерам влево, при этом форма гистограмм сохраняется.

Работа выполнена при поддержке АНТ и CRDF (REC-007).

- [1]. Баготский В.С. Основы электрохимии, с. 400, М.: Химия, (1998).
- [2]. Chuklanov, A.P. et al., Surf. Interface Anal., **38**, 679 (2006).
- [3]. Бухараев, А.А. и др., Микроэлектроника, **26**, 163 (1997).
- [4]. Kittler, J., et al. Computer Vision, Graphics, and Image Proc., **30**, 125 (1985).

Комбинация атомно-силового и конфокального рамановского микроскопов: транспорт света по наноструктурам, субволновое оптическое разрешение и другие области применения

П.С. Дорожкин^{1,2}, С.С. Харинцев³, А.Б. Шубин¹, В.А. Быков¹

¹ИТ-МДТ, Зеленоград

²Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

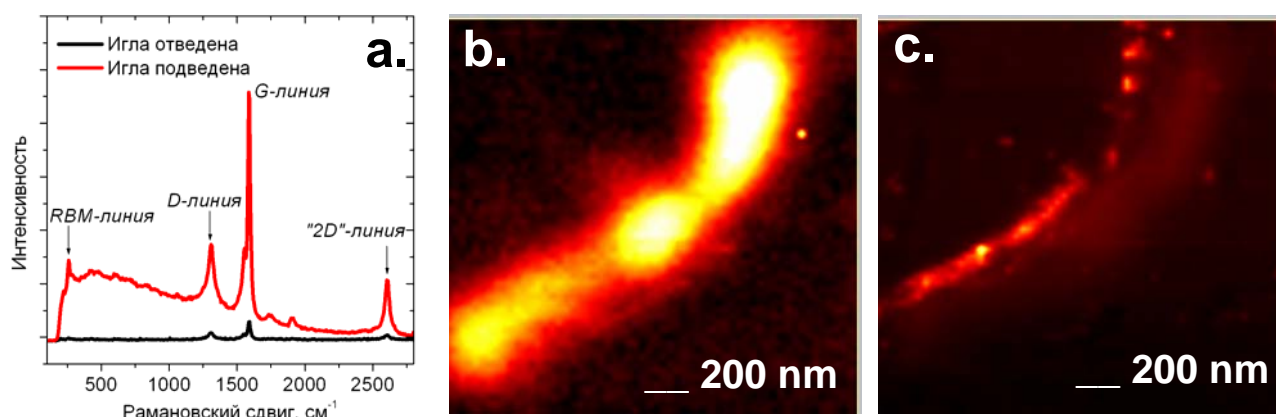
³Технический университет Эйндховена, Эйндховен, Нидерланды

В работе представлены функциональные возможности комбинации сканирующей зондовой микроскопии и рамановской/флуоресцентной конфокальной микроскопии, реализованные в приборном комплексе NTEGRA Spectra, NT-MDT. Сканирующая зондовая микроскопия позволяет проводить измерения рельефа, а также электрических, магнитных, механических, и многих других физических свойств объектов с нанометровым разрешением. В то же время, оптические методики дают информацию о химическом составе образца, его энергетическом спектре, и т.д. Сопоставление оптических и АСМ изображений, полученных с одной и той же области образца позволяет производить комплексную характеристику исследуемого объекта.

Будут представлены результаты сканирующих зондовых и оптических измерений различных материалов: монослои графита (графен), углеродные нанотрубки, клетки растений, полимеры. Также будут продемонстрированы эксперименты по транспорту света через протяженные одномерные объекты – нанопроволоки.

Наиболее интригующей особенностью комбинирования оптики со сканирующей зондовой микроскопией является возможность

получения субволнового пространственного разрешения в оптической (в частности, рамановской) спектроскопии. Резонансное взаимодействие света с локализованными плазмонными колебаниями на острие металлизированного зонда приводит к локальному усилению на несколько порядков падающего на образец электромагнитного излучения. Область локализации усиленного света определяется главным образом размерами острия зонда и составляет несколько десятков нанометров. Коэффициент усиления сигнала комбинационного рассеяния от объекта, находящегося непосредственно под острием зонда, может составлять много порядков. В результате, при сканировании объекта получается двумерная картина распределения усиленного зондом рамановского сигнала с субволновым пространственным разрешением. Отметим, что получение подобной картины с субволновым разрешением невозможно с помощью традиционных «апертурных» технологий (таких, как ближнепольная оптическая микроскопия), т.к. коэффициент прохождения, а также абсолютная мощность излучения, которое может быть пропущено через апертуру, слишком малы для детектирования сигнала комбинационного рассеяния света.



А. Рамановский сигнал от пучка нанотрубок при подведенном к пучку зонде и отведенном от него. При подведении зонда наблюдается усиление сигнала в ~ 100 раз. Длина волны лазера – 633 нм. **В.** Конфокальное рамановское изображение пучка при отведенном зонде. Реальный размер пучка – около 5 нм. Пространственное разрешение оптического конфокального изображения (~ 250 нм) определяется длиной волны лазера. **С.** Конфокальное рамановское изображение при подведенном зонде. пространственное разрешение (~ 70 нм) определяется размером острия зонда, а не длиной волны света.

Монокристаллические вискерные зонды с малым углом конуса для АСМ

М.Е.Гиваргизов¹, Е.И.Гиваргизов²

¹ Научно-исследовательское предприятие «Вискер», Москва

² Институт кристаллографии РАН, Москва

E-mail: m@whisker.ru

Изобретение АСМ сыграло важную роль в превращении нанотехнологии в доминанту развития мировой науки. До недавнего времени НИОКР были основной сферой приложения АСМ. Однако сейчас зондовая микроскопия, в которой основную роль играет АСМ, делает первые шаги в промышленности. Уникальность АСМ для промышленности состоит в том, что сигнал от первичного преобразователя практически сразу превращается в цифровой. Следующие причины тормозили использование АСМ в промышленности: неблагоприятное соотношение цена/качество у зондов, и трудности в изготовлении больших серий зондов с идентичными параметрами, в частности специализированных (магнитных и емкостных) зондов.

Технология SmartWhisker изготовления монокристаллических острий Si позволяет решить эти проблемы [1]. Она обеспечивает весь спектр Si зондов, а также нитридных и алмазоподобных. Она состоит из двух основных стадий. Сначала создают леввер Si (111) размерами 1x10x100 мкм монокристаллический с держателем зонда размерами 0,5x1,5x3,5 мм. Затем по механизму пар-жидкость-кристалл на леввере выращивают вискер и его заостряют так, что он обеспечивает высокое разрешение АСМ.

Микрография такого острия показана на Рис. 1.

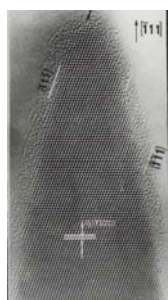
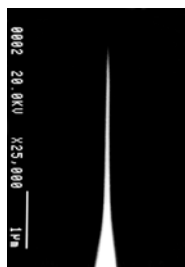


Рис. 1. ПЭМ высокого разрешения вершины острия. На его теле – абсолютная шкала: 0,31 нм – это расстояние между плоскостями (111) кремния. Стрелка на вершине острия указывает на единственный оставшийся атом.

Радиус закругления здесь ~2 нм, таково же разрешение, в то время как у стандартных зондов, изготовляемых химическим травлением пластин Si, разрешение 3-5 нм.



Приведенная на Рис. 2 микрография позволяет оценить угол конуса при вершине вискерного зонда: он составляет 2-3° по сравнению с 10-20° у стандартных зондов.

Рис. 2. Снимок вершины вискерного зонда в растровом электронном микроскопе.

К наиболее востребованным сейчас промышленностью зондам относятся магнитные (для исследований структуры магнитных пленок, являющихся основой компьютерной памяти) и емкостные зонды (для исследований распределения примесей в полупроводниковых пластинах/слоях). И тем, и другим вискерные зонды могут сильно помочь.

Для магнитных (дальнодействующих) сил сенсорная часть зонда должна иметь очень малые размеры, особенно сейчас, когда речь идет о разрешении магнитных структур ~10 нм. Предложенное недавно решение [2] о создании тонких (~50 нм) столбиков кремния, на который осаждают тонкий же диск магнитного материала, очень громоздко и дорого. На вершине вискерных зондов после их выращивания остается затвердевшая глобула сплава Si-Au, которая при её удалении оставляет малое (~20 нм) плато (Рис. 3). На этом плато создается магнитный диск нанометрических размеров (Рис. 4).

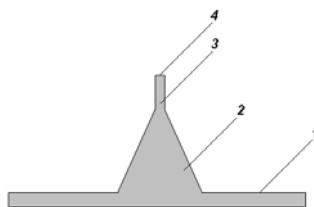


Рис. 3. Вискерный зонд с цилиндрической верхней частью. 4 – плато.

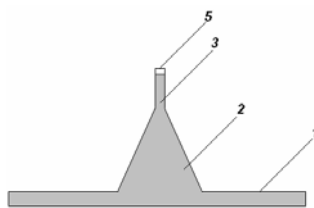


Рис. 4. Вискерный магнитный зонд. 5 – напыленный магнитный диск.

Аналогично можно реализовать вискерный зонд для емкостной АСМ высокого разрешения [3] путем нанесения на плато нанометрического диаметра частицы с высокой диэлектрической постоянной.

В последнее время все большее значение приобретают исследования и разработки биологических объектов – как для познания закономерностей живой природы (например, в медицине, в т.ч. фармакологии), так и для грядущей биоэлектроники. Для таких целей важны химическая и биологическая силовые микроскопии. В 1994 г. была предложена разновидность АСМ – химическая силовая

микроскопия (ХСМ) [4]. Её основой могут служить вискерные зонды, содержащие на вершинах молекулярные функциональные группы – такие зонды называют модифицированными. Известны два основных типа модифицирующих функциональных групп: гидрофильная (содержащая карбоксильный радикал COOH) и гидрофобная (содержащая метильный радикал CH_3). Другие варианты: тиогруппа S-H , содержащая серу, и бензольная группа. Предварительно зонд покрывают пленкой золота, которое (как благородный металл) стабильно во времени и потому обладает воспроизводимой способностью адсорбировать модифицирующие молекулы. Представим, что зонд, модифицированный COOH , сканирует на близком, порядка нанометра (или нанометров), расстоянии от плоской поверхности, покрытой гидрофильными же группами COOH и гидрофобными CH_3 . Из химии известно, что силы взаимодействия (силы трения) между одинаковыми функциональными элементами больше, чем между разнородными. Это обеспечивает контраст силового взаимодействия зонда и поверхности на экране силового микроскопа. Контраст изображения в случае с модифицированными зондами устойчив и воспроизводим, в то время как этого не удается достичь при использовании немодифицированных зондов. Вискерный зонд, в добавление к указанным выше геометрическим достоинствам, имеет то преимущество, что на его вершине может оставить золото-содержащую шапочку – это упрощает технологию его изготовления для ХСМ.

Аналогично, модифицируя зонд биологическими молекулами, возможно идентифицировать и/или исследовать распределение биологических объектов (макромолекул, радикалов, лиганд и др.) на покрытых ими поверхностях или на биокристаллах [5]. Такой вариант АСМ можно назвать биологической силовой микроскопией.

- [1] Givargizov M.E. et al, AIP Conf. Proc. **696**, 247 (2003).
- [2] Litvinov D. and Khizroev S., Appl. Phys. Lett. **81**, 1878 (2002).
- [3] Lanyi S. and Hruskovic M., Surf. Sci. **566-568**, 880 (2004).
- [4] Frisbie C.D. et al, Science, **265**, 2071 (1994).
- [5] Lee G.U. et al, Science, **266**, 771 (1994).

Микро и наноструктурные полимерные матрицы и металлические реплики на их основе.

Бедин С.А.¹, Загорский Д.Л.¹, Виленский А.И.¹, Кудрявцев В.Н.²,
Павлов М.Р.², Мchedlishvili Б.В.¹

¹Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН

²Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева
e-mail: mic@eimb.ru

Работа посвящена получению и исследованию двух типов наноструктурных материалов - пористых полимерных матриц и полученных на их основе металлических реплик. На всех этапах получаемые структуры контролировались методом атомно-силовой микроскопии (прибор Solver P47, NT-MDT, режим тэйпинга).

Известно, что в полимерной пленке, облученной тяжелыми ускоренными ионами, образуются скрытые (латентные) треки. Специальная обработка такой пленки (химическое травление) приводит к образованию сквозных отверстий на месте треков. Процесс этот применяется для получения трековых мембран. При этом образуются поры с диаметром 0,1- 5 мкм (т.е. микроструктурные объекты) цилиндрической формы. В настоящей работе рассмотрены пути получения пор нецилиндрической формы - например, конической. Для получения конических отверстий полимерную пленку облучали сравнительно легкими ионами (аргон) и затем травили в водно-спиртовом растворе щелочи (50:50%) Получены АСМ- изображения полимерных матриц с порами различных типов (рис. 1).

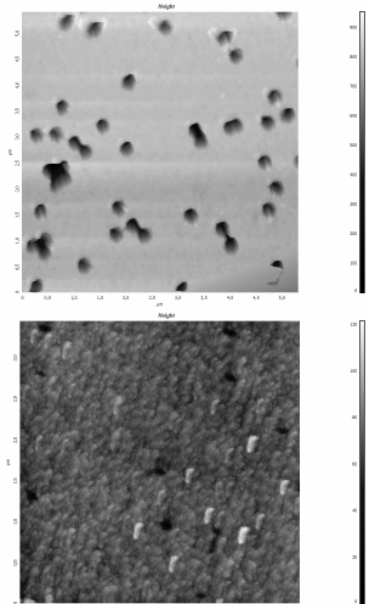


Рис. 1. АСМ изображения полимерных матриц с порами 0,2 мкм и 0,1 мкм.

Другой тип изученных материалов - ансамбли микро- и нанострий (нанопроволок).

Такие структуры получают репликацией пор в полимерных матрицах, их заполнением каким-либо материалом. В соответствии с поровой структурой матрицы можно получить ансамбли из огромного числа одинаковых выступов, (острий, нанопроволок). Как и форма пор в матрице форма таких структур может быть различной - цилиндры или конусы. В настоящей работе были изготовлены и исследованы структуры из меди и никеля, полученные путем электролитического заполнения пор в полимерной матрице (рис. 2).

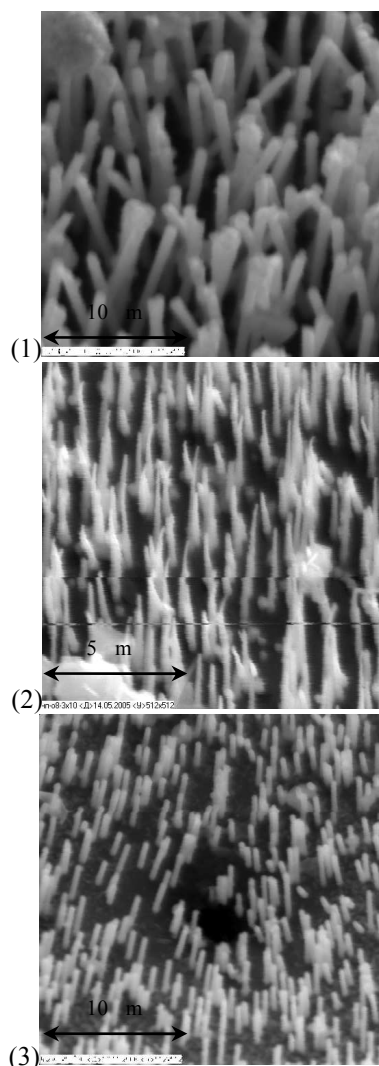


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение медных (1),(2) и никелевых (3) структур

В работе решались также задачи уменьшения размера структурных единиц т.е. получения полимерных матриц с наноразмерными порами и усовершенствования метода электролитического заполнения полученных пор. Для решения первой задачи был детально изучен процесс получения пор, травление пор на ранних стадиях. Используя АСМ было показано, что процесс этот имеет нелинейный характер: образовавшиеся на первом этапе травления поры затем «закрываются» (из-за набухания травящегося полимера) и лишь по прошествии определенного времени открываются вновь уже в виде стабильных поровых каналов. Таким образом, для получения пор минимального размера (составлявшего единицы-десятки нанометров) необходимо остановить процесс травления именно на этом этапе. В работе также было изучено влияние на процесс травления и, соответственно, на конечный размер пор, различных модифицирующих агентов.

Основные проблемы, возникающие при электролитическом *осаждении металла в поры*, связаны, прежде всего, с малостью размеров порового канала и, соответственно, затрудненным доступом в них как электролита,

так и тока. Поэтому для решения второй задачи исследовали электролиты с различной проводимостью (с различным содержанием серной кислоты и ионов разряжающегося металла), различные режимы электролиза (гальваностатический, гальванодинамический, потенциостатический, потенциодинамический). Для улучшения структуры получаемых острий (а при росте в малом объеме она особенно чувствительна к различным внешним факторам, например, известно сильное влияние на неё стенок пор) использовали *импульсный электролиз*. Кроме того, было показано, что улучшение условий роста вследствие равномерного заполнения пор электролитом может быть получено путем предварительного смачивания ТМ в воде в течение 20-30 минут.

Исследованы *режимы осаждения наноразмерных медных конусов* (Рис. 3). Методом АСМ изучена поверхность получаемых структур и установлена связь между параметрами режима (температура, плотность тока, потенциал) и шероховатостью получаемой поверхности. Полученные результаты позволяют контролировать кривизну кончиков получаемых острий.

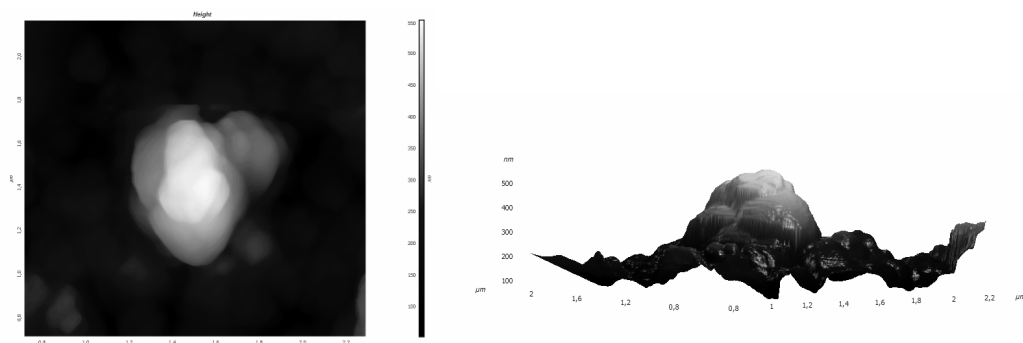


Рис. 3. АСМ изображение медного конуса.

Генерация самоподдерживающихся пульсаций излучения в лазерах с квантовыми ямами в системе InGaAs/GaAs/InGaP

А.А. Афоненко¹, В.М. Стецик¹, В.Я. Алешкин², В.И. Гавриленко²,
А.А. Дубинов², С.В. Морозов², Б.Н. Звонков³, С.М. Некоркин³

¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, Минск, Беларусь

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

³НИФТИ Нижегородского госуниверситета, пр. Гагарина 23, корп. 3, Нижний Новгород, Россия
e-mail: afonenko@bsu.by

В настоящее время наиболее перспективным методом генерации излучения терагерцового и дальнего ИК диапазона считается нелинейная генерация разностной частоты при смешении двух полей ближнего или среднего ИК диапазонов [1, 2]. Двухчастотная генерация излучения с длинами волн около 1 мкм и спектральным разнесением 5–40 нм реализована в гетероструктурах в системе GaAs/InGaAs/InGaP [3, 4]. Активная область лазерных структур включала три квантовые ямы, различающиеся шириной запрещенной зоны: узкозонная квантовая яма (КЯ) располагалась между широкозонными КЯ.

Исследование спектральных и динамических характеристик излучателей осуществлялась при импульсной накачке с длительностью импульсов 100–300 нс и частотой повторения 1–10 кГц. По своим характеристикам излучатели разделялись две основные группы. В первой группе излучателей минимальным порогом обладало длинноволновое излучение, а после некоторого превышения порога коротковолнового излучения начинали генерироваться самоподдерживающиеся пульсации излучения. Во второй группе излучателей минимальным порогом обладало коротковолновое излучение, причем включение генерации осуществлялось в жестком режиме (рис. 1) и генерация имела устойчивый характер. Незатухающие пульсации излучения возникали при некотором превышении порогового тока. При значительном превышении порогового тока у всех лазеров пульсации излучения имели хаотический характер.

Для генерации самоподдерживающихся импульсов излучения в системе должна присутствовать положительная обратная связь. Известно, что такая связь возникает при наличии в лазерном резонаторе насыщающегося поглотителя. Эффективное восстановление поглотителя коротковолнового излучения за период релаксаци-

онных пульсаций может осуществляться при генерации в соответствующей КЯ длинноволнового излучения [5]. Однако в исследуемых структурах такой механизм, по-видимому, не реализуется, так как коротковолновое излучение в основном генерируется в первой поперечной моде, которая не взаимодействует с центральной КЯ, усиливающей длинноволновое излучение.

Анализ процессов переноса носителей заряда в гетероструктуре с неоднородно возбужденными КЯ показывает принципиальную возможность существования еще одного механизма положительной обратной связи. Проведенные расчеты методом Монте-Карло показали, что при внутризонном поглощении носители могут баллистически переместиться на значительное расстояние от места поглощения фотона. Кроме того, высокоэнергетические частицы при столкновениях приводят к баллистическому перемещению нескольких других носителей заряда. Результирующий поток частиц направлен из областей с большей концентрацией неравновесных носителей заряда в области с их меньшей концентрацией. Так как дифференциальное усиление в менее возбужденных областях полупроводника больше, чем в более возбужденных, перераспределение носителей заряда приведет к росту суммарного коэффициента усиления. Последующее увеличение мощности излучения внутри резонатора увеличит скорость внутризонного поглощения, тем самым обеспечив положительную обратную связь.

В диаграммах направленности излучения исследуемых лазеров присутствовали основная и первая поперечная моды коротковолнового излучения. Кроме выжигания пространственных провалов на перераспределение энергии излучения по поперечным модам может оказывать рассеяние мод на дефектах волноводной структуры. Оценки показали, что террасы на гетерограницах

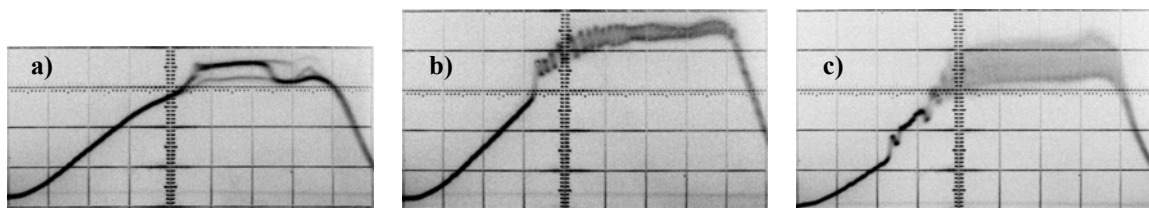


Рис. 1. Осциллограммы мощности излучения лазера №10 при амплитуде импульсов тока накачки 1.82 (а), 1.90 (б), 2.05 А (с). Пьедестал обусловлен спонтанным излучением. Развертка 5 мВ × 20 нс (а, б), 10 мВ × 20 нс (с)

слоев GaAs–InGaP высотой 4 монослоя и протяженности порядка 100 нм с учетом скачка показателя преломления 0.4 в контактирующих материалах могут приводить к параметру межмодового рассеяния порядка 0.1 см^{-1} .

Система скоростных уравнений с учетом неоднородного возбуждения КЯ и барьерных областей, поперечной модовой структуру, межмодового рассеяния, диффузионно-дрейфового и баллистического переноса носителей между КЯ записывается в следующем виде:

$$\frac{dn_{bi}}{dt} = \frac{j_i}{e} - R_{\text{cap}i} - R_{bi} - M \sum_j v_{gj} \alpha_{bij} S_j + M_i \sum_{i'j} v_{gi'} (\alpha_{i'j} + \alpha_{bi'j}) S_{j'};$$

$$\frac{dn_i}{dt} = R_{\text{cap}i} - R_{wi} - \sum_j v_{gj} G_{ij} S_j - M \sum_j v_{gj} \alpha_{ij} S_j;$$

$$\frac{dS_j}{dt} = \sum_i v_{gi} (G_{ij} - \alpha_{ij} - \alpha_{bij}) S_i + \sum_{i'} \beta_{ij} R_{wi'} - v_{gj} k_{lj} S_j + \sum_{j'} v_{gi'} \kappa_{jj'} S_{j'}.$$

Здесь n_i и n_{bi} – двумерные концентрации носителей заряда в КЯ с номером i и прилегающей барьерной области соответственно, S_j – двумерная плотность фотонов j -ой моды, характеризующаяся определенной длиной волны и поперечной структурой, j_i – токи инжекции в барьерную область i -ой КЯ, $R_{\text{cap}i}$ – скорость захвата носителей на уровне i -ой КЯ из прилегающей из барьерной области, R_{bi} и R_i – скорости спонтанной рекомбинации носителей в квантовой яме и барьерной области, G_{ij} и β_{ij} – коэффициент модового усиления и вклад спонтанных переходов КЯ с номером i для излучения моды j , α_{ij} и α_{bij} – модовые коэффициенты внутризонного поглощения в квантовых ямах и барьерных областях, k_{lj} и v_{gj} – коэффициент потерь излучения и групповая скорость j -ой моды, M – среднее число носителей, перемещаемых в барьерной области при внутризонном поглощении одного фотона, M_i учитывают распределение баллистических носителей по барьерным областям, $\kappa_{jj'}$ – коэффициенты перекрестного рассеяния поперечных мод.

Результаты моделирования характеристик излучателей первой группы представлены на рис. 2 и 3. Жесткий режим включения генерации коротковолнового излучения наблюдается в области ниже точки H , в которой происходит ветвление кривой порогового тока первой поперечной моды на кривые включения и срыва генерации. При подаче ступеньки тока накачки длин-

новолновое излучение генерируется с меньшей временной задержкой. Далее начинается генерация коротковолнового излучения. При жестком режиме включения генерации коротковолновой моды пиковая мощность импульсов может превышать ее среднее значение на порядки, что наблюдалось экспериментально. Это обстоятельство позволяет надеяться на многократное увеличение мощности нелинейной генерации.

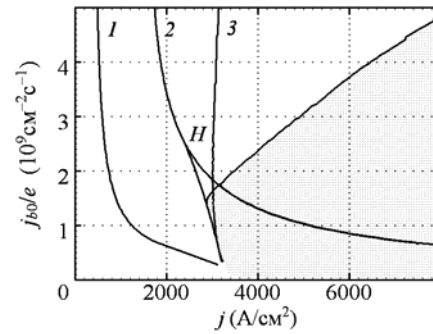


Рис. 2. Границы области различных режимов генерации в зависимости от тока накачки j и параметра барьерного тока j_{b0} . Цифрами обозначены пороги генерации основной моды излучения на длине волны λ_2 (1), первой поперечной моды (2) и основной моды (3) излучения на длине волны $\lambda_1 < \lambda_2$. Область самоподдерживающихся пульсаций выделена темным фоном

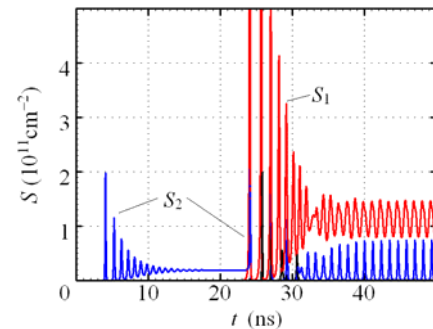


Рис. 3. Временные зависимости плотности фотонов S при подаче ступеньки тока накачки при $j = 4 \text{ кА}$, $j_{b0}/e = 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, $M = 3$.

[1] Белянин А. А., Делле Д., Кочаровский В. В. и др. УФН, **173**, 1015 (2003)
 [2] Afonenko A. A., Aleshkin V. Ya., Dubinov A. A. Semicond. Sci. Technol., **20**, 357 (2005)
 [3] Алешкин В.Я., Звонков Б.Н., Звонков Н.Б., Некоркин С.М. Материалы Всероссийского совещания «Нанофотоника», Н. Новгород, 224 (2001)
 [4] Алешкин В.Я., Гавриленко В.И., Морозов С.В. и др. Материалы Всероссийского совещания «Нанофотоника», Н. Новгород, **2**, 315 (2003).
 [5] Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С. Изв. Академии Наук. Сер. Физическая, **65**, 227 (2001)

Оптические свойства инверсных двумерных фотонных структур при разупорядочении их элементарной ячейки

М.Ю.Барабаненков

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул.Институтская 6, Московская обл., г.Черноголовка, Россия. e-mail: barab@ipmt-hpm.ac.ru

Основное свойство фотонных структур состоит в том, что будучи практически прозрачными для широкого спектра падающего извне электромагнитного излучения, они полностью отражают излучение из некоторого диапазона (или диапазонов) длин волн, сравнимых с их периодом. Эти диапазоны называют зонами блеска. Формирование зон блеска зависит от ряда факторов. Среди них, диэлектрический контраст, топология решетки и элементарного рассеивателя, фактор заполнения пространства. В трехмерном случае, зона блеска исчезает при малых технологических погрешностях. А именно [1], при смещении “атомов” из регулярных положений более 2% от постоянной решетки или разбросе размеров “атомов” более 5%.

Целью данной работы является демонстрация существенно большей

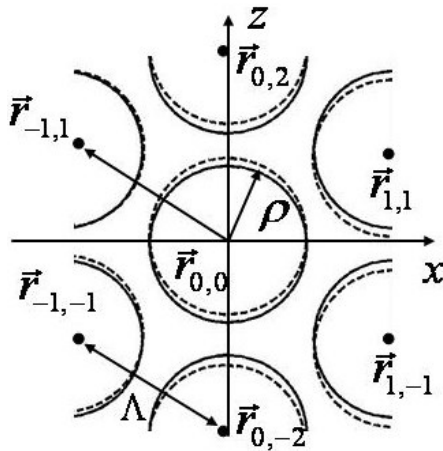


Рисунок 1. Схематическое изображение сечения упорядоченной (сплошные линии) и позиционно разупорядоченной (пунктир) элементарной ячейки двумерной инверсной гексагональной фотонной структуры. Период решетки структуры $\Lambda = 1.5 \mu\text{м}$, радиус цилиндрических пор $\rho = 0.62 \mu\text{м}$, мера разупорядочения центров цилиндров дается случайной величиной (см. текст) $\gamma_{x,z} = [-0.3, 0.3]$ (пунктир)).

устойчивости зоны блеска в спектрах прохождения инверсных двумерных фотонных структур по отношению к позиционному беспорядку, вносимому в их элементарную ячейку.

Рассмотрены инверсные двумерные фотонные структуры, представляющие собой слой, например, Si, с гексагональной упаковкой поперечных слою цилиндрических пор (Рис.1), радиусом ρ . Координаты центров пор задаются радиус-вектором $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_{ij}^{(0)} + \vec{r}_{ij}^{(s)}$ с компонентами $(x, z)_{ij} = (x, z)_{ij}^{(0)} + (x, z)_{ij}^{(s)}$, где $(x, z)_{ij}^{(0)}$ - координаты центров пор в регулярной решетке ($x_{0,0}^{(0)} = x_{0,\pm 2}^{(0)} = z_{0,0}^{(0)} = 0$, $x_{1,\pm 1}^{(0)} = \sqrt{3}\Lambda/2$, $x_{-1,\pm 1}^{(0)} = -\sqrt{3}\Lambda/2$, $z_{0,\pm 2}^{(0)} = \pm \Lambda$, $z_{1,\pm 1}^{(0)} = \pm \Lambda/2$, $z_{-1,\pm 1}^{(0)} = \pm \Lambda/2$, см. Рис.1), $(x, z)_{ij}^{(s)}$ - случайное смещение центров пор в нерегулярной решетке: $x^{(s)} = (\sqrt{3}\Lambda/2 - 2\rho)\gamma_x$, $z^{(s)} = (\Lambda - 2\rho)\gamma_z$. Величина $\gamma_{x,z}$ случайно распределена в некотором интервале.

Спектры прохождения инверсных структур с регулярной и разупорядоченной элементарной ячейкой решетки рассчитаны методом уравнения

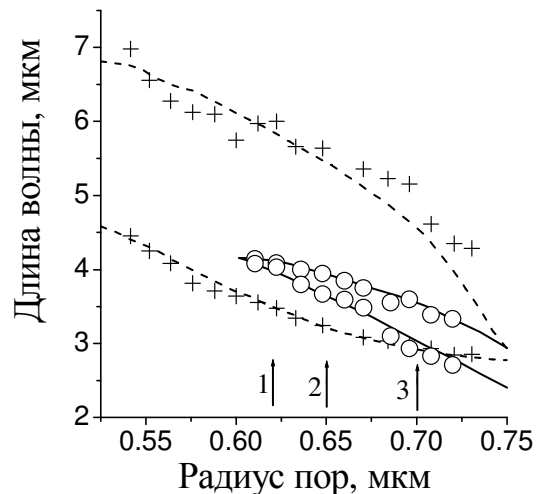


Рисунок 2. Длинно- и коротковолновый край зоны блеска в спектре отражения ТЕ (сплошная кривая) и ТН (пунктирная кривая) волн, нормально падающих на гексагональную систему пор в Si, в зависимости от радиуса пор (период решетки $\Lambda = 1.5 \mu\text{м}$, 22 ряда пор). Символы (+, o) изображают экспериментальные данные [3].

Риккати [2], записанного для матричного коэффициента отражения плоской монохроматической электромагнитной волны от

периодической дискретной двумерной системы рассеивателей, с последующим использованием следствия теоремы Пойнтинга для непоглощающего ($\Re(\epsilon_{Si})=11.56$, $\Im(\epsilon_{Si})=0$) материала. В случае решетки с разупорядоченной элементарной ячейкой, расчет спектров проводился для каждой реализации положения центров пор с последующим усреднением спектров по реализациям. На основе рассчитанных спектров построены кривые, изображенные на Рис.2 и 3. Спектральная ширина провала в спектрах прохождения определялась по уровню 0.1 от величины z-компоненты плотности потока энергии прошедшего электромагнитного излучения.

Как видно из Рис.2, результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными [3]. Стрелками на Рис.1 выделены три значения радиуса пор (0.62, 0.65 и 0.7 μm), для которых произведены расчеты при случайном варьировании положения центров пор в элементарной ячейке структуры. Результаты расчетов приведены на Рис.3. Отметим, что выделенные размеры пор сопоставимы как с периодом структуры, так и с длиной волны из диапазона полного отражения от структуры. Под длиной волны понимается длина волны в

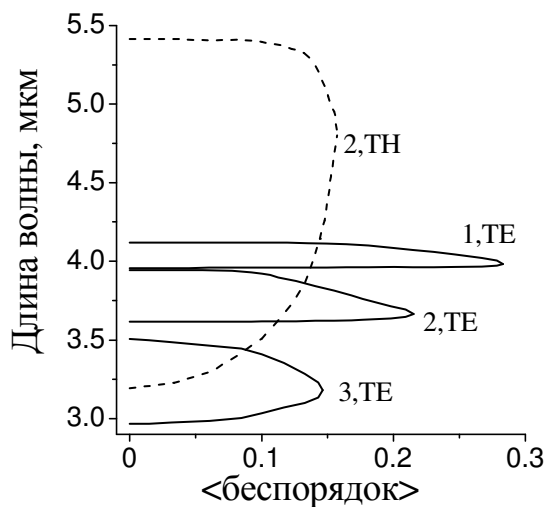


Рисунок 3. Край частотной зоны полного отражения, падающего извне TE и TH поляризованного излучения, от фотонной структуры с периодом 1.5 μm и радиусом пор, равным 0.62 (кривая 1), 0.65 (2) и 0.7 μm (3). Мерой беспорядка расположения пор в элементарной ячейке структуры, отложенного по оси абсцисс, является диапазон изменения случайной величины $\gamma_{x,z} = [-0.3, 0.3]$.

материале структуры, т.е. в кремнии. Указанные условия являются наиболее предпочтительными для формирования максимально выраженной зоны блеска фотонной структуры (см., например, [4]). Приведенные на Рис.3 подписи TE и TH

обозначают, что электрический или магнитный вектор волны параллелен образующей пор, соответственно.

Из спектров Рис.3 следуют три вывода. Во-первых, зона блеска структур, в целом, более устойчива при внесении беспорядка в случае TE поляризации падающей волны (сравните три кривые с обозначением TE с кривой TH). Во-вторых, зона блеска в спектрах структур, образованных порами с меньшим размером, более устойчива к позиционному беспорядку пор. В то же время, у структур с меньшими порами частотно уже и зона блеска. В третьих, зона блеска в случае TH поляризации существенно более чувствительна к позиционному разупорядочению пор.

Работа поддержана грантами научной программы РАН "Создание и исследование свойств новых типов фотонных кристаллов на базе полупроводниковых и магнитных материалов для развития оптоэлектронных элементов инфокоммуникационных сетей" и грантом РФФИ 06-07-89040.

[1] Zh.-Y.Li, Zh.-Q.Zhang, Phys. Rev. B, **62**, 1516 (2000).
 [2] Барабаненков Ю.Н., Барабаненков М.Ю., ЖЭТФ, **123**, 763 (2003).
 [3] A.Birner, A.-P.Li, F.Meller, et al, Mater. Sci. Semicond. Proc., **3**, 487 (2000).
 [4] M.Megens, W.L.Vos, Phys. Rev. Lett., **86**, 4855 (2001).

Квантово-каскадный лазер на примесях в δ -легированных сверхрешетках

Н.А. Бекин¹, В.Н. Шастин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: nbekin@ipm.sci-nnov.ru

Введение. В работе предлагается схема лазера на оптических переходах между уровнями резонансных состояний мелких примесей в δ -легированных сверхрешетках. Механизм инверсной населенности основан на управлении временем жизни рабочих состояний с использованием эффекта гибридизации подзон с пространственно разделенными волновыми функциями [1,2].

Схема рассмотрена на примере δ -легированных сверхрешеток GaAs/AlGaAs n -типа. Период сверхрешетки можно выбрать четырехслойным (рис. 1). В направлении тока электронов эти слои располагаются в следующем порядке: инжекционный барьер, δ -легированная узкая квантовая яма, слабо прозрачный барьер и широкая квантовая яма. Все слои кроме узкой квантовой ямы специально не легируются. Инжекция электронов осуществляется в 3-ю подзону, волновая функция которой при рабочем напряжении на сверхрешетке локализована в узкой яме (и частично в предыдущем каскаде). Волновые функции первых двух подзон, наоборот, локализованы в широкой квантовой яме. Инверсия населенностей электронов должна возникнуть между участком 2D-континуума вблизи минимума 3-й подзоны (или возбужденными резонансными состояниями) и нижним уровнем резонансного состояния примеси (уровнем основного состояния), относящегося к этой подзоне.

Инверсия обусловлена большим временем жизни электронов в 3-й подзоне и на возбужденных уровнях резонансных состояний по сравнению с временем жизни основного состояния примеси. Короткое время жизни основного состояния вызвано эффектом гибридизации подзон размерного квантования. Этот эффект заключается в том, что волновые функции примесных состояний содержат вклады нескольких подзон – в основном 2-й и 3-й. Эти подзоны соответствуют пространственно разделенным волновым функциям. Время туннелирования с участием оптических фононов из резонансного состояния примеси, очевидно, зависит от степени гибридизации подзон (от соотношения вкладов подзон в резонансное состояние). Подмешивание 2-й подзоны в резонансное состояние ускоряет туннелирование электрона из этого состояния в широкую квантовую яму. Если расстояние между 2-й и 3-й подзонами сделать несколько больше энергии связи донора, то время туннелирования с

участием оптического фонона возрастает с ростом энергии резонансного состояния. Таким образом, возникают благоприятные условия для формирования инвертированного распределения электронов по уровням резонансных состояний примеси. Следует отметить, что из-за эффектов неоднородного уширения и малой энергии связи доноров в гетероструктурах GaAs/AlGaAs генерация может иметь место скорее на примесно-зонных оптических переходах, т.е. на переходах между состояниями 2D-континуума вблизи минимума 3-й подзоны и основным состоянием донора.

Спектр и волновые функции донора в сверхрешетке. Спектр и волновые функции донора находились в приближении изолированного примесного центра методом разложения по волновым функциям электрона в туннельно-связанных квантовых ямах [3].

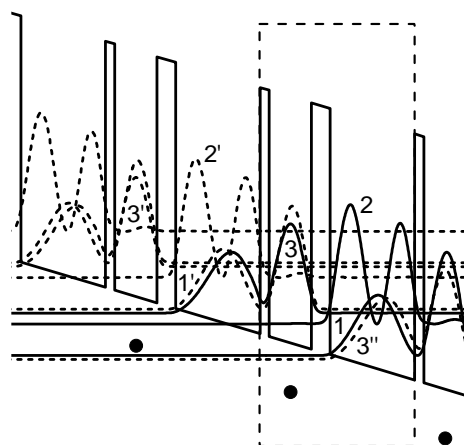


Рис. 1 Зонная диаграмма сверхрешетки каскадного лазера при рабочем напряжении $U = 51.9$ мВ на период. Для помеченного пунктиром периода квадраты модулей волновых функций подзон показаны сплошными линиями, для остальных периодов – пунктиром. Номера подзон со штрихами относятся к подзонам каскада, который предшествует помеченному периоду, а с двумя штрихами – к подзонам следующего каскада. Черными кружками отмечены области δ -легирования.

В расчетах рассматривалась сверхрешетка, состоящая из конечного числа периодов

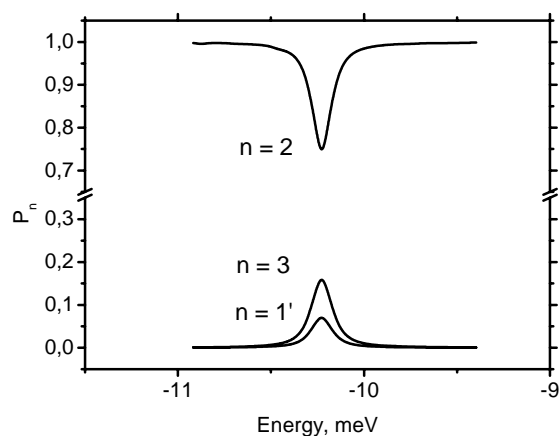


Рис. 2 Доминирующие вклады P_n подзон в волновую функцию нижнего резонансного состояния с $m = 0$ под 3-й подзоной. Энергия отсчитывается от минимума 3-й подзоны.

(четырёх). Период состоит из следующих слоев (в направлении протекания тока электронов): инжекционный барьер ($\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, 2 нм), квантовая яма (GaAs , 9.1 нм), барьер ($\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, 4 нм) и квантовая яма (GaAs , 18.2 нм). Для расчетов энергий и волновых функций штарковской лестницы сверхрешетки заключалась между барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, а внутри нее предполагалось наличие однородного электрического поля.

Активные примесные центры предполагается вводить в центр узких квантовых ям каждого периода путем δ -легирования. Для расчетов энергий и волновых функций примесных состояний ион донора поместим в середину узкой ямы в 3-м периоде сверхрешетки в направлении тока электронов. Учтем вклад шести подзон: трех нижних подзон 3-го каскада (на рис. 1 обозначены цифрами 1-3), подзон соседних каскадов 1', 2' и 3''. Все остальные подзоны вносят пренебрежимо малый вклад.

Донорные состояния удобно характеризовать степенью принадлежности к подзонам (вкладами подзон). Вклады подзон пропорциональны величинам P_n [3], n нумерует подзоны. Эти величины дают представление о локализации волновой функции примесного состояния в вертикальном направлении. При этом сумма величин P_n по включенным в рассмотрение подзонам равна единице.

В качестве нижнего рабочего уровня предполагается использовать уровень основного состояния донора (нижнее резонансное состояние с $m = 0$ под 3-й подзоной, энергия связи 10.2 мэВ). На рис. 2 показаны наибольшие вклады P_n подзон в формирование этого состояния. В окрестности энергии основного состояния величины P_n имеют экстремум. Важно, что вклад 2-й подзоны в формирование основного состояния является доминирующим. Это обеспечивает короткое время

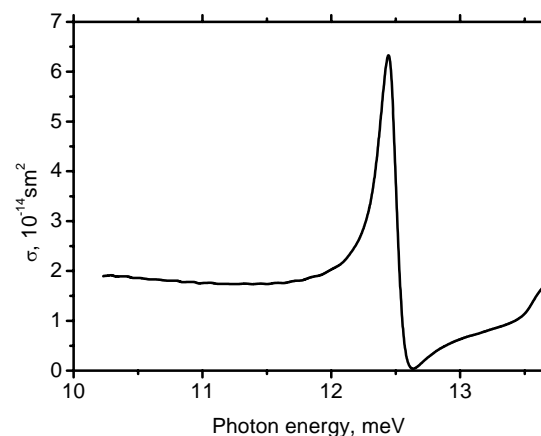


Рис. 3 Сечение усиления на примесно-зонных оптических переходах.

туннелирования электрона в широкую яму с испусканием ЛО фонона (менее 10^{12} с).

В качестве верхних рабочих уровней предполагается использовать участок 2D-континуума вблизи минимума 3-й подзоны. Время туннелирования электронов из этих состояний с испусканием ЛО фононов сравнительно велико – порядка 10^{-9} с. Это должно обеспечить большую населенность верхних рабочих состояний.

Сечение усиления. Сделаем оценку сечения усиления σ на примесно-зонных оптических переходах, предполагая разность чисел заполнения рабочих состояний равной единице. Учитывая большую разницу времен жизни этих состояний, такое приближение является вполне адекватным. На рис. 3 показано сечение усиления при сделанных предположениях. Наличие в континууме 3-й подзоны резонансных состояний, принадлежащих подзоне 1', приводит к появлению в зависимости сечения от частоты профиля, характерного для резонансов Фано [4].

При температуре жидкого гелия и концентрации доноров $n = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ на период коэффициент усиления $\alpha = \sigma n / d \approx 280 \text{ см}^{-1}$ для энергии фотона ≈ 10 мэВ ($d = 33.3$ нм – длина периода). При этом плотность порогового тока имеет порядок 30 А/см^2 . Обе указанные характеристики значительно лучше, чем для имеющихся межподзонных терагерцовых каскадных лазеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16136).

- [1] Бекин, Н.А., Шагин, В.Н., "Нанозоника и наноэлектроника", материалы X Симпозиума, 2006 г., Нижний Новгород, с. 309.
- [2] Бекин, Н.А., Шагин, В.Н., Известия РАН. Серия физическая, **71**, 104 (2007).
- [3] Бекин, Н.А., ФТП, **39**, 463 (2005).
- [4] Fano, U., Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).

Экспериментальное исследование нелинейного смешения мод в двухчастотном межзонном каскадном лазере с туннельным переходом.

А.А.Бирюков¹, Б.Н.Звонков¹, С.М.Некоркин¹, Н.Н.Семенов¹, В.Я.Алёшкин²,
В.И.Гавриленко², А.А.Дубинов², К.В.Маремьянин², С.В.Морозов²,
А.А.Белянин³, В.В.Кочаровский³, Вл.В.Кочаровский⁴

¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

³Физический факультет Техасского A&M университета, Колледж Стейшэн, США

⁴Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия

e-mail: biryukov@nifti.unn.ru

В последние годы возник значительный интерес к исследованию лазерных диодов, обеспечивающих многочастотную генерацию. Среди их различных применений можно указать двухполосную спектроскопию, ускоренную обработку информации, генерацию разностной частоты в среднем и дальнем инфракрасных диапазонах длин волн и др. (см., например, [1] и указанную там литературу).

Перспективным вариантом такой схемы является межзонный двухкаскадный лазер с узким сильно легированным туннельным переходом [1 - 2]. Он разделяет соседние области различных квантовых ям, размещенных в одном и том же лазерном волноводе. В результате каждый электрон (дырка), поставляемый инжекционной накачкой, дважды проходит через запрещенную зону полупроводника, испуская соответственно длинноволновые и коротковолновые фотоны в квантовых ямах сначала одной, а потом другой активной области. При этом возможна генерация, как с основного, так и с возбужденного состояния в квантовой яме. Отметим, что межзонные двухкаскадные лазеры с отдельными оптическими резонаторами для каждого каскада, генерирующие одну частоту, исследовались ранее [3 - 4]. Такие лазеры генерировали основную моду волновода. В лазере с общим резонатором генерация основной моды для нескольких частот затруднительна из-за больших потерь коротковолнового излучения в наиболее глубокой квантовой яме.

Настоящая работа посвящена созданию и исследованию подобного многочастотного межзонного двухкаскадного гетеролазера InGaP/GaAs/InGaAs, содержащего в общем волноводном слое две области квантовых ям, соединенные узким (менее 0.1 мкм) туннельным *p-n* переходом. Поставленной целью, которую удалось реализовать, являлось получение многочастотной генерации на модах разного порядка в предложенном лазере с туннельным переходом при импульсной накачке и наблюдение нелинейного смешения этих мод за счет квадратичной нелинейности GaAs.

Структуры для изготовления лазеров были выращены в НИФТИ ННГУ методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении

на подложке из *n*-GaAs. Структуры состояли из двух *p-n* переходов, разделённых тонким туннельным *p-n* переходом. Коротковолновая квантовая яма в области верхнего *p-n* перехода и длинноволновая квантовая яма в области нижнего *p-n* перехода имели одинаковую толщину 10 нм, но различались процентным содержанием индия (14.5 % и 28 % соответственно). Общая толщина активной области, включая туннельный переход, составляла 1.5 мкм.

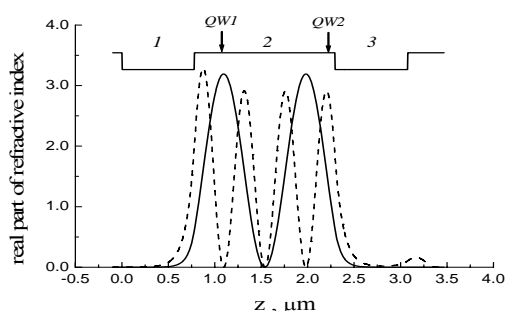


Рис. 1. Зависимость от координаты (в направлении поперек *p-n* перехода) действительной части коэффициента преломления (верхняя линия) и квадратов электрических полей в модах TE_1 (сплошная кривая) и TE_3 (штриховая кривая).

Конструкция волновода и положение квантовых ям были рассчитаны таким образом, чтобы генерировать моду третьего порядка на частоте, соответствующей переходу между основными состояниями электронов и дырок в коротковолновой квантовой яме, и моду первого порядка на частоте, соответствующей переходу между основными состояниями электронов и дырок в длинноволновой квантовой яме. На рис. 1 показана зависимость показателя преломления от координаты z (вдоль направления роста структуры) и рассчитанные квадраты электрического поля мод TE_1 и TE_3 . Стрелками показано положение квантовых ям. Ноль координаты выбран на ближайшей к подложке гетерогранице GaAs/InGaP. В расчете был принят во внимание контактный слой Au, закрывающий структуру сверху.

Исследование полученных лазерных диодов включало измерения вольт-амперных и спектральных характеристик, а также диаграмм направленности излучения при накачке 350-нс импульсами тока от нескольких до нескольких десятков ампер с частотой повторения 1.6 кГц при комнатной температуре.

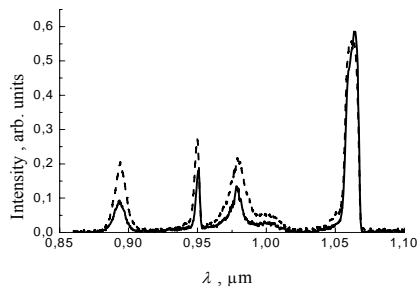


Рис. 2. Спектр лазерной генерации для двух значений амплитуды импульса тока: 45 А (сплошная кривая) и 60 А (штриховая кривая).

На рис. 2 приведены спектры излучения лазера с длиной резонатора 1 мм при двух значениях тока накачки. Из рисунка видно, что в спектре присутствуют четыре линии. Две из них ($\lambda_1 = 0.951$ мкм, $\lambda_2 = 1.063$ мкм) соответствуют переходам между первыми электронными и дырочными подзонами в квантовых ямах, расположенных в различных p - n переходах. Две другие линии ($\lambda_3 = 0.894$ мкм, $\lambda_4 = 0.98$ мкм) соответствуют переходам между вторыми электронными и дырочными уровнями. Каждая линия имеет свой пороговый ток возникновения. Для $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ это соответственно 25, 10, 30, 15 А. С увеличением тока интенсивность всех линий растет, но, начиная с некоторых значений тока, интенсивность излучения на длине волны λ_2 насыщается. Изменение длины резонатора в пределах 0.4 – 1.5 мкм позволяло изменять относительные интенсивности линий генерации и величину пороговых токов. Например, при длине резонатора 1.5 мм превалировала линия λ_2 , а при длине 0.4 мм – линия λ_1 .

Для проверки одновременности генерации нескольких частот в пространственно пересекающихся модах были проведены наблюдения генерации вторых гармоник и суммарных частот. Смещение частот в резонаторе лазера происходит благодаря квадратичной решеточной нелинейности GaAs [5]. Результаты наблюдений приведены на рис. 3 и демонстрируют присутствие вторых гармоник для мод с длинами волн λ_1 и λ_2 , а также сигнала с суммарной частотой этих мод. При большем токе накачки в этом спектре появляются еще две линии. Они соответствуют второй гармонике для линии λ_4 и суммарной частоте линий λ_2 и λ_4 . Обратим внимание на то обстоятельство, что линии λ_2 и λ_4 генерируются одной и той же квантовой ямой. Это наблюдение является прямым доказательством возможности смещения частот внутри резо-

натора лазера и одновременной генерации излучения четырех линий $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ и λ_4 .

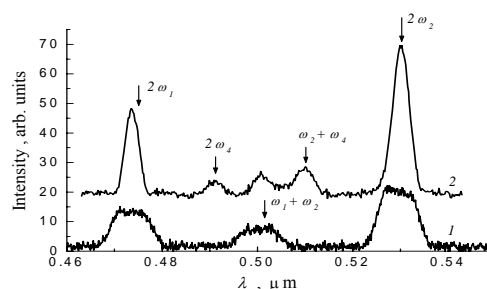


Рис. 3. Измеренный спектр генерации вторых гармоник и суммарных частот при двух токах накачки 20 А (1) и 35 А (2). Стрелками показано положение вторых гармоник и суммарных частот. Частоты ω_i соответствуют длинам волн λ_i .

Заключение

В работе получена и исследована много-частотная генерация в новом классе диодных лазеров – межзонном двухкаскадном лазере с туннельным переходом, разделяющем две активные области квантовых ям, сосредоточенные в одном и том же волноводе. Данная конструкция лазера снижает конкуренцию при генерации длинноволновых и коротковолновых мод и обеспечивает одновременную генерацию нескольких частот. Величина мощности излучения в исследованных образцах была таковой, что позволила наблюдать генерацию суммарных и удвоенных частот в резонаторе лазера.

Работа поддержана грантами CRDF (грант #RUE1-2657-NN-05), AFOSR, NSF, the Research Corporation, Отделения физических наук РАН (программа «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур»), Президиума РАН (программа «Электромагнитные волны терагерцового диапазона»), Совета по поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (грант 1744.2003.2), РФФИ (гранты 06-02-81020, 07-02-00486), Министерства образования РФ (BRHE, REC-NN-001 grant #Y1-P-01-06), Президента РФ (МК-3344.2007.2), NATO (SFP-973799 Semiconductors).

- [1] А.А. Белянин, Д. Делле, В.В. Кочаровский и др., УФН, **173**, 1015 (2003).
- [2] K.V. Marem'yanin, A.A. Biryukov, S.M. Nekorkin. *Proc. 14th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, (St.-Petersburg, Russia, 2006), p. 17.
- [3] J.P. van der Ziel, W.T. Tsang. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 499 (1982).
- [4] S.G. Patterson, E.K. Lau, K.P. Pipe, R.J. Ram. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 172 (2000).
- [5] C. Flytzanis. *Phys. Rev. B*, **6**, 1264 (1972).

Нелинейное пропускание и отражение лазерного излучения полупроводниковой пластинкой с учетом двухфотонного одноимпульсного возбуждения биэкситонов.

И. В. Гончар

Приднестровский Государственный Университет им. Т. Г. Шевченко.
3300-MD, Приднестровье, г. Тирасполь, ул. 25 Октября, 128
e-mail: tdsu4@idknet.com, unity_ry@rambler.ru

В последние годы в создании размерно-ограниченных полупроводниковых структур достигнуты значительные успехи. Это стимулирует изучение нелинейно-оптических свойств полупроводниковых пластинок и тонких пленок ввиду широкого спектра возможностей в использовании пластинок для создания систем сверхбыстрой оптической обработки информации.

В данной работе представлены результаты теоретического исследования эффектов нестационарного нелинейного пропускания и отражения ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения пластинки полупроводника в условиях двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла.

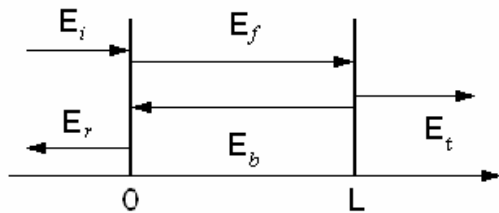


Рис. 1. Модель пластинки и система распространяющихся волн.

Пусть на пластинку полупроводника толщиной L , расположенную в вакууме, нормально падает короткий импульс монохроматического лазерного излучения с огибающей напряженности электрического поля $E_i(t)$ и частотой фотонов ω соответственно (рис.1). Длительность импульса предполагается намного меньшей времени релаксации биэкситонов в пластинке, а его огибающая считается медленно меняющейся во времени. Суммарная энергия двух фотонов импульса совпадает с энергией возбуждения биэкситона из основного состояния пластинки. Кроме того считаем, что частоты фотонов импульса не находятся в резонансе с какой-либо другой собственной частотой перехода в полупроводнике, и в нашем случае есть только процесс одноимпульсного двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния пластинки.

При возбуждении в пластинке формируются прямая $E_f(t)$ и обратная $E_b(t)$ волны, взаимодействующие с биэкситонами и влияющие на формирование вторичного излучения, генерируемого пластинкой. Такая ситуация легко может быть реализована в кристалле CuCl , где энергия связи биэкситона достаточно велика ($\sim 30\text{-}40\text{meV}$), а сила осциллятора двухфотонного возбуждения биэкситона является гигантской.

Гамильтониан взаимодействия биэкситонов с полем импульса имеет вид

$$H_{\text{int}} = -\hbar\mu(b^+ E^+ E^+ + b E^- E^-), \quad (1)$$

где μ – константа двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла, b – амплитуда биэкситонной волны, E^+ (E^-) – положительно (отрицательно-)частотная компонента амплитуды электрического поля проходящего импульса. Используя (1), легко получить уравнение для амплитуды $b(t)$ биэкситонной волны

$$i \frac{db}{dt} = \Omega_0 b - \mu E^+ E^+, \quad (2)$$

где Ω_0 – частота перехода из основного состояния кристалла в биэкситонное. Волновое уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial^2 E^+}{\partial z^2} - \frac{\epsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P^+}{\partial t^2}, \quad (3)$$

где ϵ_0 – фоновая диэлектрическая постоянная среды, c – скорость света. Выбираем решения в виде $E(z,t) = \tilde{E}(z,t)e^{-i\omega t}$ и

$b(z,t) = \tilde{b}(z,t)e^{-2i\omega t}$, и используем приближение медленно меняющихся

огibaющих: $|\ddot{\tilde{E}}^+| \ll \omega |\dot{\tilde{E}}^+|$. Поскольку пластинка имеет конечную толщину и в ней формируется система прямой и обратной волн, то амплитуды поля и биэкситонной волны представим в виде суперпозиции полей прямой E_f и обратной E_b волн:

$$E^+ = E_f e^{ikz} + E_b e^{-ikz},$$

$$b = b_0 + b_f e^{2ikz} + b_b e^{-2ikz}.$$

Тогда (2) сводится к системе трех нелинейных уравнений:

$$\begin{aligned} i \frac{db_0}{dt} &= -2\Delta b_0 - 2\mu E_f E_b, \\ i \frac{db_f}{dt} &= -2\Delta b_f - 2\mu E_f^2, \\ i \frac{db_b}{dt} &= -2\Delta b_b - 2\mu E_b^2, \end{aligned} \quad (4)$$

где $2\Delta = 2\omega - \Omega_0$ – расстройка резонанса для суммарной частоты обоих фотонов по отношению к собственной частоте Ω_0 перехода (частоте возбуждения биэкситона из основного состояния кристалла).

Вводя нормированные величины:
 $\mu E_c = g, \quad E^\pm / E_c = f^\pm, \quad t = T\tau_0,$
 $b = \frac{E_c}{\alpha_0 g} a, \quad \alpha_0 g^2 = \frac{1}{\tau_0}, \quad S = \frac{t_0}{\tau_0}, \quad l = \frac{L}{\lambda},$
 $\delta = \Delta\tau_0, \quad \alpha = \alpha_0\mu,$ где τ_0 – характерное время реакции пластинки на внешнее поле, окончательно получаем систему уравнений для амплитуды поля обратной волны у заднего торца пластинки

$$\begin{aligned} (1 - \sqrt{R})f_i &= (1 - \text{Re}^{4izl})f_f + \\ + S \frac{df_f}{dT} (1 + \text{Re}^{4izl}) - \\ - i \{ 1 + 2R + R(2 + R)e^{4izl} \} a f_f^* \end{aligned} \quad (5)$$

и уравнение для амплитуды биэкситонной волны

$$i \frac{da}{dT} = -2\delta a - f_f^2 \quad (6)$$

$$f_t = (1 + \sqrt{R})f_f e^{2izl}. \quad (7)$$

Последнее выражение дает связь между прямой волной в пластинке и волной прошедшей.

Система уравнений (5) – (7) полностью решает задачу об определении формы прошедшего через пластинку импульса E_t (либо f_t) при заданной огибающей E_i (либо f_i) падающего импульса в условиях одноимпульсного двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла.

Далее используется численный метод исследований при различных значениях параметров системы и формы падающего импульса.

Пусть на пластинку нормально падает УКИ лазерного излучения прямоугольной формы. Рассмотрим случай решения системы уравнений при толщине пластинки,

удовлетворяющей равенству $4\pi l = 2k\pi$, то есть $4\pi l$ – четные целые числа.

При малых значениях амплитуды падающего импульса и $k = 1$, пластинка формирует отклик прямоугольной формы с амплитудой, практически равной амплитуде импульса возбуждения. Биэкситоны в системе отсутствуют. При увеличении амплитуды падающего импульса формируется максимум проходящего импульса практически на переднем его фронте, затем монотонно убывает. Плотность биэкситонов монотонно возрастает, асимптотически приближаясь к предельному значению. После прекращения действия падающего импульса плотность биэкситонов снижается до некоторого постоянного значения, формируя стационарное пропускание. При последующем увеличении амплитуды падающего импульса плотность биэкситонов сначала растет, после чего быстро убывает к некоторому постоянному значению еще до прекращения действия импульса. Далее видно, что формируется второй пик плотности квазичастиц в системе. Число последовательных пиков плотности биэкситонов растет и переходит в осцилляционный режим. Также осцилляционный режим устанавливается и для отклика среды. Частота осцилляций растет с ростом амплитуды падающего импульса.

Нами изучено пропускание пластинки при различных условиях возбуждения. Предсказана возможность осцилляционного режима пропускания, а также летаргического режима прохождения импульса через пластинку при определенных значениях амплитуды падающего импульса и других параметров системы.

Таким образом, показано, что полупроводниковая пластинка существенно преобразует падающие на нее прямоугольные импульсы.

- [1]. П.И. Хаджи, С.Л. Гайван. ЖЭТФ, 108, 1831 (1995); Квантовая электроника, 22, 929 (1995), 23, 451 (1996); 23, 837 (1996); 23, 1009 (1996); 24, № 6 (1997); Письма в ЖТФ, 21, 23 (1995); Оптика и спектроскопия, 81, 333 (1996); ФТТ, 40, 932 (1998).
- [2]. П.И. Хаджи, А.В. Коровой, Д.А. Марков. Датчики и системы, № 12, 47 (2004).
- [3]. Е. Hanamura. Solid State Commun., 12, 951 (1973); J.Phys.Soc. Japan, 39, 1516 (1975).
- [4]. П.И. Хаджи. Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев, Штиинца, 1985.
- [5]. К.Д. Ляхомская, Л.Ю. Надькин, П.И. Хаджи. Квантовая электроника, 31, 67 (2001).
- [6]. А.Х. Ротару, В.З. Трончу. ФТТ, 40, 1999 (1998).
- [7]. R.Shimano, M. Kuwata-Gonokami. Phys.Rev.Lett., 72, 530 (1994).
- [8]. П.И. Хаджи, А.В. Коровой, Д.В. Ткаченко. ФТТ, 44, 774 (2002)

О генерации разностной частоты в субпикосекундных полупроводниковых лазерах

В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов

Институт физики микроструктур Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия
e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

Несмотря на то, что компактные источники излучения в среднем и дальнем ИК диапазоне частот в настоящее время очень востребованы для различных применений, количество таких источников мало. На сегодняшний день наиболее значительные результаты достигнуты в области создания квантовых каскадных полупроводниковых лазеров [1]. Однако чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур и высокие требования по контролю параметров сдерживают их распространение и использование.

Альтернативным направлением является разработка безынертных схем генерации, в которых дальнее или среднее ИК излучение создавалось бы вследствие квадратичной нелинейности полупроводниковой структуры благодаря выделению разностной частоты $\omega = \omega_2 - \omega_1$ при смешивании двух полей на частотах ω_1, ω_2 ближнего ИК диапазона. Из всей группы полупроводников A_3B_5 наиболее подходящим видится использование в качестве нелинейных элементов GaAs и GaP, так как они обладают достаточно большой решеточной нелинейностью второго порядка [2], и на основе GaAs в настоящее время созданы наиболее мощные полупроводниковые лазеры, генерирующие излучение с длинами волн ~ 1 мкм [3].

Так как мощность генерации излучения на разностной частоте пропорциональна мощности коротковолновых мод, то наиболее эффективно использовать мощные лазеры для нелинейного преобразования. Одним из способов достижения большой мощности генерации является импульсная генерация в пикосекундных лазерах на основе GaAs с насыщающимся поглотителем, где мощность в импульсе может достигать нескольких сотен ватт [4]. Кроме того, для эффективной параметрической генерации необходимо выполнение трех условий:

1. условие фазового синхронизма, состоящее в равенстве фазовых скоростей разностной моды и волны нелинейной поляризации, возникающей при взаимодействии двух мод ближнего ИК диапазона из-за нелинейности;
2. достаточно большая нелинейность второго порядка;
3. низкие потери на поглощение излучения на разностной частоте.

Проведенные исследования показали, что оптимальные способы параметрической генерации зависят от длины волны излучения на разностной частоте. В данной работе предложены две схемы генерации излучения на разностной частоте в субпико- и пикосекундных лазерах с на-

сыщающимся поглотителем, оптимальные для двух областей длин волн разностной частоты.

Для генерации излучения с длинами волн короче 10 мкм предлагается использовать конструкцию двухчипового лазера с составным резонатором, состоящего из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга одночастотного лазера с квантовыми ямами, генерирующего пикосекундные импульсы с длиной волны ~ 1 мкм, и другого лазера, генерирующего в непрерывном режиме другую частоту ближнего ИК диапазона. Ранее было показано, что условие фазового синхронизма можно выполнить, если использовать для накачки поперечные моды разного порядка [5]. В предлагаемой схеме пикосекундный лазер должен генерировать на основной моде, и его излучение будет вводиться в лазер, генерирующий в непрерывном режиме на первой возбужденной моде. В этом лазере и будет происходить генерация разностной гармоники. Такая конструкция позволяет заводить заметную часть излучения одного лазера в другой лазер ($\sim 50\%$) [6]. Для выполнения третьего условия предполагается, что лазер, в котором будет происходить генерация разностной частоты, будет выращен на полужолирующей подложке GaAs.

Для генерации разностной частоты с длиной волны свыше 60 мкм предлагается использовать один лазер, генерирующий импульсы в ближнем ИК диапазоне и внешний волновод. При использовании внешнего волновода на основе GaP первое условие выполняется для накачки с длиной волны около 1 мкм [7]. Кроме того, генерация излучения дальнего ИК диапазона в этом случае эффективнее, т.к. нелинейность второго порядка в GaP в 2 – 10 раз больше, чем в GaAs [2]. Поэтому для генерации излучения в этом диапазоне длин волн предлагается конструкция, аналогичная рассмотренной выше, одна часть которой представляет собой субпикосекундный лазер на основе GaAs, а вторая часть - волновод на основе GaP. Для выполнения третьего условия в этом диапазоне длин волн очень важно избежать поглощения излучения на разностной частоте на свободных носителях, что можно сделать, используя волновод на основе полужолирующего GaP. В этом случае лазер используется только для накачки, а волновод является нелинейным элементом.

Результаты расчетов спектров мощности разностной гармоники для нескольких значений длительности коротковолнового импульса и двух

предлагаемых схем приведены на рис. 1. В расчетах предполагалось, что полупроводниковые структуры на основе GaAs и GaP будут выращены на плоскости (001), а коротковолновые моды имеют ТЕ-поляризацию и распространяются вдоль направления [110]. В такой геометрии на разностной частоте возбуждается ТМ-мода [5]. Предполагалось, что коротковолновые импульсы имеют гауссову огибающую.

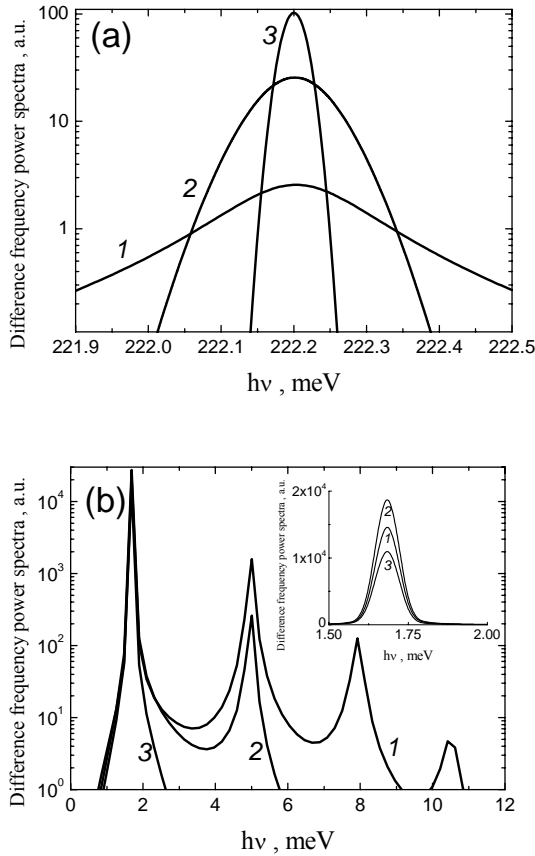


Рис. 1. Спектры мощности разностной гармоники для нескольких значений длительности коротковолнового импульса (а: 1 – 1 пс, 2 – 10 пс, 3 – 40 пс; б: 1 – 0.3 пс, 2 – 0.5 пс, 3 – 1 пс) в схеме двух лазеров с одним резонатором (а) и схеме состыкованных лазера и волновода (б). На вставке рис. (б) в линейном масштабе показана область малых частот. Длина волны лазера 1.135 мкм.

На рис. 2 показаны зависимости от времени напряженности магнитного поля излучения на разностной частоте. Там же показаны зависимости от времени амплитуд коротковолновых импульсов. Несмотря на то, что фазовый синхронизм выполняется, из-за отличия групповых скоростей коротковолнового и длинноволнового импульсов форма длинноволнового импульса непрерывно изменяется при распространении вдоль резонатора.

Для оценки мощности генерации излучения на разностной частоте мы предполагали, что мощность непрерывной накачки 10 Вт, а ампли-

туда импульса накачки – 100 Вт. В этом случае для ширины волновода 100 мкм мощность в импульсе достигает 3.1 мВт в среднем (5 – 9 мкм) и 0.67 мВт в дальнем (свыше 60 мкм) ИК диапазоне длин волн.

Работа поддержана грантами CRDF (#RUE1-2657-NN-05), Совета по поддержке ведущих научных школ РФ (НШ-4582.2006.2), РФФИ (06-02-81020, 07-02-00486), Президента РФ (МК-3344.2007.2), Программы РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур» и «Электромагнитные волны терагерцового диапазона».

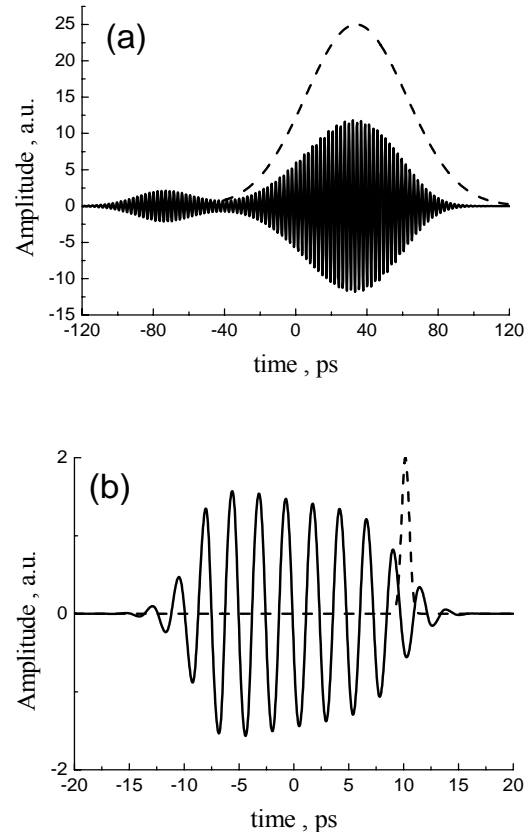


Рис. 2. Зависимости от времени напряженности магнитного поля излучения на разностной частоте (сплошные кривые) и амплитуд коротковолновых импульсов (штриховые кривые) в первой схеме при прохождении импульсами 3 мм (а) и во второй схеме при прохождении импульсами 1 мм (б).

[1] Kohler R., et al. Nature, **417**, 156 (2002).
 [2] Flytzanis C. Phys. Rev. B, **6**, 1264 (1972).
 [3] Слипченко С.О. и др. ФТП, **38**, 1477 (2004).
 [4] Венус Г.Б. и др. ПЖТФ, **23** (4), 11 (1997).
 [5] Алешкин В.Я. и др. ФТП, **35**, 1256 (2001).
 [6] Birjukov A.A., et al. J. Modern Optics, **52**, 2323 (2005).
 [7] Алешкин В.Я. и др. ЖТФ, **76** (9), 98 (2006).

Mode-locking regime of the pulsed difference-frequency generation in the nonlinear-mixing dual-wavelength heterolasers

VI.V. Kocharovsky¹, V.Ya. Aleshkin², A.V. Andrianov¹, A.A. Belyanin³,
A.A. Dubinov², V.V. Kocharovsky^{1,3}, V.A. Kukushkin¹

¹ Institute of Applied Physics RAS, 46 Ulyanov str., 603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-120, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

³ Physics Dept. and Inst. Quantum Studies, Texas A&M University, College Station, TX 77843, USA
e-mail: kochar@appl.sci-nnov.ru

It is shown that the mid/far-infrared pulsed generation via a difference-frequency nonlinear mixing in dual-wavelength quantum-well heterolasers can be rather efficient under mode-locking regime for one or both lasing fields even at room temperature [1]. In such a device the long-wavelength field is produced in the process of intracavity difference-frequency mixing of two optical (or near-infrared) fields: continuous-wave and pulsed (or both pulsed), due to the resonant intersubband quantum coherence in quantum wells as well as due to the non-resonant second-order bulk nonlinearity of a heterostructure. Various schemes and possible operation modes of the device are considered.

A general description of the nonlinear-mixing physics is presented and an approximate analytical solution of the semiconductor Maxwell-Bloch equations governing the mid/far-infrared generation is found. Optimal conditions for the device operation are indicated. In particular, for typical AlGaAs heterolasers, the mode-locked pulse duration of the order of several picoseconds is found to be the most favorable.

The mode-locking regime of the optical generation allows one to enhance significantly the pulsed driving fields in comparison with those under continuous-wave operation and, therefore, substantially increase the output power of difference-frequency signal. Within a simple model an explicit formula for the intensity and shape of the generated pulses is derived and the quantitative estimates of the expected parameters of the mid/far-infrared signal are given. It is shown that this method is capable of producing picosecond pulses at about 1 GHz repetition rate with the peak power of the order of 1 W and 0.1 mW at 10 μm and 50 μm wavelengths, respectively.

It is shown also, that even average mid/far-infrared output power can be greatly increased (from several to few tens times) if one implements the mode-locking regime for both optical fields of the nonlinear-mixing dual-wavelength heterolaser. The mid/far-infrared pulse duration under strong absorption conditions is obviously determined by the lasting of the shortest of the driving pulses and therefore amounts to several picoseconds. The slight difference of the optical pulses group velocities (which could lead to their relative shift greater than half of the pulse duration for a half of the round-trip time) can be in principle compensated by employing at

one facet of the cavity a Bragg mirror with varying period or a Bragg mirror for just one optical frequency so that the signal with a larger group velocity should be reflected from its deeper layers or from the heterolaser facet and therefore pass a longer distance.

Different designs and ways for enhancement of the effect are discussed. In particular, further increase of the output figures can be achieved by shifting the difference-frequency to the frequency of the phonon resonance where the bulk second-order nonlinearity is substantially higher while the losses do not prevent from the efficient nonlinear wave mixing.

Another possibility is to use two butt-joint diode lasers either of which is responsible for the generation of just one driving mode-locked or continuous-wave optical field. To avoid strong interband absorption in the process of nonlinear mixing in this device, a lower-frequency optical field should be sent through a laser generating a higher-frequency optical field, where the difference-frequency wave mixing could proceed without losses.

Also, specific design of step-like and double quantum wells is developed in order to enhance the resonance second-order nonlinear susceptibility (at the intersubband mid/far-infrared transitions) that can overcome the non-resonant bulk one. In this case the mid/far-infrared signal intensity can be further enhanced by employing heterostructures with several resonant quantum wells inside an optical cavity.

Special attention is paid to the hybrid-emitting design of mode-locked nonlinear-mixing lasers where the difference-frequency mid/far-infrared signal is surface-emitted via a grating, while the dual-wavelength optical (or near-infrared) lasing proceeds in a standard edge-emitting geometry. The grating (dielectric or metal) can be implemented either on the surface or in the bulk of any nonlinear-mixing laser and provides an efficient diffractive (Bragg) coupling of the nonlinear current, generated in the bulk of the heterostructure, to the output mid/far-infrared radiation in the free space. This approach offers a new path to efficient intracavity nonlinear mixing in semiconductor injection lasers by overcoming the problems of phase-matching, nonlinear overlap, and large mid/far-infrared losses. It can provide high output power of mid/far-infrared signal as well as essentially improve its directional radiation pattern.

In conclusion, the main suggestions are summarized which seem to be the most interesting for experimental realization and many applications such as time-domain and frequency-domain spectroscopy and imaging, coherent control of subband transitions in semiconductor nanostructures, modulation of optical radiation, compact systems for sensing with enhanced wavelength span and agility, chemical and biological agent detection, etc. Short review of the experimental and theoretical studies of the problem is given as well.

This work was supported by awards from AFOSR (contracts No. FA-9550-05-1-0360 and FA-9550-06-1-0338), NSF (grants No. ECS-0501537, EEC-0540832, OISE 0530220, and ECS-0547019), the Research Corporation (award No. RI0986), CRDF (grant No. RUE1-2657-NN-05), Presidium RAS (Programs "Low-dimensional quantum struc-

tures" and "Electromagnetic waves of the THz range"), Department of Physical Sciences of RAS (Programs "Semiconductor lasers" and "Coherent optical emission of semiconductor materials and structures"), RFBR (grants No. 05-02-17525, 06-02-81020, 07-02-00486), and the Council for support of the leading scientific schools of the Russian Federation (grant No. 1744.2003.2), the Russian President (MK-3344.2007.2).

[1] Kukushkin, V.A., Aleshkin, V.Ya., Belyanin, A.A., Dubinov, A.A., Kocharovsky, V.V., Kocharovsky, V.I., Scully, M.O. "Difference-frequency pulse generation in quantum-well heterolasers," *Laser Physics*, **17**, 2007 (in press).

Photonic flame effect

N.V.Tcherniega, A.D.Kudryavtseva

P.N.Lebedev Physical Institute of RAS, Leninskii pr.53, Moscow, Russia

e-mail: akudr@sci.lebedev.ru

Photonic crystals have attracted great attention since the first papers concerning such structures [1,2]. Different types of modes defined by the periodical structure of photonic crystal and the possibility of different photonic crystal structure production lead to the important possible applications. At the same time nonlinear properties of photonic crystals are still not enough studied.

In this paper we present experimental investigations of the novel nonlinear optical effect - photonic flame effect (PFE) [3,4]. It was observed in photonic crystals - artificial opals. Pure opal crystals, consisting of the close-packed SiO₂ globules with diameter 200 nm, and crystals with pores, filled with molecular liquids, have been studied. Photonic flame effect consisted in the appearance of the few seconds' duration emission in blue-green spectral range under 20 ns ruby laser pulse excitation.

Experimental arrangement for PFE study is shown at the Fig. 1.

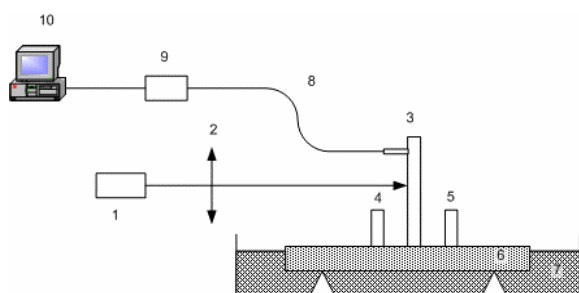


Fig. 1. experimental setup. 1- ruby laser; 2- lens; 3, 4, 5 – photonic crystals; 6 – Cu plate; 7 – cell with liquid nitrogen; 8 – fiber wave guide; 9 – mini-spectrometer, 10 – computer.

Ruby laser giant pulse ($\lambda=694.3$ nm, $\tau=20$ ns, $E_{\max}=0.3$ J) has been used as a source of excitation. Exciting light has been focused into the material by lenses with different focus (50, 90, and 150 mm). Sample distance from focusing system and exciting light energy also changed, which gave possibility to make measurements for different power density at the entrance of the sample and for different field distribution inside the sample. The samples of opal crystals used had the size 3x5x5 mm and were cut parallel to the plane (111). The angle of the incidence of the laser beam on the plane (111) varied from 0 to 60°.

PFE has been observed at the temperature of liquid nitrogen (77 K). For appropriate cooling opal crystals were placed on the Cu plate, which was partly immersed into liquid N₂. The distance

between crystals was from 1 to 5 cm. One of the crystals (3) was illuminated by giant pulse of ruby laser. Luminescence of the crystals was registered by a digital camera and processed at the computer. Spectrum of the luminescence was registered with the help of mini-spectrometer FSD-8 with fiber waveguide.

The laser beam was focused to the surface of the crystal. Light spot diameter at the crystal corresponded to the laser beam waist dimensions and was of the order 0.01 mm. Under this excitation few seconds long luminescence in the opal appeared in the blue-green range of spectrum. Dimensions of this shining spot were few mm and varied in dependence of the excitation conditions. The luminescence duration was from 1 to 4 seconds and it looked like inhomogeneous spot changing its spatial distribution and position on the surface of the crystal during this time. PFE has been observed both in opal matrices and in nanocomposites (opals with empty spaces, filled with liquids: acetone or ethanol). Parameters of the secondary emission (duration, threshold) were determined by the geometric characteristic of the illumination and the refractive index contrast of the sample. For optimum geometry of the excitation the power density threshold for opal crystal was 0.12 Gw/cm², for opal crystals filled with ethanol – 0.05 Gw/cm², for opal crystal, filled with acetone – 0.03 Gw/cm². Typical secondary emission temporal distribution measured for the part of the crystal displaying the most intensive brightness is shown on the Fig.2.

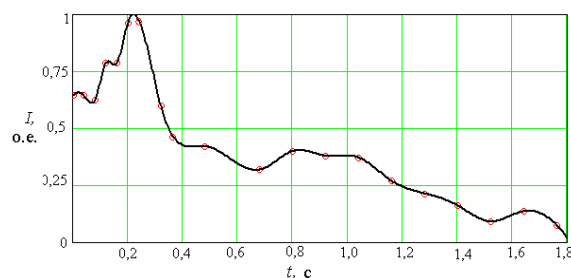


Fig.2. Temporal distribution of the visible luminescence.

The same behavior is typical for all cases of the secondary emission at these conditions of excitation, but the value of its duration fluctuated from shot to shot (~ 50%). The dependence was close to constant and contained some maximum. Sometimes it was possible to observe few maximums, which were

seen by naked eye as light flashes appearing from time to time. Such situation is presented at the Fig.3.

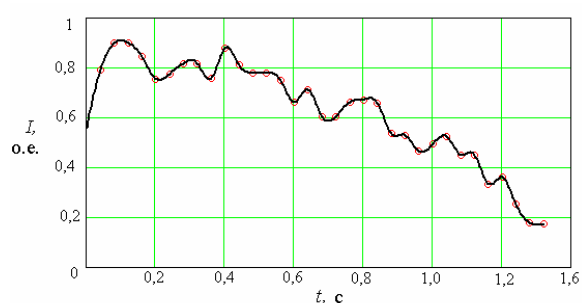


Fig.3. Temporal distribution for the case of few maximums.

Very interesting peculiarity of the effect is possibility of excitation transfer to other crystals, placed at the distance of few cm from illuminated sample. Few opal crystals have been placed on the Cu plate and only one of them was excited by focused laser pulse. When the threshold was reached, this crystal began to emit light. Bright shining of the other crystals began with some time delay after laser shoot

At the Fig. 4 one can see the secondary emission of the crystals situated at the distance of about 1 centimeter from the crystal which was irradiated.



Fig.4. Visible secondary emission of the opal crystals in the case of the irradiating of one of them (the irradiated crystal is in the center).

In the case, presented at the Fig. 4, crystals were infiltrated by acetone. Analogous pictures have been observed in the case of the opal crystals with ethanol and for crystals without infiltration (opal matrices).

Spectrum of the radiation, emitted during PFE, consisted of the sharp lines in the blue-green spectral range. Lines intensity in the spectrum strongly depended on the laser pumping intensity, which was evidence of stimulated type of the radiation emission. For exciting power density near the threshold of the effect ($0.12 - 0.14 \text{ GW/cm}^2$) only one line (486.0 nm) was observed in the spectrum, for higher exciting power density spectrum consists of the lines with wavelengths 429.0, 453.0, 489.0, 555.0, 643.0 nm, corresponding

to the anti-Stokes spectral range for exciting line 694.3 nm. Maximums observed except line 643.0 nm correlate well with opal spectrum secondary emission under UV excitation [4], which is evidence of multiphoton character of the observed light emission.

The PFE spectra are presented at the Fig. 5 (a and b).

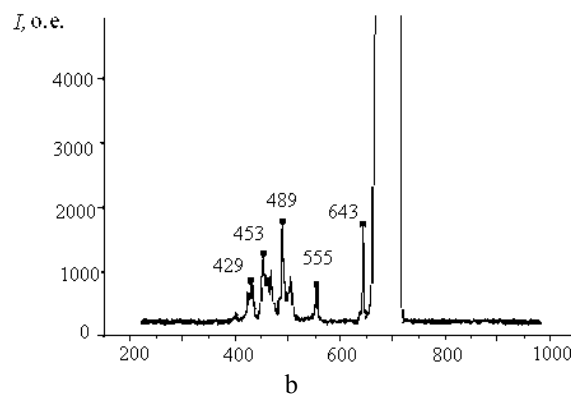
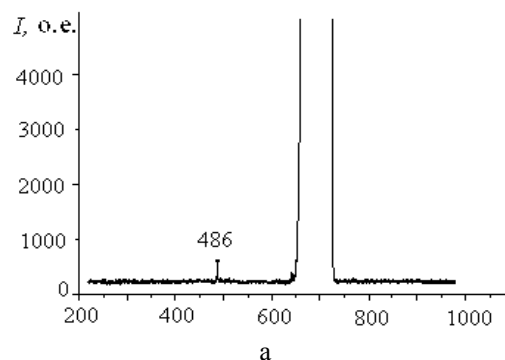


Fig. 5. Secondary emission spectrum of a photonic crystal for different laser light power density: a - $I = 0.12 \text{ GW/cm}^2$, b - $I = 0.14 \text{ GW/cm}^2$.

The authors are grateful to the Russian Foundation for Basic Research for financial support (Grants N 06-02-81024-Bel_a, N 05-02-16205a).

1. Bykov, V.P., J. Eksp. Teor. Fiz., **35**, 269 (1972).
2. Yablonovitch, E., Phys. Rev. Lett., **58**, 2059 (1987).
3. Tcherniega, N.V. and Kudryavtseva, A.D., Journal of Russian Laser Research, **27**, 450 (2006).
4. Esakov, A.A., Gorelik, V.S., Kudryavtseva, A.D., Tcherniega, N.V., SPIE Proc., **6369**, 6369 OE (2006).

Генерация терагерцового излучения в квантовых каскадных структурах

В.И.Гавриленко¹, К.В.Маремьянин¹, М.Л.Орлов^{1,2}, N.Dyakonova², W.Кнар²
Y.Todorov³, I.Sagnes³, C.Minot^{3,4}

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород, Россия

²Groupe d'Etude des Semiconducteurs-UMR, CNRS-Universite Montpellier 2, Place E.Bataillon, 34095, Montpellier, France

³CNRS/LPN, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

⁴GET/Telecom Paris, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France

e-mail: kirillm@ipm.sci-nnov.ru

В последнее время отмечается большой интерес к изучению межподзонных оптических переходов в терагерцовом диапазоне в полупроводниковых многопериодных квантово-размерных структурах и созданию на этой основе источников излучения терагерцового диапазона с электрической монополярной инжекцией носителей заряда. Практическая реализация идей по созданию такого рода источников стала возможной относительно недавно (в первой половине 90-х годов) и была осуществлена первоначально в области длин волн среднего инфракрасного (ИК) диапазона [1,2].

Подход, отработанный при создании квантово-каскадных лазеров и квантово-каскадных структур, излучающих в среднем ИК диапазоне позволил создать приборы и для дальнего ИК (терагерцового) диапазона. Получение излучения в дальней ИК области при излучательной релаксации квантово-размерных электронов в квантовых ямах осложняется конкурирующими процессами эмиссии фононов и электрон-электронного рассеяния [3]. В ряде работ наблюдалась дальняя ИК электролюминесценция в параболических квантовых ямах [4,5]. В работах [6,7] в квантово-каскадных структурах наблюдалось спонтанное терагерцовое излучение, возбуждаемое инжекционным током, в области температур 4–120 К с эффективностью $\approx 10^{-12}$ при плотностях тока через структуру ≈ 10 А/см² [6]. Наконец, в работах [8-13] сообщалось о различных реализациях квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона. Вместе с тем, продвижение этих приборов в область длинных волн и высоких температур сталкивается с различными физическими ограничениями, что делает актуальным более подробное исследование подобных структур с различными параметрами.

В настоящей работе исследовались ВАХ и терагерцовое излучение из квантовых каскадных структур $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ при $T = 4.2\text{K}$.

Структуры общей толщиной 20 мкм были выращены методом газовой фазной эпитаксии на подложке InP. Дизайн структур соответствовал

описанному в работе [6]. Один период структуры толщиной около 100 нм состоял из четырех квантовых ям GaAs (две – активная область, две – инжектор), разделенных тонкими барьерными слоями $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$. Квантовые ямы 28 и 18 нм, разделенные 2,5 нм туннельным барьером, образуют активную область структуры. Для уменьшения влияния эффекта пространственного заряда при инжекции неравновесных электронов КЯ инжектора были легированы кремнием до уровня $n = 8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

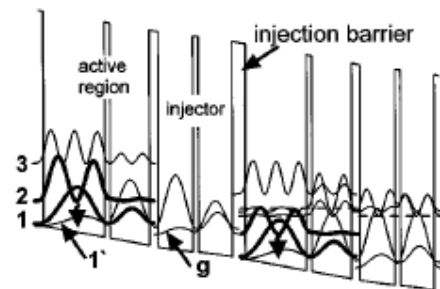


Рис.1. Зонная диаграмма двух периодов ККС при приложенном электрическом поле 2,7 кВ/см [6]. Показаны квадраты модулей волновых функций и энергия оптического фонона (штриховая линия). Толщины в нм КЯ и барьеров (жирный шрифт) слева направо соответственно: 28/2,5/18/4/16/2,5/15,5/6.

Исследуемые образцы имели форму мезы размером 200×400 мкм. Для вывода излучения по нормали к поверхности структур (перпендикулярно плоскости КЯ) на верхний контактный слой наносилась металлическая (Cr/Au) решетка связи с периодом 15 мкм. К образцу прикладывалось модулированное электрическое напряжение в виде меандра с частотой 30 Гц. Излучение регистрировалось с помощью кремниевого болометра, использовалась стандартная схема синхронного детектирования. Для исследования спектрального состава излучения использовался режекторный фильтр на циклотронном резонансе n -InSb, перестраиваемый магнитным полем.

В работе [6] было показано, что в спектре спонтанного излучения в области электрического напряжения до участка отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) наблюдается узкая линия излучения с длиной волны 88 мкм, соответствующая переходам между 2-ым и 1-ым уровнями размерного квантования в активной области. При больших напряжениях, соответствующих участку ОДП, наблюдалось существенное уширение спектра излучения, которое связывалось авторами с инжекцией горячих носителей и заселением большого числа электронных уровней.

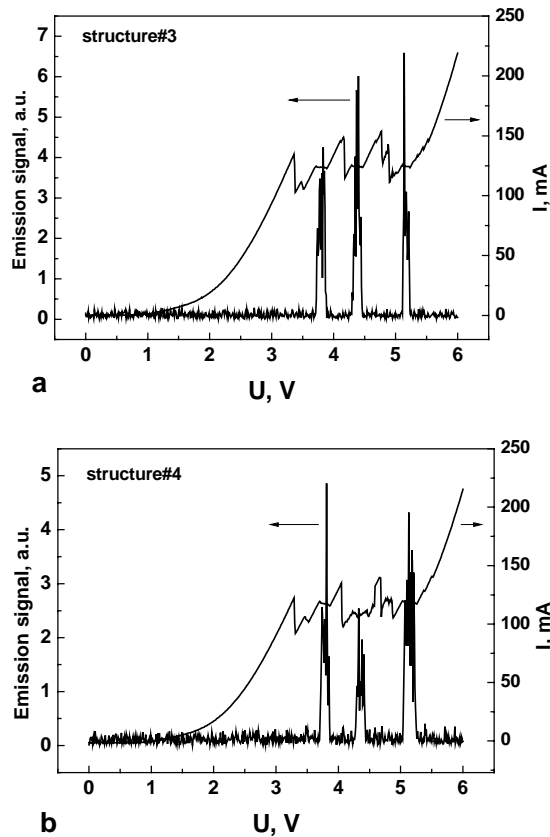


Рис.2. ВАХ структуры и зависимость интенсивности излучения от напряжения на структуре для двух различных мез (a,b) при температуре $T = 4.2$ К.

В настоящей работе, как видно из рис. 2 а,b, где представлены измерения на двух различных мезах, изготовленных из одной структуры, на ВАХ воспроизводимым образом наблюдались множественные участки ОДП при напряжении свыше 3.2 В. В этой области мы обнаружили пороговое возникновение интенсивного (по сравнению с излучением в области напряжений до участка с ОДП) терагерцового излучения, которое наблюдалось в трех областях вблизи напряжений 3.78 В, 4.38 В и 5.15 В – рис.1а,b. Спектральные исследования показали, что излучение является широкополосным (измерения проводились до 12 ТГц) с некоторыми спектральными особенностями на частотах свыше 3 ТГц. Мы связываем наблюдаемое явление с развитием в

образце неустойчивости ганновского типа, приводящей в коротких приборах как к токовым шумам на частотах до ТГц (см., например, [14]), так и к резкому увеличению электронной температуры и «включению» различных межуровневых переходов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (#05-02-17374), РФФИ-CNRS (#05-02-22001), INTAS (YS Fellowship 05-109-4705) и Российской академии наук.

- [1] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Science*, **264**, 553 (1994).
- [2] F. Capasso, J. Faist, S. Sirtori, A.Y. Cho. *Sol. St. Commun.*, **102**, 231 (1997).
- [3] P. Hyldgaard, J.W. Wilkins. *Phys. Rev. B*, **53**, 6889 (1996).
- [4] K.D. Maranovski, A.C. Gossard, K. Unterrainer, E. Gornik. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 3522 (1996).
- [5] J. Ulrich, R. Zobl, K. Unterrainer, G. Strasser, E. Gornik, K.D. Maranovski, A.C. Gossard. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 3158 (1999).
- [6] M. Rochat, J. Faist, M. Beck, U. Oesterle, M. Illegems. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 3724 (1998).
- [7] M. Rochat, J. Faist, M. Beck, U. Oesterle. *Physica E*, **7**, 44 (2000).
- [8] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. Iotti, and F. Rossi, *Nature (London)* **417**, 156 (2002).
- [9] G. Scalari, L. Ajili, D. Hofstetter, M. Beck, J. Faist, H. E. Beere, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, and A. G. Davies, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3165 (2003).
- [10] B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, and Q. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 5142 (2003).
- [11] R. Köhler, A. Tredicucci, C. Mauro, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, and D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1266 (2004).
- [12] S. Kumar, B. S. Williams, S. Kohen, and Q. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2494 (2004).
- [13] S. Barbieri, J. Alton, H. E. Beere, J. Fowler, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1674 (2004).
- [14] J. Mateos, S. Pérez, D. Pardo, T. González, J. Jusakowski, N. Dyakonova, W. Knap, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, J.F. Millithaler, L. Varani. *AIP Conf. Proc.* **800**, 423 (2005).

Генерация терагерцового излучения в субмикронных полевых транзисторах с двумерным электронным газом

М.Л.Орлов^{1,2}, К.В.Маремьянин¹, С.В.Морозов¹, В.И.Гавриленко¹,
N.Dyakonova², W.Knap², A.Shchepetov³, Y.Roelens³, S.Bollaert³

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород, Россия

²Groupe d'Etude des Semiconducteurs-UMR, CNRS-Universite Montpellier 2, Place E.Bataillon, 34095, Montpellier, France

³Institut d'Electronique, de Microelectronique et de Nanotechnologie, 59652 Villeneuve d'Ascq, France
e-mail: kirillm@ipm.sci-nnov.ru

Введение

В обычном режиме работы верхняя предельная частота полевого транзистора ограничена обратным временем пролета. Дьяконов и Шур предлагали использовать плазменные эффекты [1, 2], что позволит значительно повысить рабочую частоту субмикронных полевых транзисторов (НЕМТ), поскольку характерные скорости плазменных волн составляют 10^8 см/с, что много больше, чем типичная дрейфовая скорость электрона в канале транзистора. Резонансное детектирование терагерцового излучения плазменными волнами уже было продемонстрировано для субмикронных полевых транзисторов [3, 4] и полевого транзистора с решетчатым затвором [5]. Существенное увеличение фотоотклика на терагерцовое излучение наблюдалось в коммерчески доступном НЕМТ GaAs/AlGaAs и в InGaAs/InAlAs НЕМТ с нанометровым затвором, при значениях напряжения сток-исток, соответствующих участку насыщения вольтамперной характеристики [6, 7], отклик был резонансным даже при комнатной температуре. Этот эффект был объяснен уменьшением эффективной частоты столкновений вследствие распространения плазменных волн. При подобных же условиях, в области насыщения тока, было обнаружено интенсивное терагерцовое излучение [8]. Спектральные измерения в InGaAs/AlGaAs НЕМТ, проводимые с использованием перестраиваемого магнитным полем приемником на циклотронном резонансе электронов в n-InSb, показали, что спектры излучения достаточно широкие с двумя особенностями около 1 и 6 ТГц, низкочастотный пик был связан вновь с нестабильностью плазменных волн Дьяконова-Шура. Данная работа посвящена спектральному исследованию излучения из транзисторов с лучшим разрешением с помощью узкополосного режекторного фильтра n-GaAs.

Эксперимент

Были исследованы субмикронные полевые транзисторы In_{0,5}Ga_{0,5}As/In_{0,5}Al_{0,5}As [9] и GaAs/AlGaAs (Fujitsu FHX06X) с двумерным электронным газом в канале с длиной затвора 60 нм и 250 нм соответственно. Вольтамперные характеристики (I - V) и ТГц излучение были измерены при $T = 4.2$ К. Излучение детектировалось высокочувствительным широкополосным кремниевым болометром. Для анализа спектрального состава излучения использовался перестраиваемый магнитным полем (0 – 10 Т) режекторный фильтр на

циклотронном резонансе электронов в слаболегированном ($N \sim 10^{14}$ см⁻³) объемном GaAs с разрешением 2-3 см⁻¹, что приблизительно на порядок лучше, чем в приемнике на циклотронном резонансе в n-InSb, использовавшемся в работе [8].

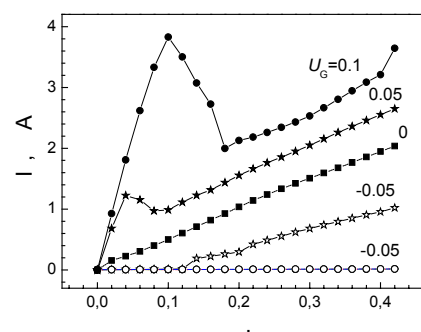


Рис.1. ВАХ InGaAs/AlGaAs НЕМТ при разном напряжении на затворе (U_G) при 4.2 К.

Результаты и обсуждение

Типичные ВАХ InGaAs/AlGaAs НЕМТ при разном напряжении на затворе показана на рис.1. В отличие от [8, 10] мы наблюдали отрицательную дифференциальную проводимость (ОДП) только при положительном напряжении на затворе. Было обнаружено, что сигнал в ТГц диапазоне на кремниевом болометре возникает только при тех напряжениях сток-исток, при которых на ВАХ имеется участок ОДП (ср. с [8]). На рис.2 представлены результаты спектральных измерений с режекторным фильтром для напряжения на затворе транзистора $U_G = 0.05$ В.

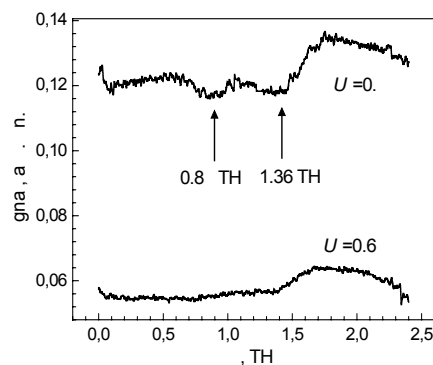


Рис.2. ТГц излучение из транзистора InGaAs/InAlAs в зависимости от резонансной частоты режекторного фильтра n-GaAs при напряжении сток-исток $U_D = 0.6$ В и 0.7В для напряжения на затворе $U_G = 0.05$ В при 4.2 К.

Видно, что имеются два минимума (соответствующие максимумам в спектре излучения транзистора) на частотах 0.87 и 1.36 ТГц. Следует отметить, что эти особенности наблюдались только при достаточно большом приложенном напряжении сток-исток $U_D > 0.5$ В. Амплитуда резонансного сигнала возрастала с ростом U_D , что видно из рис.2.

На рис. 3 ВАХ GaAs/AlGaAs Fujitsu НЕМТ, измеренные для различных напряжений на затворе, представлены вместе с зависимостью интенсивности излучения от напряжении сток-исток (измеренной при нулевом магнитном поле на фильтре). Из рисунка видно, что происходит насыщение тока, которому предшествует резкий спад. Подобный срыв тока наблюдался в InGaAs/AlGaAs НЕМТ с длинным (3 мкм) каналом и связывался с развитием ганновской неустойчивости [11]. Из рис. 3 видно, что интенсивность излучения резко возрастает при напряжении сток-исток, соответствующему спаду тока.

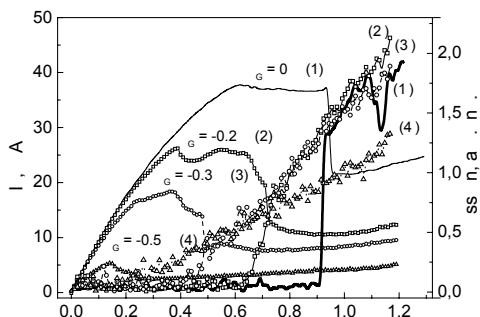


Рис.3. ВАХ GaAs/AlGaAs Fujitsu НЕМТ, измеренные для различных напряжений на затворе, (кривые 1-4) и зависимости интенсивности излучения от напряжении сток-исток (кривые 1'-4', соответственно) при 4.2 К.

Спектральные исследования показывают, что зависимость интенсивности излучения от резонансной частоты режекторного фильтра достаточно ровная (рис. 4), что соответствует широкому спектру излучения (излучение горячих носителей, электрическое поле в канале составляло примерно 10^4 В/см).

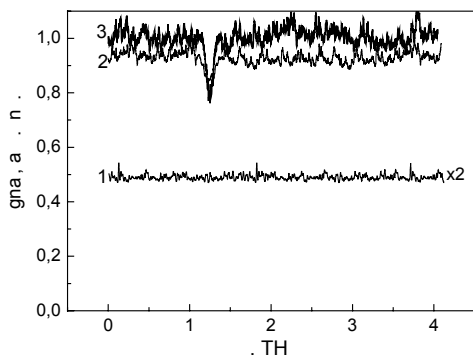


Рис.4. ТГц излучение из транзистора GaAs/AlGaAs Fujitsu НЕМТ в зависимости от резонансной частоты режекторного фильтра при разных напряжениях на затворе и сток-исток: $U_G = -0.1$ В, $U_D = 1$ В (кривая 1); $U_G = 0$, $U_D = 1$ В (кривая 2); $U_G = 0$, $U_D = 1.15$ В (кривая 3) при 4.2К.

Однако при некоторых приложенных напряжениях на затворе и сток-исток мы наблюдали узкие провалы, соответствующие узкополосному излучению в области 1.25 ТГц (рис.4). Трудно предположить, что такое узкополосное излучение (рис.2,4) может быть связано с развитием плазменной неустойчивости, на наш взгляд наиболее вероятной причиной этого излучения может быть возникновение ганновских осцилляций тока. До настоящего момента ганновские осцилляции никогда не наблюдались на такой высокой частоте, однако последние результаты моделирования электронного транспорта в субмикронных полевых транзисторах с помощью многочастичного метода Монте-Карло показывают, что при напряжении сток-исток превышающего некоторое пороговое значение возникают ганновские осцилляции тока в канале транзистора [12, 13] вследствие образования бегущего домена в промежутке затвор-сток. Высокая частота ганновских осцилляций объясняется квазибаллистическим движением Г-электронов в канале транзистора со средней скоростью $\sim 10^8$ см/с.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№05-02-17374), РФФИ-CNRS (№05-02-22001), INTAS (YS Fellowship 05-109-4705) и Российской Академии Наук.

1. M.Dyakonov, M.S.Shur. Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993).
2. M.Dyakonov, M.S.Shur. IEEE Trans. on Electr. Dev. **43**, 380 (1996).
3. W.Knap, Y.Deng, S. Rummyantsev, J.-Q.Lü, M.S.Shur, C.A.Saylor, L.C.Brunel. Appl. Phys. Lett. **80**, 3433 (2002).
4. A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, G. Valušis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, S. Rummyantsev. Appl. Phys. Lett. **89**, 131926, (2006).
5. X.G.Peralta, S.J.Allen, M.C.Wanker, N.E.Harff, J.A.Simmons, M.P.Lilly, J.L.Reno, P.J.Burke, J.P.Eisenstein. Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).
6. F.Teppe, W.Knap, D.Veksler, M.S.Shur, A.P.Dmitriev, V.Yu.Kachorovskii, S.Rummyantsev. Appl. Phys. Lett. **87**, 052107 (2005).
7. F. Teppe, M. Orlov, A. El Fatimy, A. Tiberj, W. Knap, J. Torres, V. Gavrilenko, A. Shchepetov, Y. Roelens, and S. Bollaert. Appl. Phys. Lett., **89**, 222109, (2006).
8. W.Knap, J.Lusakowski, T.Parenty, S.Bollaert, A.Cappy, V.V.Popov, M.S.Shur, Appl. Phys. Lett. **84**, 2331 (2004).
9. N. Dyakonova *et al.* Appl. Phys. Lett. **88**, 141906 (2006).
10. J.Lusakowski, W.Knap, Dyakonova, L.Varani, J.Mateos, T.Gonzalez, Y.Roelens, S.Bollaert, A.Cappy, K.Karpierz. J. App. Phys. **97**, 064307 (2005).
11. G.M.Dunn, A.Phillips, P.J.Topham. Semicond. Sci. Technol. **16**, 562 (2001).
12. J.Mateos *et al.* AIP Conf. Proc. **800**, 423, (2005).
13. <http://www.iemn.univ-lille1.fr/workshop/exposes/knap.ppt>.

Генерация разностной и комбинационных частот в среднем ИК диапазоне при оптической накачке лазерных гетерослоев $Cd_xHg_{1-x}Te$

А.А. Андронов¹, Ю.Н. Ноздрин¹, А.В. Окомельков¹,
А.А. Бабенко², В.С. Варавин², Д.Г. Икусов², Р.Н. Смирнов²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

²Институт физики полупроводников, СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: nozdrin@ipm.sci-nnov.ru, andron@ipm.sci-nnov.ru

При оптической накачке (излучением Nd: YAG лазера на длине волны 1.06 мкм) слоев гетеросистемы $Cd_xHg_{1-x}Te$ при $T = 78K$ и возникновении лазерного излучения на прямых межзонных переходах с длинами волн 1.4 – 1.8 мкм и 3.5 мкм была обнаружена генерация излучения на комбинационных частотах $\omega_p - \omega_L$ и $2\omega_L - \omega_p$ (ω_p – частота накачки, ω_L – частота возникающего лазерного излучения).

При исследовании стимулированного излучения в условиях оптической накачки гетерослоев кадмий-ртуть-теллур ($Cd_xHg_{1-x}Te$ – КРТ) нами обнаружена новая возможность для получения эффективной генерации комбинационных частот в среднем ИК диапазоне в полупроводниковых структурах за счет квадратичной и кубичной нелинейностей на лазерном переходе в условиях его насыщения. Эти нелинейные процессы являются резонансными, что приводит к существенному увеличению их эффективности. Подобные эффекты в полупроводниковых лазерных системах ранее не обсуждались.

Простые источники излучения (лазеры) в ТГц и среднем ИК диапазонах важны для целого ряда приложений. Сейчас уже созданы оптические параметрические генераторы, каскадные лазеры и гетеролазеры, прежде всего на гетероструктурах II – типа (но все еще при низких температурах).

Альтернативный, обсуждаемый в литературе путь создания работающих при комнатной температуре источников излучения в среднем ИК диапазоне – генерация разностной частоты двух ИК лазеров в полупроводниковой гетеросистеме с квантовыми ямами [1, 2], где нелинейность может быть увеличена на резонансе между разностной частотой и частотой внутризонного перехода в квантовой яме [2]. Другой путь – смещение двух мод внутри межзонного гетеролазера или в гетеролазерном волноводе [3, 4]. Однако здесь возникают трудности, связанные с нахождением сред и систем, обладающих одновременно с большой квадратичной нелинейностью, малыми потерями и условиями синхронизма, необходимого для эффективной генерации разностной частоты. Обнаруженная нами ситуация свободна от этих проблем. Представляется, что оптимизация обнаруженных эффектов на структурах и системах гетеролазеров позволит получить универсальные, работающие при комнатной температуре простые и эффективные перестраиваемые источники в ТГц и среднем ИК диапазонах.

Гетерослои КРТ, исследованные в настоящей работе выращивались в ИФП СО РАН методом МЛЭ на подложках GaAs и Si. Вначале на подложке выращивался тонкий (около 0.05 мкм) подслой ZnTe, а затем буферный слой CdTe толщиной 6 – 6.5 мкм. На полученном буферном слое выращивалась пленка КРТ, имеющая центральный слой с постоянным составом, и варизонные широкозонные слои на границах пленки. Подробнее описание образцов и экспериментальной установки – см. [5].

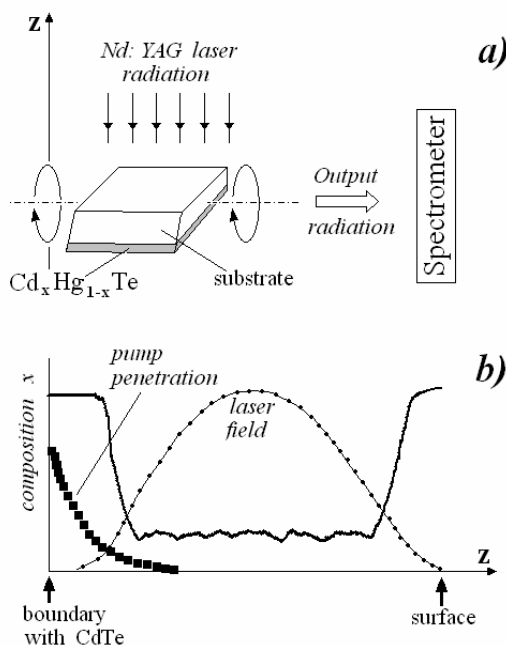


Рис. 1 а) Схема эксперимента; б) Типичное распределение доли кадмия x по толщине пленки; изображена также поперечная структура поля основной моды стимулированного излучения и поля накачки.

Такая система представляет собой широкий оптический волновод, как для возникающего лазерного излучения, так и для возникающих низкочастотных комбинационных частот, поскольку центральные (по толщине) узкозонные

слои КРТ-структуры имеют большой показатель преломления, чем широкозонные слои вблизи поверхности и слой CdTe. На Рис. 1. даны схема эксперимента по наблюдению стимулированного излучения.

На Рис. 1.b, и возникает небольшое перекрытие лазерной моды и накачки, необходимое для возникновения комбинационных гармоник. Накачка вводилась в образцы под разными углами к плоскости слоев или через фаску в подложке (см. Рис. 1.a). Ввод через фаску важен для получения разностной гармоники.

При $T = 78\text{K}$ и интенсивности мощности накачки больше некоторого порогового значения возникает стимулированное излучение мощностью порядка 10^{-1} Ватт, на длине волны, соответствующей прямым межзонным переходам из дна зоны проводимости в потолок валентной зоны КРТ слоев. Это связано с большим коэффициентом усиления волноводных мод в

системе. Мы наблюдали излучение на длинах волн 1.4 – 4.5 микрон в гетерослоях разного состава на подложках GaAs и Si (см. Рис. 2.).

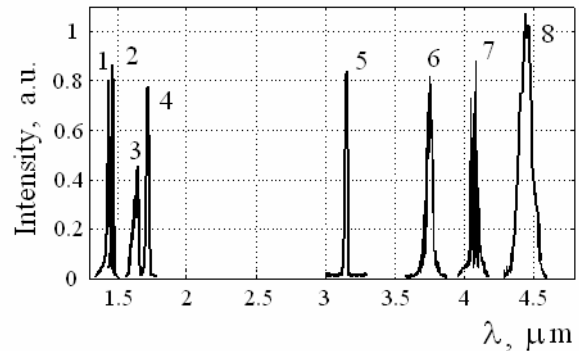


Рис. 2 Обзор спектров стимулированного излучения, полученных в КРТ слоях разного состава при температуре $T = 78\text{K}$ выращенных на GaAs (5, 7, 8) и Si (1, 2, 3, 4, 6) подложках.

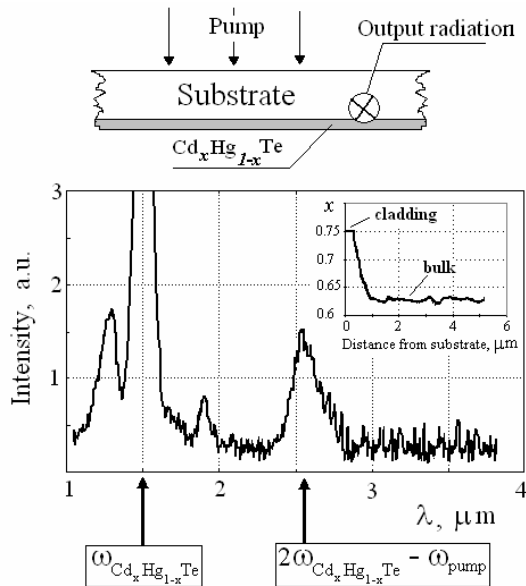


Рис. 3 Спектр излучения образца КРТ 051108/Si (n-тип проводимости) при $T=78\text{K}$, при вертикальной накачке через подложку при наблюдении излучений в плоскости слоев. На вставке показано изменение состава по толщине.

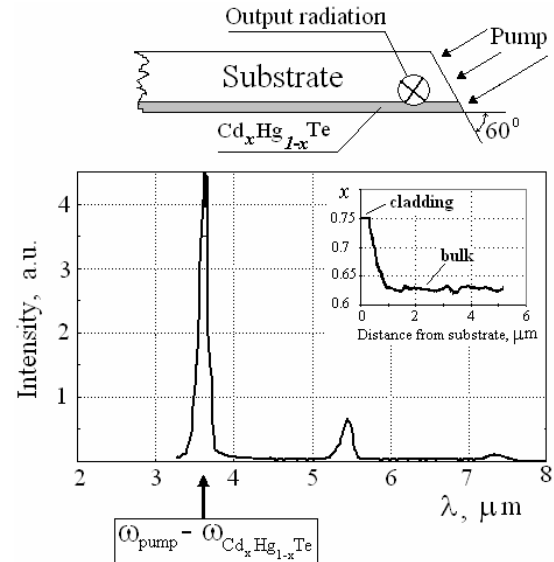


Рис. 4 Спектр излучения образца КРТ 051108/Si (n-тип проводимости) при $T=78\text{K}$, при накачке через фаску. Показаны разностные гармоники накачки и лазерных излучений. Комбинационные гармоники отсутствуют.

Наблюдаемые нами эффекты нелинейного преобразования частот будут обсуждены также в докладе А.А. Андропова на настоящем Симпозиуме.

Настоящая работа поддержана грантом РФФИ 06-02-16685 и программой РАН "Проблемы радиофизики".

[1] L.Lanco, S.Ducci, J.P. Likforman, et al., Appl. Phys. Lett., **89**, 031106 (2006).
 [2] H.C. Chui, G.L. Woods, M.M. Fejer, et al., Appl. Phys. Lett., **66** (3), 265 (1995).
 [3] A.A.Belyanin, F. Capasso, V.V.Kocharovsky, Vi.V. Kocharovsky, M.O.Scully, Phys. Rev. A,

63, 053803, 2001.

[4] V.Ya. Aleshkin, A.A. Afonenko, A. Biryukov, V.I. Gavrilenko, et al., Acta Physica Polonica A, **107** (1), 7(2005).
 [5] А.А. Андронов, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков, В.С. Варавин, Р.Н. Смирнов, Д.Г. Икусов, ФТП, **40** (11), 1300 (2006).

Стимулированное излучение и нелинейное преобразование волн в варизонных гетероструктурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ на $GaAs$ и Si подложках при оптической накачке

А.А. Андронов¹, Ю.Н. Ноздрин¹, А.В. Окомельков¹,
А.А. Бабенко², В.С. Варавин², Д.Г. Икусов², Р.Н. Смирнов²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

²Институт физики полупроводников, СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: okom@ipm.sci-nnov.ru

Сообщается о наблюдении стимулированного излучения в диапазоне длин волн 1.4 – 4.5 мкм из гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенных на $GaAs$ и Si подложках с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии. Суперлюминесценция наблюдалась при температурах 77 – 200 К, при оптической накачке импульсным $Nd:YAG$ лазером. Обсуждаются детали экспериментов, спектры излучения.

Интерес к созданию полупроводниковых лазеров диапазона 1.5 ÷ 12 мкм, перекрывающих основные коротковолновые “окна” атмосферной прозрачности (3 ÷ 5 мкм, 8 ÷ 12 мкм), чрезвычайно велик. В настоящее время основные надежды связывают с внутризонными каскадными лазерами и с межзонными лазерами на гетеропереходах II типа (см., например, [1, 2]), где Оже рекомбинация значительно подавлена благодаря тому, что области существования неравновесных дырок и электронов оказываются в них пространственно разнесены. Это позволяет надеяться на получение лазерного излучения при комнатной температуре. Однако пространственное разделение приводит к тому, что вероятность излучения в таких системах существенно уменьшается.

Уже достаточно давно были выполнены расчеты (см., например, [3]), демонстрирующие возможность существенного подавления Оже рекомбинации при переходе к использованию квантовых слоев КРТ. Такое существенное подавление темпа безызлучательной рекомбинации могло бы способствовать существенному увеличению рабочей температуры лазеров, создаваемых на основе таких структур. Отметим, что максимальные рабочие температуры в лазерах на гетероструктурах II типа в настоящее время получены с использованием оптической накачки.

В настоящее время распространение получили варизонные КРТ структуры, имеющие неоднородный по толщине состав, и имеющие как на “свободной” поверхности, так и на границе с подложкой слои с более широкой запрещенной зоной (см., например, [4]). У таких структур приповерхностные слои (с двух сторон) обладают меньшей диэлектрической проницаемостью (см., например, [5]), а потому сами структуры являются естественными волноводами для лазерного излучения. В настоящей работе (являющейся развитием работ [6–8]) мы приводим результаты исследования возникновения стимулированного излучения при оптической накачке в варизонных слоях КРТ различного состава и толщины, выращенных на подложках $GaAs$ и Si .

Образцы $Cd_xHg_{1-x}Te$ закреплялись на медном хладопроводе, помещенном в жидкий азот. На них проецировалось излучение накачки – импульсного $Nd:YAG$ лазера с рабочей длиной волны 1.064 мкм и длительностью импульсов около 80 нс. С помощью металлического сферического зеркала излучение из образца фокусировалось на входной щели спектрометра. Излучение на выходе спектрометра регистрировалось с помощью фотоприемника. Структурирование гетерослоев (изготовления лазерных резонаторов) и их оптимизации не проводилось.

На Рис.1. приведены спектры стимулированного излучения из различных исследованных нами структур КРТ.

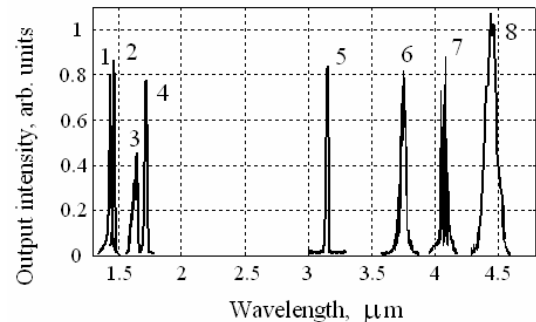


Рис.1 Спектры суперлюминесценции для образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ с различным составом x при оптической накачке, при $T = 77$ К.

При малых интенсивностях фотонакачки из образцов КРТ наблюдается спонтанное излучение, которое характеризуется небольшой интенсивностью и широкополосным спектром излучения, ширина которого по частоте порядка температуры термостата T (см., например, [9]) (или шире, что связано с наличием флуктуаций состава). Возникновение стимулированного излучения идентифицировалось нами по нескольким признакам. С ростом интенсивности накачки стимулированное излучение возникает пороговым образом: интенсивность излучения из

образца при пороговой интенсивности засветки резко возрастает – сигнал увеличивается на 2 – 3 порядка. Кроме того, при этом наблюдается резкое сужение спектра излучения.

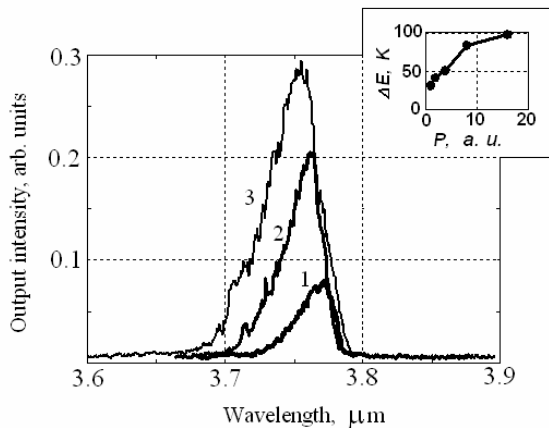


Рис.2 Спектры стимулированного излучения для различных интенсивностей накачки $P_1 < P_2 < P_3$ при температуре $T = 77 K$ для образца КРТ 050428 (после роста) на Si подложке. При изменении интенсивности накачки возникает смещение и уширение спектральной линии. Длинноволновая граница этих спектральных линий одинаковая, и определяется шириной запрещенной зоны.

В диапазоне длин волн $1.4 \div 4.5$ мкм стимулированное излучение наблюдается для образцов разной толщины, как на $GaAs$, так и на Si подложках. Для возникновения стимулированного излучения из КРТ необходимо создание сильного вырождения функции распределения электронов в зоне проводимости, при этом числа заполнения по энергии становятся порядка единицы. С ростом интенсивности накачки должна увеличиваться концентрация электронов и повышаться их квазиуровень Ферми. Это должно приводить к уширению спектральной линии стимулированного излучения и к смещению ее в коротковолновую область длин волн при

увеличении интенсивности накачки. Такое поведение спектральных линий мы наблюдали экспериментально. Соответствующее смещение линий и уширение изображены на Рис.2 и Рис.3. О наблюдении такого поведения спектральных линий стимулированного излучения до настоящего момента, насколько нам известно, не сообщалось.

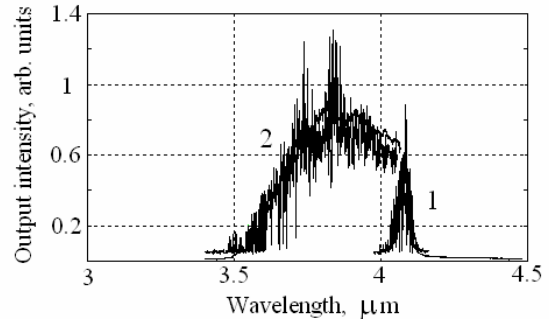


Рис.3 Спектр стимулированного излучения для другой КРТ структуры (более тонкой). Этот эффект может быть использован для перестройки спектральной частоты в лазерных структурах на основе КРТ при изменении интенсивности оптической накачки.

Нами также была обнаружена генерация излучения на комбинационных частотах $\omega_p - \omega_L$ и $2\omega_L - \omega_p$ (ω_p – частота накачки, ω_L – частота возникающего лазерного излучения). Излучения на комбинационных частотах интерпретируются в рамках квадратичной и кубической нелинейностей, резонансных на лазерных переходах, при условии «двумерного» синхронизма взаимодействующих полей, достигаемого выбором направлений лазерного излучения и накачки. Подробно наблюдаемый нами эффект нелинейного преобразования частот будет обсужден в докладе А.А. Андропова на настоящем Симпозиуме.

Настоящая работа поддержана грантом РФФИ «Проблемы радиофизики».

06-02-16685 и программой РАН

[1] Bleuse J., Bonnet-Gamard J., Mula G., Magnea N., Pautrat J.-L., Journal of Crystal Growth, **197**, 529 (1999).
 [2] Ongstad A.P., Kaspi R., Moeller C. E., Tilton M. L., Chavez J. R., Dente G.C., J. Appl. Phys., **95**, No. 4, 1619 (2004).
 [3] Jiang Y., Teich M. C., Wang W. I., J. Appl. Phys., **69**, No.10, 6869 (1991).
 [4] Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Якушев М.В., Сабина И.В., ФТП, **35**, Вып. 9, 1092 (2001).
 [5] Dornhaus R. and Nimtz G. The Properties and Application of the $Hg_{1-x}Cd_xTe$ Alloy System. In: Springer Tracts in Modern Physics. V. 78. Solid-

State Physics. P. 1 – 119. – Berlin. Heidelberg. New York: Springer-Verlag, 1976.
 [6] Ноздрин Ю.Н., Окомельков А.В., Котков А.П., Моисеев А.Н., Гришнова Н.Д., Письма в ЖЭТФ, **80**, Вып. 1, 29 (2004).
 [7] Ноздрин Ю.Н., Окомельков А.В., Котков А.П., Моисеев А.Н., Гришнова Н.Д., ФТП, **38**, В. 12, 1419 (2004).
 [8] Андронов А.А., Ноздрин Ю.Н., Окомельков А.В., Варавин В.С., Смирнов Р.Н., Икусов Д.Г., ФТП, **40**, В. 11, 1300 (2006).
 [9] Питер Ю., Мануэль Кардона. Основы физики полупроводников. (Пер. с англ.) – М: Физматлит. 2002, 560с. (стр. 312).

IR reflection spectra of multilayered epitaxial heterostructures with embedded nanolayers InAs and GaAs

P.V.Seredin¹, E.P.Domashchenskaya¹, A.N. Lukin¹, I.N.Arsentyev²,
D.A.Vinokurov², I.S.Tarasov²

¹Voronezh State University, Universitetskaya pl., 1 394006, Voronezh, Russia

²Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St-Petersburg, Russia

Introduction

Epitaxial layers of III–V semiconductor alloys are basic materials for producing lasers, light-emitting diodes, and other components of microelectronic and nanoelectronic devices. Therefore, the structural, electrical, and optical properties of III–V compounds, as well as those of the related alloys have been studied for a long period of time and are quite well-understood. Nevertheless, some features of these materials, especially of those synthesized in the form of thin epitaxial layers, remain a subject that demands sophisticated investigations by various techniques.

Self-organized fabrication of the low dimensional semiconductor structures with nanoscale islands has been a subject of intensive investigations during the last years. These structures have a unique electrophysical and optical properties because of low dimensional confinement of carriers in the bulk of the island. The most extensively studied heterostructures with nanoscale islands (NI's) are (Ga)InAs/GaAs, (Ga,In,Al)Sb/GaAs, InP/GaInP.

One of the widely applied methods for the study of the fine lattice properties and estimation of structural quality of epitaxial films is infra-red optical vibration spectroscopy allowing to consider not only molecular composition of a substance but also internal stresses in its lattice since this method is very sensitive to them. Due to a high penetration ability of IR-radiation IR-reflection spectra of lattice vibrations allow to obtain information on the real state of the crystal microstructure at the appreciable

depth. The aim of our work was the study of the influence of InAs and GaAs nanolayers on IR-lattice reflection spectra in multi-layer heterostructures.

Objects and methods of investigations

The investigated heterostructures were grown at Ioffe Physico-technical Institute, Russian Academy of Sciences. Epitaxial single-crystalline films of AlInAs/InAs/AlInAs InGaAs/GaAs/InGaAs and

AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs with InAs and GaAs nanolayers were grown by MOVPE on InP (100) substrates doped with sulphur providing concentration about $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Growth rate was of about 2.5 mcm/sec, the ratio of V/III was 50, while for growing of the “dots” the rate of growth was 2.5 Å/min and the ratio of V/III was of 200. The temperature of growth was about 725 C. Atomic composition of epitaxial films was determined by X-ray microanalysis. The technological data on the thickness of the epitaxial layers of the multilayered heterostructures determined from microanalysis are listed in Table 1. The lattice reflectance spectra of the heterostructures to be studied were recorded at room temperature in the range from 200 to 600 cm^{-1} with the use of a Sprecord-82M IR spectrometer connected to a computer. The resolution of the spectrometer was 1 cm^{-1} .

Table 1. Composition of the heterostructures and epitaxial layer thickness.

Sample	Composition of heterostructures	Thickness of epitaxial layers on InP (100) (ML – monolayer)
EM825	AlInAs/InAs/AlInAs/InP (100)	0.2 μ /6ML/0.4 μ
EM830	AlInAs/InAs/AlInAs/InP (100)	0.2 μ /8ML/0.4 μ
EM863	InGaAs/GaAs/InGaAs/InP (100)	0.2 μ /8ML/0.6 μ
EM864	InGaAs/GaAs/InGaAs/InP (100)	0.2 μ /12ML/0.6 μ
EM884	AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs/InP (100)	0.2 μ /300Å/8ML/300Å/0.4 μ
EM959	AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs/InP (100)	0.2 μ /100Å/8ML/100Å/0.4 μ

IR-reflection spectra of the multi-layered epitaxial structures

IR-reflection spectra of lattice vibrations from the multi-layer epitaxial structures of AlInAs/InAs/AlInAs/InP (100) with InAs quantum dots contain three different basic modes of vibrations: In – As, Al – As and In – P. Dispersion analysis demonstrates that with an increase of the number of InAs monolayers (from 6 to 8) LO-mode of Al – As vibrations considerably changes its position (from 397 to 416 cm⁻¹) and LO-mode of In – As vibrations also considerably changes its position (from 233 to 246 cm⁻¹) (Table.2). All other LO and TO modes of the main vibrations change quite insignificantly. IR reflection spectra for heterostructures of InGaAs/GaAs/InGaAs/InP (100) with GaAs quantum dots also include three basic vibration modes: In – As, Ga – As and In – P. Analysis of the spectra demonstrated insignificant changes for TO and LO vibration modes (Table.2). However, one should note that the mode of vibrations for InAs is splitted and there appears a fine structure for this mode. Analysis of the IR

reflection spectra of multilayer heterostructures of AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs/InP (100) with w-grooves demonstrates that they include three basic modes of vibrations: In – As, Al – As and In – P. Fourth Ga – As mode of vibrations is not in fact observed and it is active only in the spectrum with less thickness of adjacent InGaAs layers (100 Å). As for the frequencies of TO and LO basic modes for all of vibrations they do not practically change except for the frequency of Al – As LO mode which considerably changes its position with a decrease of the thickness of InGaAs layer (from 386 to 370 cm⁻¹) (Table.2). Moreover, the splitting of In – As mode takes place just as in the spectra of heterostructures with GaAs layers. Besides, in the process of dispersion analysis for all samples of the multi-layered heterostructures the frequencies of plasmon vibrations were determined as well as characteristic life times of plasmons arising in the single-crystalline substrates of InP (100). The obtained results are presented in Table 2.

Table.2. Frequencies of basic TO and LO vibration modes in the spectra of multilayered epitaxial heterostructures. Frequencies and characteristic life times of plasmons in the single-crystalline substrates of InP (100).

Sample	Composition of film of heterostructures	Plasmon modes, sm ⁻¹		TO/LO frequencies of basic modes, sm ⁻¹		
		ω_p	τ , sec.	In-As	Ga-As	Al-As
EM825	AlInAs/InAs/AlInAs/	305	$8 \cdot 10^{-14}$	227/ 233		351/ 386
EM830	AlInAs/InAs/AlInAs	310	$8.3 \cdot 10^{-14}$	228/ 246		353/ 399
EM863	InGaAs/GaAs/InGaAs	320	$1.84 \cdot 10^{-12}$	227/ 238	252/ 260	
EM864	InGaAs/GaAs/InGaAs	320	$1.51 \cdot 10^{-12}$	225/ 231	255/ 266	
EM884	AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs	300	$2 \cdot 10^{-14}$	220/ 249	257/ -	347/ 386
EM959	AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs	300	$2 \cdot 10^{-14}$	225/ 245	257/ -	350/ 370

Analysis of the obtained data allows to make a conclusion that the change (increase) of LO modes of Al – As vibrations in heterostructures AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs/InP (100) with an increase of the number of embedded InAs layers the stresses in the adjacent layers of InGaAs π AlInAs also increase due to the difference in lattice parameters ($a_{\text{AlInAs}} < a_{\text{InAs}}$). Decrease of LO modes of Al – As vibrations in the spectra of the structures with embedded GaAs layers is due to the fact that at the decrease of thickness of InGaAs layer and, hence, mismatch of lattice parameters in the layers ($a_{\text{AlInAs}} < a_{\text{InGaAs}} < a_{\text{GaAs}}$) AlInAs layer is subjected to rather high compression tensions.

Appearance of the fine structure for In – As mode in the structures with GaAs embedded layers occurs since GaAs monolayers result in stretching tensions in the layers of InGaAs thus leading to separation of AlGaAs alloys and localizing of the optic phonons in these alloys as it takes place in the case of superlattices.

Acknowledgments

The financial support of the RFFI (project № 06-02-96313-r_centra) is acknowledged.

Лазерные диоды с широким плоским спектром волноводного усиления в диапазоне 1–3 мкм

И. С. Манак, Д. В. Ушаков, В. С. Белявский

Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030 Минск, Беларусь
e-mail: manak@bsu.by

Для создания высокоэффективных систем волоконно-оптической связи и передачи информации, мониторинга окружающей среды и прецизионной светодальнометрии требуются лазерные диоды, перекрывающие диапазон длин волн 1–3 мкм. Наибольшие перспективы при решении поставленных выше задач имеют инжекционные лазеры на многослойных асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах на основе четверных соединений GaInPAs и GaInAsSb, в которых можно получить широкий спектр волноводного усиления и реализовать оптические модули с разнесенными частотами генерации и одинаковой мощностью генерируемого излучения.

Известно, что спектр пропускания атмосферы имеет окна прозрачности в диапазонах 1.2–1.3; 1.55–1.7 и 2–2.3 мкм, а также достаточно эффективные полосы прозрачности на длинах волн 2.3–2.5 и 2.85–3 мкм [1]. С другой стороны коэффициент затухания лазерного излучения в кварцевом волокне на длине волны $\lambda=1.27$ мкм порядка 0.2 дБ/нм, а германатное стекло GeO_2 , легированное окислом сурьмы Sb_2O_3 и не содержащее примесей гидроксила OH, ионов переходных металлов и других сторонних примесей обеспечивает в интервале длин волн 1.8–2.5 мкм светоослабление линии 0.1 дБ/нм [2]. Эти обстоятельства необходимо учитывать при проектировании двухчастотных оптических модулей в диапазоне 1–3 мкм на основе соединений GaInPAs и GaInAsSb.

В квантоворазмерных гетероструктурах длина волны, соответствующая излучательным межзонным переходам, зависит от толщины и компонентного состава активных и барьерных слоев. Поэтому в асимметричных многослойных гетероструктурах квантовые ямы, отличающиеся шириной и компонентным составом, усиливают излучение в разных диапазонах длин волн. Следовательно, суммарный спектр усиления многослойной гетероструктуры с неодинаковыми активными квантоворазмерными слоями может охватывать достаточно широкий диапазон длин волн.

На примере соединений AlGaAs/GaAs ранее было показано, что существует несколько способов получения асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур [3, 4]. Активные слои структуры могут отличаться толщиной, компонентным составом,

порядком размещения относительно друг друга и эмиттеров.

В данной работе проанализированы спектры усиления структур на основе четверных соединений GaInPAs и GaInAsSb и показана возможность реализации в них широкого плоского спектра волноводного усиления. В случае первого из соединений расчеты проведены для асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с четырьмя квантовыми ямами различной толщины, генерирующей в полосе 1.3–1.5 мкм. Роль барьерных слоев выполняло соединение $\text{InP}_{0.84}\text{As}_{0.16}$, а квантовые ямы состояли из материала $\text{Ga}_{0.32}\text{In}_{0.68}\text{P}_{0.12}\text{As}_{0.88}$. Параметры активных и барьерных слоев подбирались в соответствии с рис. 1 [5] так, чтобы согласовались постоянные решетки, был прямой полупроводник и ширина запрещенной зоны соответствовала межзонным переходам в диапазоне 1.3–1.5 мкм.

Для данных квантоворазмерных гетероструктур при расчете зонной энергетической диаграммы необходимо

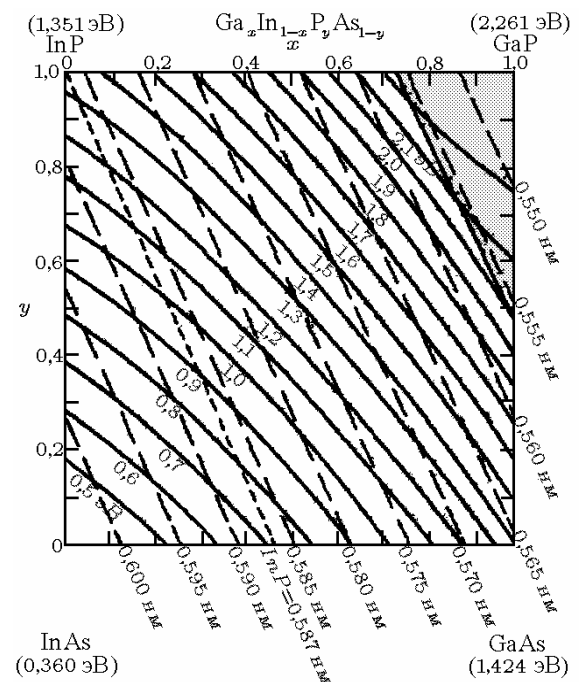


Рис. 1 Плоскость составов x - y для $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ при 300 К. Сплошные и штриховые линии соответствуют изоэнергетическим и изопериодическим составам соответственно.

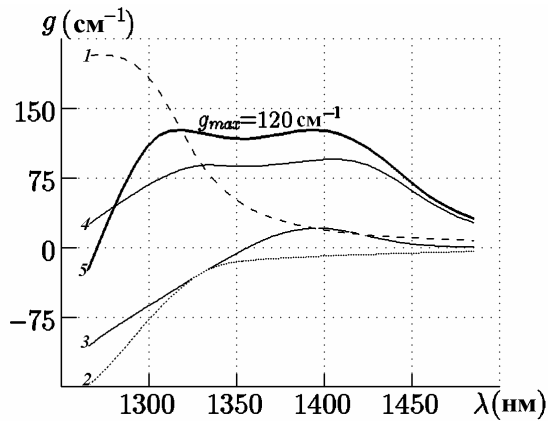


Рис. 2 Спектры усиления g ТЕ-моды для квантовых ям с толщинами $d = 4$ (1), 5 (2), 9 (3) и 14 нм (4), а также суммарный спектр усиления (5) асимметричной многослойной гетероструктуры. $\Delta F = 1.045$ (1), 0.940 (2), 0.923 (3) и 0.99(4) эВ.

учитывать эффект смещения дырочных состояний. Поэтому уровни энергии и волновые функции валентной зоны рассчитывались в приближении четырехзонного kp -метода [6].

В данной работе рассмотрены характеристики гетероструктур с квантовыми ямами разной ширины. Активная область гетероструктуры состояла из четырех квантовых ям шириной $d_1 = 4$ нм, $d_2 = 5$ нм, $d_3 = 9$ нм и $d_4 = 14$ нм. Квантовые ямы подобраны таким образом, чтобы длины волн оптических переходов электронов на уровни тяжелых и легких дырок в разных квантовых ямах были немного разнесены и перекрывали желаемый диапазон длин волн.

В работе проведена оптимизация уровней возбуждения квантовых ям различной толщины с целью получения широкого и практически плоского суммарного спектра волноводного усиления. Результаты расчетов спектров усиления ТЕ-моды представлены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, широкая квантовая яма усиливает в области 1.4 мкм, а узкие – в области 1.3 мкм. Численные расчеты показывают, что для получения широкого и плоского спектра усиления необходимо, чтобы одна узкая квантовая яма усиливала, а вторая – поглощала. Для ТЕ-моды усиливающей является яма толщиной 4 нм, а поглощающей – 5 нм. Квантовая яма толщиной 9 нм служит для увеличения суммарного коэффициента усиления гетероструктуры в области 1.35–1.37 мкм. Расчеты показывают, что ширина спектра усиления с практически постоянным максимальным значением превышает 100 нм в области 1.3–1.4 мкм.

Аналогично можно подобрать толщины квантовых ям и уровней возбуждения для полупроводниковых гетероструктур на основе узкозонных соединений на GaInAsSb.

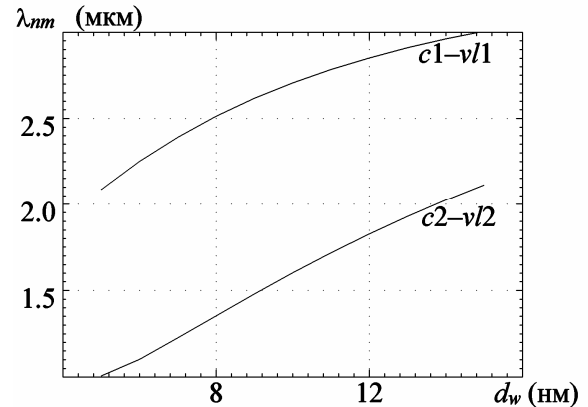


Рис. 3 Длины волн оптических переходов между уровнями электронов и легких дырок λ_{nm} в зависимости от толщины квантовой ямы d_w .

Как видно из рис. 3, используя квантовые ямы с шириной от 5 до 15 нм, длины волн основных оптических переходов лежат в интервале 2–3 мкм. Однако диапазон излучаемых длин волн будет меньше из-за сильного влияния поглощения света свободными носителями.

Таким образом, при использовании асимметричных многослойных квантово-размерных гетероструктур на основе четверных соединений GaInPAs и GaInAsSb с неоднородно возбужденными активными слоями, отличающимися толщиной, возможно получить широкий и практически плоский спектр волноводного усиления в ближнем ИК диапазоне.

Инжекционные лазеры на основе соединений AlGaAs GaInPAs и GaInAsSb с широким плоским спектром волноводного усиления позволяют реализовать двухчастотные модули в случае стыковки их с волоконном, в котором нарезаны две брэгговские решетки, либо непрерывно перестраиваемые в широкой полосе частот излучатели при использовании внешних дисперсионных элементов.

Работа выполнена при поддержке ГКПНИ “Фотоника” и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

- [1] Справочник по лазерам/ Под ред. А.М. Прохорова. В 2-х томах. Т. I.—М.: Сов. радио, 1978. 504 с.
- [2] ВЛОС Волоконно оптические линии связи/ Под ред. С.В. Свечникова и Л.М. Андрущенко. Киев. «Тэхніка» 1988. 240 с.
- [3] Kononenko, V.K., Manak, I.S., Nalivko, S.V., Spectrochimica Acta. Part A, **55**, 2091 (1999).
- [4] Manak, I.S., Kononenko, V.K., Nalivko, S.V., Physics and chemistry of solid state, **6**, 666 (2005).
- [5] Кейси, Х., Паниш, М., Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. 364 с.
- [6] Наливко, С. В., Манак, И. С., Чиж, А. Л., Литовский физический журнал, **39**, 365 (1999).

Поглощение и эмиссия излучения терагерцового диапазона в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Д.А.Фирсов¹, Л.Е.Воробьев¹, В.А.Шалыгин¹, В.Ю.Паневин¹,
А.Н.Софронов¹, С.Д.Ганичев², С.Н.Данилов², А.А.Андрианов³,
А.О.Захарьин³, А.Е.Жуков³, В.С.Михрин³, А.П.Васильев³

¹С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург

²University of Regensburg, Regensburg, Germany

³Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург
e-mail dmfir@rphf.spbstu.ru

Исследование оптических переходов носителей заряда в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах представляет интерес с точки зрения разработки новых твердотельных источников и приемников излучения терагерцового (ТГц) диапазона. Использование резонансных состояний примеси, которые могут возникать при понижении симметрии системы из-за наличия механических напряжений, уже привело к созданию таких источников [1,2]. Однако возникновение резонансных состояний примеси может быть связано не только с механическими напряжениями, но и с размерным квантованием (см., например, [3,4]). В настоящей работе исследуется эмиссия ТГц излучения в структурах с квантовыми ямами (КЯ) GaAs/AlGaAs, в которых присутствуют резонансные состояния донорной примеси. Для разработки оптоэлектронных приборов ТГц диапазона (лазеров, детекторов) также необходима информация о поглощении излучения. В работе представлены результаты исследования поглощения ТГц излучения в равновесных условиях и при разогреве электронов продольным электрическим полем в структурах с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

Структура 7-204 для исследования эмиссии ТГц излучения содержала 200 периодов прямоугольных КЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 30 нм, центральная часть которых была легирована кремнием, поверхностная концентрация примеси составляла $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поглощение излучения исследовалось в структуре 6-174, содержащей 100 пар туннельно-связанных КЯ GaAs/Al_{0.36}Ga_{0.64}As. Каждая пара состояла из КЯ шириной 6.8 и 4.8 нм, разделенных барьером шириной 1.5 нм. КЯ были однородно легированы, поверхностная концентрация примеси составляла $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Использовалась многопроходная геометрия образца, что увеличивало длину оптического пути и позволяло изучать поглощение излучения различной поляризации.

Спектры спонтанного излучения были получены с помощью *step scan* Фурье-спектрометра, описанного в [5]. Источником

излучения при исследовании поглощения служил молекулярный лазер непрерывного действия с длиной волны излучения 118 мкм (энергия кванта 10.5 мэВ) и мощностью излучения около 10 мВт.

Согласно расчетам, расстояние между первой и второй подзонами размерного квантования в структуре 7-204 составляет 15 мэВ, а возбужденное состояние примеси $2p_z$ попадает в диапазон энергий, соответствующий первой подзоне, т.е. является резонансным. При гелиевых температурах значительная часть электронов находится в основном состоянии примеси. Внешнее электрическое поле приводит к примесному пробую, электроны оказываются в первой подзоне размерного квантования и могут быть захвачены во вторую подзону и на резонансное состояние. В таких условиях возможно наблюдение излучения ТГц диапазона, связанного как с межподзонными переходами, так и с переходами электронов между резонансным и локализованными состояниями.

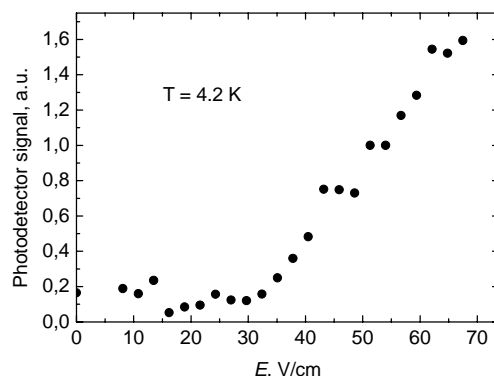


Рис. 1. Зависимость интегрального сигнала электролюминесценции в ТГц диапазоне в образце 7-204.

Было обнаружено и исследовано терагерцовое излучение в электрическом поле при температуре 4.2 К. Это излучение имело пороговый характер и наблюдалось в полях, соответствующих пробую примеси. Начальный участок зависимости интенсивности излучения от приложенного напряжения приведен на рис. 1.

В полях, превышающих 190 В/см в образце возникали неустойчивости, обусловленные образованием акустоэлектрических доменов, при этом зависимость интенсивности излучения от приложенного поля насыщалась.

Спектр излучения, измеренный на начальном участке характеристики и представленный на рис. 2, хорошо коррелирует со спектром поглощения аналогичных структур [7]. Спектральное положение полосы излучения позволяет считать, что излучение может быть связано с переходами электронов между подзонами размерного квантования 2-1, 3-2 и между резонансными и локализованными состояниями примеси $2p_z-2s$, $2p_z-1s$, а также с переходами $2p_{xy}-1s$ и $1-1s$.

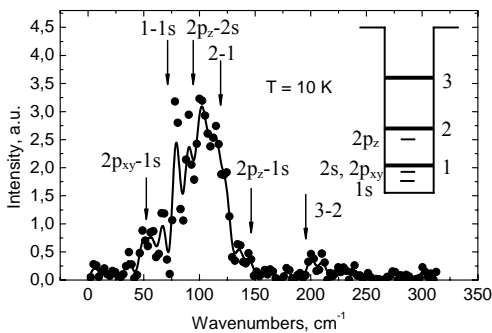


Рис. 2. Фурье-спектр электролюминесценции в образце 7-204, измеренный в электрическом поле $E = 34$ В/см. Регистрировалось излучение с поверхности структуры. На вставке приведена схема уровней. Стрелки соответствуют рассчитанным энергиям переходов [7].

В структуре 6-174 было исследовано поглощение поляризованного лазерного ТГц излучения. Расстояние между первой и второй подзонами размерного квантования в данной структуре составляет около 38 мэВ, т.о. поглощение излучения с энергией кванта 10.5 мэВ возможно только при непрямых внутриподзонных переходах электронов первой подзоны с рассеянием на примесях и фонах. Были исследованы температурная зависимость равновесного поглощения ТГц излучения и зависимость изменения поглощения (модуляция) в продольном электрическом поле. На рис. 3 представлены результаты модуляционных экспериментов.

При низкой температуре основным механизмом рассеяния, дающим вклад во внутриподзонное поглощение света, является рассеяние на ионизованных атомах примеси. Уменьшение поглощения с электрическим полем в слабых полях может быть связано с разогревом электронов, который приводит к уменьшению вероятности примесного рассеяния. С ростом электронной температуры доминирующим механизмом рассеяния становится рассеяние на фонах, которое увеличивается с ростом средней энергии электронов. Такой сменой

механизма рассеяния может быть объяснен рост коэффициента поглощения с полем в более сильных электрических полях. Уменьшение поглощения ТГц излучения в квантовых ямах в продольном электрическом поле также наблюдалось в работе [6].

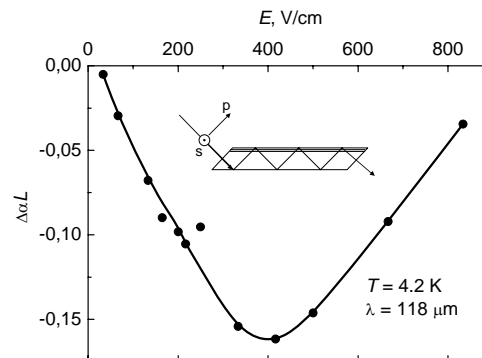


Рис. 3. Изменение поглощения ТГц излучения в продольном электрическом поле в образце 6-174 для света s-поляризации (α - коэффициент поглощения, L - длина оптического пути). На вставке показана схема эксперимента.

Температурная зависимость равновесного поглощения ТГц излучения хорошо согласуется с результатами модуляционных исследований - при увеличении температуры от 4.2 до 80 К коэффициент равновесного поглощения уменьшается, при дальнейшем увеличении температуры до 300 К поглощение растет.

Работа поддержана грантами РФФИ (05-02-17225, 05-02-17770) и Министерства образования и науки РФ.

- [1] Алтухов И. В., Каган М. С., Королев К. А., Синис В. П., Письма в ЖЭТФ **59**, 455 (1994)
- [2] Altukhov I. V., Chirkova E. G., Sinis V. P., Kagan M. S., Gousev Yu. P., Thomas S. G., Wang K. L., Odnoblyudov M. A., Yassievich I. N., Appl. Phys. Lett. **79**, 3909 (2001).
- [3] Blom A., Odnoblyudov M. A., Yassievich I. N., Chao K.-A., Phys. Rev. **B 68**, 165338 (2003).
- [4] Bekin N. A., Semiconductors **39**, 439 (2005)
- [5] Andrianov A. V., Zakhar'in A. O., Yassievich I. N., Zivov'ev N. N., JETP Letters **79**, 365 (2004).
- [6] Towe E., Vorobjev L. E., Danilov S. N., Kochegarov Yu. V., Firsov D. A., Donetsky D. V., Appl. Phys. Lett. **75**, 2930 (1999).
- [7] Helm M., Peeters F. M., DeRosa F., Colas E., Harbison J. P., Florez L. T., Phys. Rev. **B 43**, 13983 (1999).

Образование и свойства спиновоупорядоченных наноструктур вблизи перехода изолятор – металл в легированных немагнитных полупроводниках

А.Г.Забродский, А.И.Вейнгер

Физико-технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, С.-Петербург, Россия
e-mail: andrei.zabrodskii@mail.ioffe.ru

Введение.

Полупроводники n-типа, легированные мелкими немагнитными примесями, обыкновенно являются парамагнетиками за счет того, что в каждом из нейтральных доноров имеется один связанный электрон, обладающий собственным магнитным моментом (спином) [1]. По мере увеличения концентрации доноров увеличивается степень перекрытия электронных волновых функций соседних состояний, примесный уровень превращается в примесную зону, которая определяет проводимость легированного полупроводника при низких температурах [2]. При достаточно высокой концентрации доноров и электронов $n = n_c$ происходит фазовый переход изолятор – металл (ИМ). (n_c – критическая концентрация для фазового перехода.)

С другой стороны, рост концентрации доноров приводит к взаимодействию спинов, которое отражается в изменении спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Уже задолго до перехода ИМ исчезает сверхтонкая структура. При переходе ИМ парамагнетизм Кюри сменяется парамагнетизмом Паули [3]. При этом ослабляется температурная зависимость сигнала ЭПР. В своих более ранних исследованиях [4] мы обнаружили эффект резкого уменьшения извлекаемой из ЭПР плотности одиночных спинов в критической области перехода ИМ. В металлическом состоянии плотность спинов оставалась много меньше концентрации доноров. На изоляторной стороне обнаруженный эффект был объяснен возникновением вблизи перехода антиферромагнитно связанных пар [5], что однако, требовало дополнительного исследования

Результаты этого исследования приводятся в настоящем сообщении на примере системы Ge:As как некомпенсированного, так и слабо компенсированного с последующим расширением на случай высоких компенсаций и обобщением на ряд других систем (4H-SiC:N, 6H-SiC:N).

Методика экспериментов и образцы.

В основе выводов лежал спектров ЭПР мелких доноров As в Ge. Для изменения спектров использовался ЭПР спектрометр E-

112 “Varian”, работающий на частоте 10 ГГц, с криостатом ESR-9 “Oxford Instruments”, что позволяло записывать спектры в широком диапазоне температур от 3.2 К до 300 К.

Исследовались две серии образцов Ge:As: серия некомпенсированных образцов с концентрациями 1 - $2 \cdot 10^{16}$, 2 - $1 \cdot 10^{17}$, 3 - $3.58 \cdot 10^{17}$ и 4 - $5.75 \cdot 10^{17}$ см^{-3} , и серия образцов, исходно легированных As и компенсированных введением трансмутационной акцепторной примеси Ga в ходе нейтронного легирования. При этом компенсация образцов увеличивалась от $K = 0$ до $K = 0.8$, а электронная концентрация уменьшалась от $3.6 \cdot 10^{17}$ см^{-3} до $1 \cdot 10^{17}$ см^{-3} . Для Ge $n_c = 3.7 \cdot 10^{17}$ см^{-3} .

Изменение спектра ЭПР в области фазового перехода ИМ.

В сильно локализованном изоляторном состоянии спектры регистрировались только при $T \leq 10$ К. Однако, с приближением к переходу ИМ высокотемпературная граница диапазона регистрации спектров возрастала до 100 К. В целом, область наблюдения ЭПР соответствует области проводимости по примесям или существованию связанного состояния электрона на доноре As.

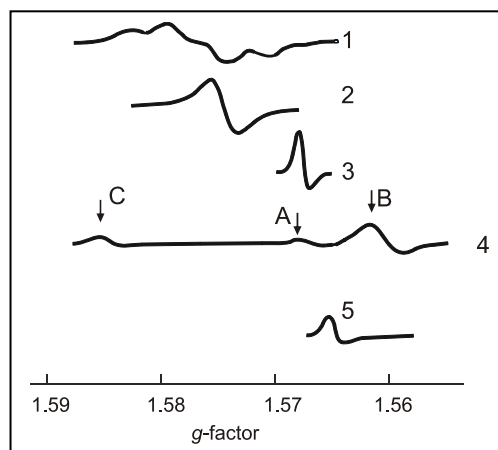


Рис.1. Изменение спектра ЭПР при увеличении концентрации доноров в некомпенсированном Ge:As; n , 10^{17} см^{-3} : 1 – 0.2, 2 – 1, 3, 4 – 3.58, 5 – 5.75; (1, 2, 3, 5 – $H \parallel [100]$; 4 – $H \parallel [100]$); $T = 3.2$ К.

Из рис. 1 видно, во-первых, что как отмечено выше, уже при $n \ll n_c$ происходит

исчезновение сверхтонкой структуры (ср. кривые 1 и 2). Во-вторых, с ростом концентрации доноров уменьшается g-фактор, связанный с резонансным магнитным полем через условие резонанса:

$$h\nu = g\beta H, \quad (1)$$

где $\nu = 10\text{ГГц}$ - частота внешнего переменного магнитного поля, β - магнетон Бора, g - g-фактор, H - резонансное магнитное поле.

Кроме того, вблизи критической для перехода ИМ концентрации спектр становится анизотропным. Он состоит из трех линий, одна из которых (А) не смещается при повороте образца, а две другие (В) и (С) движутся в "противофазе": если (В) смещается в сильные поля, то (С) - в слабые, и наоборот.

Резкое снижение плотности одиночных спинов с приближением к переходу ИМ.

ЭПР позволяет из измеряемой величины резонансного спинового поглощения определить концентрацию одиночных спинов. Рис. 2 показывает полученные результаты для образцов Ge:As. Видно, что в изоляторном состоянии вдали от перехода ИМ плотность спинов совпадает с концентрацией доноров. Однако, при приближении к переходу она начинает быстро уменьшаться и вблизи перехода ИМ становится много меньше концентрации электронов [5]. Этот эффект был объяснен обменным связыванием пар противоположно ориентированных спинов на ближайших донорах. Другими словами, речь шла о возникновении антиферромагнитно упорядоченных пар спинов.

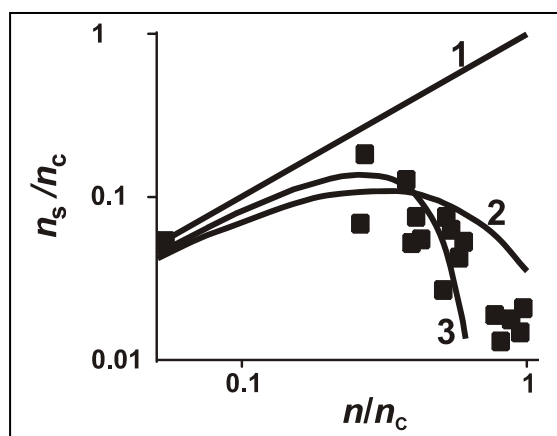


Рис.2. Концентрационные зависимости плотности одиночных спинов n_s в Ge:As при $T = 3.2\text{ К}$. Кривая 1 - асимптота $n_s = n$; 2 - зависимость (2), 3 - зависимость (2) с заменой величины R_C на радиус локализации.

При хаотическом распределении спинов их антиферромагнитно связанная часть соответствует концентрации спинов в парах n_p с расстояниями между спинами меньше некоторого критического R_C :

$$n_p = n [1 - \exp(-4\pi R_C^3 n/3)]; \quad n_s = n - n_p \quad (2)$$

Сравнение с экспериментом на рис.2 показывает, что величина R_C возрастает с приближением к точке перехода ИМ, что может объясняться эффектом делокализации. В предельном случае в (2) вместо R_C следовало бы использовать величину радиуса локализации (кривая 3 на рис.2).

Тем не менее, предположение об антиферромагнитном связывании требовало своего подтверждения. Речь идет о наблюдении закона Кюри - Вейсса в образцах Ge:As.

Антиферромагнетизм слабо локализованной изоляторной фазы

Наши эксперименты [7] подтверждают, что система Ge:As подчиняется закону Кюри - Вейсса:

$$\chi = C/(T + \Theta) \text{ или } 1/\chi = (T + \Theta)/C, \quad (3)$$

где $C = n_s\beta^2/k$ - n_s - концентрация одиночных спинов, β - магнетон Бора, k - постоянная Больцмана.

На рис. 3 показаны зависимости $1/\chi$ для двух образцов Ge:As, иллюстрирующие тот факт, что несильно компенсированные образцы обладают антиферромагнетизмом ($\Theta < 0$), а сильно компенсированные оказываются парамагнитными.

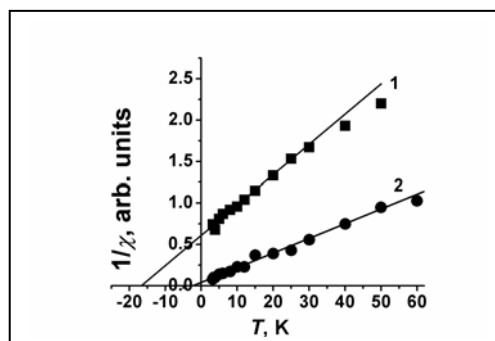


Рис.3. Температурная зависимость $1/\chi$ для образцов Ge:As: 1 - некомпенсированного $n = 3.58 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$, 2 - компенсированного $n = 1.95 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$, $K = 0.56$.

Результаты определения параметра Θ как функции компенсации для системы Ge:As приведены на рис.4. Видно, что в измеряемом диапазоне температур антиферромагнетизм проявляется только в области, прилегающей к переходу ИМ ($K < 0.5$). Это означает, что компенсация разрушает антиферромагнитные пары.

Температурные зависимости плотности спиновых пар

Температурные зависимости плотности одиночных спинов показаны на рис.5. Видно, что для тех образцов, которые показывают

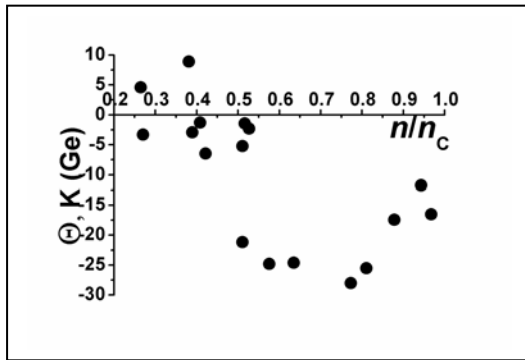


Рис.4. Зависимость параметра Θ от концентрации n компенсированных и некомпенсированных электронов в образцах Ge:As.

наличие антиферромагнетизма, они хорошо описываются характерной формулой для распределения связанных пар в случае флуктуаций спиновой плотности:

$$n_s = n_{s0} [1 - \exp(-T/T_0)], \quad (4)$$

где n_{s0} – полная концентрация спинов, T_0 – константа, характеризующая энергию связи в парах.

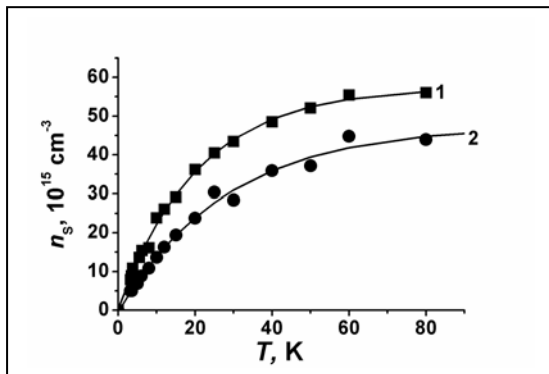


Рис.5. Температурные зависимости спиновой плотности для образцов Ge:As – некомпенсированного ($n = 3.58 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ - 1) и слабо компенсированного ($n = 3.25 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $K = 0.14$ - 2)

Эта зависимость отражает свойство системы одиночных спинов полностью связываться в антиферромагнитные пары при температуре абсолютного нуля. При высоких температурах плотность одиночных спинов достигает своего максимального значения n_{s0} . На опыте вблизи фазового перехода ИМ это значение оказывается всегда меньше концентрации электронов. По-видимому, причиной этого является то, что часть электронов находятся уже в металлическом состоянии и характеризуется слабым (паулиевским) парамагнетизмом.

Как следует из рис.5 и формулы (4), распределение антиферромагнитных пар по энергиям является экспоненциальным:

$$n_p = n_{p0} \exp(-T/T_0). \quad (5)$$

Зависимость T_0 от концентрации электронов представлена на рис.6.

Как видно из рисунка, с ростом расстояния между донорами вследствие компенсации, характеристическая энергия связи пар увеличивается, что противоречит простому соображению о том, что в этом случае обменное взаимодействие уменьшается, и характеристическая энергия связи должна уменьшаться. По-видимому, в этом случае решающую роль играет компенсация. Действительно, аналогичные эксперименты, проведенные для 4H-SiC:N, в котором степень компенсации не изменялась, показывают, что с уменьшением концентрации доноров, характеристическая энергия связи уменьшается.

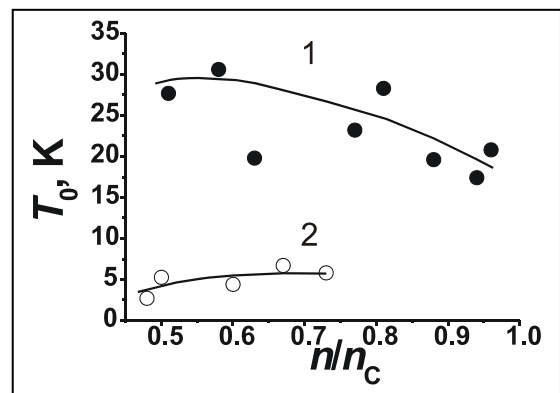


Рис.6. Концентрационная зависимость константы T_0 для Ge - 1 и для 4H-SiC:N - 2.

Причина возникновения анизотропии g-фактора вблизи перехода ИМ – локальное одноосное сжатие

Угловая зависимость положения резонансных линий для образца с $n = 3.58 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ представлена на рис.7. Точками указаны экспериментально полученные значения резонансных полей, а сплошными линиями – стандартная зависимость для анизотропного g-фактора:

$$g^2 = g_{\perp}^2 \sin^2 \varphi + g_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi. \quad (6)$$

где g_{\perp} и g_{\parallel} - наблюдаемые перпендикулярное (совпадающее с [110]) и параллельное (совпадающее с [100]) значения g-фактора, угол φ отсчитывается от [100].

Природу эффекта можно попытаться прояснить, сопоставляя рис.7 с результатами исследования ЭПР в слабо легированном одноосно сжатом Ge:As [6].

Оказалось, что вид спектра ЭПР (спектр 4 на рис.1) соответствует спектру As в слабо легированном образце при одноосном его сжатии вдоль оси [110]. Таким образом, можно предполагать, что в сильно легированном образце 3 возникают внутренние напряжения,

направленные вдоль осей [110], которые приводят к анизотропии спектра ЭПР.

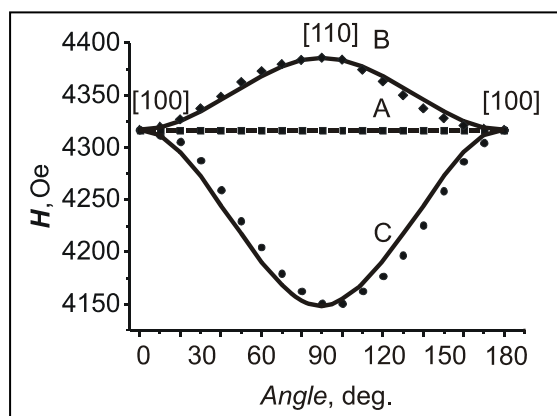


Рис.7. Зависимость положения резонансных линий А, В и С от угла между магнитным полем и направлением [100] для образца с $n = 3.58 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 3.2 К.

Как известно, волновая функция донорного электрона в Ge имеет сложный вид. Она состоит из четырех пересекающихся “блинов”, оси высокой симметрии которых направлены вдоль [111]. Оси [110] соответствуют наименьшей компоненте анизотропной эффективной массы в n-Ge. В результате этого обменное взаимодействие донорных электронов вдоль оси [110] оказывается гораздо сильнее, чем вдоль других. Это вызывает локальное сжатие решетки кристалла вдоль одной из осей [110], которое, на наш взгляд, и приводит к соответствующей анизотропии спектра ЭПР.

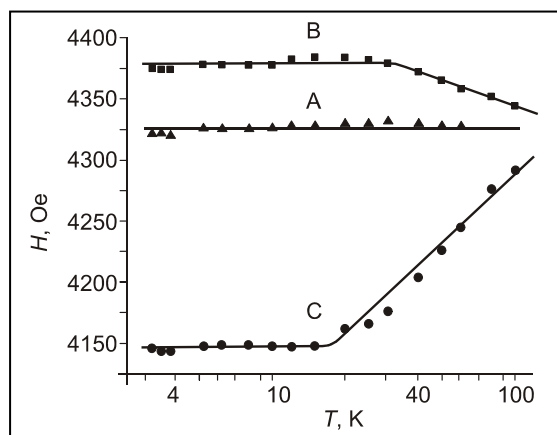


Рис.8. Температурная зависимость положения резонансных линий в некомпенсированном образце $n = 3.58 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при направлении магнитного поля вдоль [110].

Количественное сравнение с расщеплением спектра, наблюдавшимся в [6], показывает, что величина давления, вызывающая расщепление в нашем случае, имеет величину порядка 1 кГ/мм^2 . Отметим, что

в наших образцах отсутствует выделенная ось внутреннего давления, и все направления [110] равновероятны. Это приводит к разбиению образца на нанодомены с характерными размерами порядка $r \approx n^{-1/3} \approx 10^{-6} \text{ см}$ и различными направлениями деформации вдоль одной из осей [110]. Вследствие достаточно большого значения спиновой концентрации распределение обменно взаимодействующих пар по расстояниям достаточно резкое, и сжатие оказывается одинаковым по величине по всему образцу, что обуславливает малую наблюдаемую ширину линии. Следует отметить, что компенсация уменьшает расщепление спектра, так что уже при $K = 0.25$ его анизотропия исчезает, и все внутренние напряжения оказываются снятыми.

Анизотропия спектра уменьшается с ростом температуры (см. рис.8), и исчезает при $T \approx 150 \text{ К}$. (Это примерно вдвое ниже температуры Дебая.)

Выводы

1. Уменьшение спиновой плотности в изоляторном состоянии электронного полупроводника вблизи фазового перехода ИМ связано с образованием антиферромагнитно связанных пар за счет обменного взаимодействия.
2. В этом случае выполняется закон Кюри – Вейсса и концентрация одиночных спинов увеличивается с ростом температуры, стремясь к насыщению.
3. Анизотропия обменного взаимодействия в германии приводит к возникновению локальной одноосной деформации вдоль одной из осей [110] и разбиению образца на нанодомены, отличающиеся направлением оси деформации.

[1] Дж. Людвиг, Г.Вудбери. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. Москва, Мир, 1964.

[2] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Москва, Наука, 1979.

[3] K.Morigaki, S.Moekava. J. Phys. Soc. Jpn. **32**, 462 (1972).

[4] А.И.Вейнгер, А.Г.Забродский, Т.В.Тиснек. ФТП **34**, 46, (2000).

[5] A.G.Zabrodskii. Phys. Stat. Sol. (b), **241**, 33, (2004).

[6] D.K.Wilson. Phys. Rev. **134**, A265 (1964)

[7] A.I.Veinger, A.G.Zabrodskii, T.V.Tisnek et al. Phys. Stat. Sol. **C3**, 347, (2006).

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Dziomba Thorsten

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) –
The German National Metrology Institute
+49 531 592-5122
Thorsten.Dziomba@ptb.de
Bundesallee 100 38116 Braunschweig Germany

Kharintsev Sergey Sergeevich

Kazan State University, Russia Eindhoven
University of Technology
+31 40 247 3331
S.Kharintsev@tue.nl
Den Dolech 2 Helix, STO 2.32 P.O. Box 513
5600 MB Eindhoven The Netherlands

Pistol Mats-Erik

Lund university
+46 46 222 04 28
mats-erik.pistol@ff.lth.se
Solid State Physics, box 118, S 221 00 Lund,
Sweden

Ryndyk Dmitry A.

Institute for Theoretical Physics University of
Regensburg
+49 9419432020
dmitry.ryndyk@physik.uni-regensburg.de
Universitätsstraße 31 D-93053 Regensburg
Germany

Shanenko Arkady Arkad'evich

Condensed Matter Group, Antwerpen
University
+32 3 265 3305
arkady.shanenko@ua.ac.be
Departement Fysica, Universiteit Antwerpen,
Groenenborgerlaan 171, B-2020, Antwerpen,
Belgium

Агеев Олег Алексеевич

Технологический институт Южного
федерального университета
8634 371611
ageev@fep.tsure.ru
347928 Таганрог, ГСП-17А, пер.
Некрасовский 44

Айнбиндер Роман Михайлович

Нижегородский Государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 185214
romain@inbox.ru
Н.Новгород, ул. Ижорская, д. 40, кв. 52

Аксенов Александр Игоревич

ЗАО «НТ-МДТ»
axenov@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+234
aleshkin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Андреев Борис Александрович

Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
boris@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Андронов Александр Александрович

Институт физики микроструктур РАН
andron@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Анкудинов Александр Витальевич

Физико-технический институт им.
А.Ф. Иоффе РАН
812 2927317
alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул.
Политехническая, 26

Антонов Дмитрий Александрович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского, НОЦ
«Физика твердотельных наноструктур»
8312 658709
antonov@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23, корп. 3

Аронзон Борис Аронович

РНИЦ "Курчатовский институт"
495 1967724
aronzon@mail.ru
123182, Москва

Асеев Александр Леонидович

Институт физики полупроводников СО РАН
3833 333950, +79139106211, +79166973828
aseev@thermo.isp.nsc.ru

Асеев Сергей Анатольевич

Институт спектроскопии РАН
495 3340237
isanfemto@yandex.ru
142190, Моск. обл., Троицк

Афоненко Александр Анатольевич
Белорусский государственный университет
+375 17 2470762
afonenko@bsu.by
220030 Минск, пр. Независимости, 4,
Беларусь

Ахсахалян Арам Давидович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385120
akh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Балыкин Виктор Иванович
Институт спектроскопии РАН
495 3340233, 3340886ф
balykin@isan.troitsk.ru
142190, Троицк, Моск. обл., Россия

Барабаненков Михаил Юрьевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496- 9628074
barab@ipmt-hpm.ac.ru
Россия, Моск. обл., Черноголовка,
ул.Институтская 6

Барышева Мария Михайловна
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313
maria@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Батурина Татьяна Ивановна
Институт физики полупроводников СО РАН
3833 306733
tatbat@isp.nsc.ru
пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090 Новосибирск,
Россия

Бекин Николай Александрович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
nbekin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Белов Алексей Иванович
Научно-исследовательский физико-
технический институт Нижегородского
государственного университета им.
Н.И.Лобачевского
8312 656914
belov@nifti.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.
3

Бельков Василий Валентинович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2929989
bel@epi.ioffe.ru
ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-
Петербург

Беляев Алексей Владимирович
ЗАО «НТ-МДТ»
495 5350305
abel@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Беляков Владимир Алексеевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656255
dragon_bel@mail.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23

Берковиц Владимир Леонидович
Физико-технический институт им. А.Ф.
Иоффе
812 292 73 17
vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru
Политехническая 26, 194021, Санкт-
Петербург

Бессараб Павел Федорович
Санкт-Петербургский Государственный
Университет
+79052729279
van_der_paul@yahoo.co.uk
Петродворец, ул. Ботаническая, д. 64/2,
ком.118

Бирюков Антон Александрович
Научно-исследовательский физико-
технический институт ННГУ
8312 656365
Biryukov@nifti.unn.ru
пр. Гагарина, 23/3 Н.Новгород, Россия
603950

Бурлаков Андрей Анатольевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
andrey@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Моск. обл., Черноголовка,
Институтская ул, 6

Бухараев Анастас Ахметович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
8432 319107
a_bukharaev@kfti.knc.ru
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

Бушуев Владимир Алексеевич
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 939-12-26
vabushuev@yandex.ru
Ленинские горы, 119992 ГСП-2 Москва,
Россия

Быков Виктор Александрович
ЗАО "НТ-МДТ"
495 5352493
vbykov@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Быков Иван Вадимович
ЗАО «НТ-МДТ»
8-926-2224722
ivan_bykov@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Варнаков Сергей Николаевич
Институт физики им. Л.В.Киренского СО
РАН
3912 494556
vsn@iph.krasn.ru
660036, Красноярск, Академгородок

Вдовичев Сергей Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+122
vdovichev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Вейко Вадим Павлович
С.-Петербургский Государственный
университет Информационных технологий,
механики и оптики
812 2333406, 2333406ф
veiko@lastech.ifmo.ru
14 Sablinskaya Str., 197101, St.-Petersburg,
Russia

Винников Лев Яковлевич
Институт физики твердого тела РАН
495 5244421
vinnik@issp.ac.ru
142432 Черногловка, Московской обл.

Винниченко Валерий Юрьевич
Институт проблем технологии
микроэлектроники и обособленных
материалов РАН
496 5244180
valeryur@ipmt-hpm.ac.ru
142432 Черногловка, ул. Институтская, 6

Винокур Валерий Маркович
Argonne National Laboratory
+1 630 252 3765
vinokour@anl.gov
9700 S. Cass Ave, Argonne, IL 60637

Водолазов Денис Юрьевич
Институт физики микроструктур РАН
vodolazov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Водопьянов Борис Петрович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
8342 721154
vodopyanov@kfti.knc.ru
Казань 420029, Сибирский тракт 10/7

Волков Петр Витальевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+209
volkov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Воробьев Леонид Евгеньевич
С.-Петербургский государственный
политехнический университет
812 552 96 71
LVor@rphf.spbstu.ru
195251 С.-Петербург ул. Политехническая,
29

Востоков Николай Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385535+204
vostokov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Вьюрков Владимир Владимирович
Физико-технологический институт РАН
495 129 55 08
vyurkov@ftian.oivta.ru
vyurkov@zmail.ru
Нахимовский просп. 34, Москва, 117218

Гавриленко Владимир Изыславович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385555
gavr@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Ганьшина Елена Александровна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394043
eagan@mail.ru

Гапоненко Николай Васильевич
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники
+375 172-938869, 172-932333ф
nik@nano.bsuir.edu.by
220013 ул. П. Бровки 6, Минск, Беларусь

Гапонов Сергей Викторович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385120
svg@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Гатиятов Руслан Гумарович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
8432 319107
_rous_@mail.ru
Казань, 420029, ул. Сибирский тракт 10/7

Германенко Александр Викторович
НИИ ФПМ Уральского государственного
университета им. А.М.Горького
3433 617436
alexander.germanenko@usu.ru;
620083 Екатеринбург, пр. Ленина 51

Гиваргизов Михаил Евгеньевич
ЗАО научно-исследовательское предприятие
«ВИСКЕР»
495 7395529
m@whisker.ru
ул. Бутлерова, д.17а, комн. 205, Москва,
117342

Голдобин Эдуард Борисович
University of Tuebingen
+49 (7071) 2976320
gold@uni-tuebingen.de
Physikalisches Institut - Experimentalphysik II,
Universitaet Tuebingen, Auf der Morgenstelle
14, 72076 Tuebingen, Germany

Гольденберг Борис Григорьевич
Институт ядерной физики СО РАН
3833 394347
goldenberg@inp.nsk.su
630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева
д.11

Гольцман Григорий Наумович
Московский педагогический
государственный университет
goltzman00@mail.ru

Гончар Игорь Валерьевич
Приднестровский государственный
университет им. Т.Г.Шевченко
+373 533 79 527
unity_ry@rambler.ru
MD-3300 Молдова, Приднестровье,
Тирасполь, ул. 25 Октября, 128.

Гончаров Вадим Викторович
Физико-технический институт им. А. Ф.
Иоффе РАН
+7 921 757-1593
VadimVG2002@mail.ru
194021, Санкт-Петербург, Политехническая
ул., 26

Горай Леонид Иванович
Институт аналитического приборостроения
РАН
812 2518600, 5559368д
lig@skylink.spb.ru
190103, Санкт-Петербург, Рижский пр. 26

Грановский Александр Борисович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394787
granov@magn.ru
119992 Москва Лен Горы

Грибков Борис Александрович
Институт физики микроструктур РАН
bg@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Григорьев Максим Валентинович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
495 5244081
grimax@ipmt-hpm.ac.ru
ул. Институтская, д. 6, Черноголовка,
142432

Гуртовой Владимир Леонидович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496 5244007
gurtovoi@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Моск. обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, Институтская ул, д. 6

Данилов Юрий Александрович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского, Научно-
исследовательский физико-технический
институт
8312 656365
danilov@nifti.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3

Данильцев Вячеслав Михайлович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+343
danil@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Дементьев Петр Александрович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 5561290
demenp@yandex.ru
192173, СПб, Тихорецкий пр., д. 9, корп. 9,
кв. 72

Демидов Евгений Сергеевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656374
demidov@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Демиховский Валерий Яковлевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656255
demi@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Демишев Сергей Васильевич
Институт общей физики им. А.М.Прохорова
РАН
495 1358129
demis@lt.gpi.ru
119991 Москва ГСП-1, ул. Вавилова, 38

Додин Евгений Петрович
Институт физики микроструктур РАН
8312 787203
dodin@ipm.sci-nnov.ru
603024, Н.Новгород, ул.Полтавская, д.2А,
кв.32

Дорохин Михаил Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656365
dorohinmv@yandex.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина д.23,
корп.3

Дричко Ирина Львовна
Физико-технический институт им. А. Ф.
Иоффе РАН
812 5159229, 2713217д, +79219274315
irina.l.drichko@mail.ioffe.ru
194021, Санкт-Петербург, Политехническая
ул., 26

Дровосек Алексей Борисович
Институт физических проблем им
П.Л.Капицы РАН
495 1376820
drovosek@kapitza.ras.ru
119334, Москва, ул. Косыгина 2

Дубинов Александр Алексеевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
sanya@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Дубровский Владимир Германович
Санкт-Петербургский физико-
технологический научно-образовательный
центр РАН
812 247 9350
dubrovskii@mail.ioffe.ru
194021 С.-Петербург, Политехническая, 26

Ежевский Александр Александрович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656475
ezhevski@phys.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Ельцов Константин Николаевич
Центр естественно-научных исследований
Института общей физики им.
А.М.Прохорова РАН
495 2343190
eltsov@kapella.gpi.ru
119991 Москва, ул. Вавилова, д.38, корп. Л2

Ермолаева Ольга Леонидовна
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+121
mironov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Жаров Александр Александрович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
zharov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Жигунов Денис Михайлович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394681
zhigunov@ofme.phys.msu.ru
119992, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2

Забродский Андрей Георгиевич
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2972375
Andrei.Zabrodskii@mail.ioffe.ru
Andrei.Zabrodskii@pop.ioffe.rssi.ru

Загорский Дмитрий Львович
Институт кристаллографии им.
А.В.Шубникова РАН
495 1359971
mic@eimb.ru
119333 Москва, Ленинский просп., 59

Занавескин Максим Леонидович
Институт кристаллографии им. А.В.
Шубникова РАН
495 1351100
znaveskin@ns.crys.ras.ru
119333, Москва, Ленинский пр., д. 59

Заяц Виктор Анатольевич
Отделение физических наук РАН
495 9381692
zavats@gpad.ac.ru
119991 Москва, Ленинский пр., 32а

Звездин Анатолий Константинович
Институт общей физики им. А.М. Прохорова
РАН
495 1350247
zvezdin@fpl.gpi.ru

Зинченко Дмитрий Игоревич
Институт физики микроструктур РАН
8312 362457
dimazzz80@mail.ru
603059, Н.Новгород, ул. Октябрьской
Революции, д.64, кв. 42.

Зотов Андрей Вадимович
Институт автоматизации и процессов
управления ДВО РАН
4232 310696
zotov@iacp.dvo.ru
690041, Владивосток, ул. Радио, 5

Зубков Сергей Юрьевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского, НОЦ
«Физика твердотельных наноструктур»
8312 658709
zubkov@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23/3

Иконников Антон Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+262
antikon@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Иржак Дмитрий Вадимович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и обособленных
материалов РАН
496 5244217
irzhak@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Моск. обл., Черноголовка, ул.
Институтская, д. 6

Карбань Оксана Владиславовна
Физико-технический институт УрО РАН
3412 212655
ocsal23@yahoo.com
426033 Ижевск, Кирова 132

Кведер Виталий Владимирович
Институт физики твердого тела РАН
kveder@issp.ac.ru
Черноголовка 142432, Моск. обл.

Кислинский Юлий Вячеславович
Институт радиотехники и электроники РАН
495 203 09 35
yulii@hitech.cplire.ru
125 009 Москва, ул. Моховая, д. 11-7

Ковальчук Михаил Валентинович
Институт кристаллографии им.
А.В.Шубникова РАН
koval@ns.crys.ras.ru

Козлов Дмитрий Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+262
dvkoz@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Кобаев Юрий Васильевич
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 1357441, +7916-9082530
kobaev@sci.lebedev.ru

Корнеев Владимир Николаевич
Институт биофизики клетки РАН
496 7739422
korneev@icb.psn.ru
142290, Пущино

Кочаровская Екатерина Рудольфовна
Институт прикладной физики РАН
8312 160669
katya@appl.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Кочаровский Владимир Владиленович
Институт прикладной физики РАН
8312 164894
kochar@appl.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Красильник Захарий Фишелевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385555
zfk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Краснобородько Сергей Юрьевич
ЗАО «НТ-МДТ»
serg@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Круглова М.В.
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
Kanishina@phys.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина 23, корп. 3

Кудасов Юрий Бориславович
Российский Федеральный Ядерный Центр -
ВНИИЭФ
83130 45584
kudasov@ntc.vniief.ru
37, Мира, Саров, Нижегородская обл.,
607188

Кудрин Алексей Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского, Научно-
исследовательский физико-технический
институт
8312 656365
alex2983@yandex.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина 23, корп. 3

Кудрявцев Константин Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
konstantin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Кудрявцева Анна Дмитриевна
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 1326551
akudr@sci.lebedev.ru
119991, Москва, Ленинский пр. 53

Кудряшов Сергей Иванович
Физический Институт им. П.Н.Лебедева
РАН
495 1326739
skudryashov@astate.edu
Ленинский пр. 53, В-333, 11991 Москва, РФ

Кузин Сергей Вадимович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 1326596
kuzin@lebedev.ru
119991, Москва, Ленинский пр., 53

Курин Владислав Викторович
Институт физики микроструктур РАН
kurin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Курицын Дмитрий Игоревич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
dk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Кусраев Юрий Георгиевич
Физико-технический институт им. А.Ф.
Иоффе РАН
812 2975546
kusrayev@orient.ioffe.ru
194021, Санкт-Петербург, Политехническая
ул., 26

Лапшина Марина Александровна
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского, НОЦ
«Физика твердотельных наноструктур»
8312 65 8709
lapshina-marina@yandex.ru
603950 Россия, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Латышев Александр Васильевич
Институт физики полупроводников СО РАН
3833 331080
latyshev@thermo.isp.nsc.ru
Новосибирск

Лачинов Алексей Николаевич
Институт физики молекул и кристаллов
Уфимского научного центра РАН
3472 313538
lachinov@anrb.ru
450075, Уфа, пр. Октября, д.151

Литвак Александр Григорьевич
Институт прикладной физики РАН
8312 365810
LITVAK@appl.sci-nnov.ru

Лозовик Юрий Ефремович
Институт спектроскопии РАН
495 3340881
lozovik@isan.troitsk.ru
142190 Моск. обл., Троицк

Лопатин Алексей Яковлевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+166
lopatin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Лукичев Владимир Федорович
Физико-технологический институт РАН
495 129 54 92
lukichev@ftian.oivta.ru
Нахимовский просп. 34, Москва, 117218

Лучин Валерий Иванович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+123
luchin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Маевский Андрей Геннадьевич
РНЦ «Курчатовский институт»
495 1967685
exafs@nm.ru
123182 Москва, пл. Курчатова, 1

Максимов Георгий Артурович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского, НОЦ
«Физика твердотельных наноструктур»
8312 658324
maximov@phys.unn.ru
603 950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23/3

Манукян Асмик Микаеловна
Ереванский государственный университет
+374 1 553 246
hasmikm@ysu.am
375025, Республика Армения, Ереван,
ул.А.Манукяна 1

Маремьянин Кирилл Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
kirillm@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Мармалюк Александр Анатольевич
"ООО Сигм Плюс"
495 3333325
A.Marmalyuk@splus.ru
117342, Москва, ул. Введенского, 3

Матвеев Вячеслав Вячеславович
Samsung Research Center in Moscow, Samsung
Electronics
495 7972500+3756, +7 916-4304163м
v.matveev@samsung.com

Махлин Юрий Генрихович
Институт теоретической физики им.
Л.Д.Ландау РАН
makhlin@itp.ac.ru

Мельников Александр Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 607580
melnikov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Меркулов Владимир Сергеевич
Объединенный институт физики твердого
тела и полупроводников НАН Беларуси
+375 17 2841547
merkul@ifftp.bas-net.by
220072 Минск, ул. П.Бровки 19

Миронов Алексей Юрьевич
Институт физики полупроводников СО РАН
3833 306733
lexw@gorodok.net
630090 Новосибирск, пр. акад. Лаврентьева
13

Миронов Виктор Леонидович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385226+241
mironov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Митрофанов Александр Викторович
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 135-7921
mitrofa@sci.lebedev.ru
119991 Москва, Ленинский пр.53

Молдавская Любовь Давидовна
Институт физики микроструктур РАН
8312 385535
lmd@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Монина Надежда Геннадьевна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9391226
marina@ttk.ru
Nadya_kim82@mail.ru
119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, д.
1, стр. 2

Мошалков Виктор Васильевич
Katholieke Universiteit Leuven, Institute for
Nanoscale Physics and Chemistry
+32 16-327172-Secr., 16-327618, 16-327983f
victor.moshchalkov@fys.kuleuven.be
Celestijnenlaan 200 D, B-3001 Leuven,
Belgium

Мурель Аркадий Викторович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385535+255
murel@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Муртазаев Акай Курбанович
Институт физики Дагестанского научного
центра РАН
8722 626675
khizriev@iwt.ru
367003, Махачкала, ул. Ярагского, 94

Нежданов Алексей Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 621712
Nezhdanov@phys.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина,23, корп. 3

Неизвестный Игорь Георгиевич
Институт физики полупроводников СО РАН
3833 332367
neizv@isp.nsc.ru
ifp@isp.nsc.ru
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Некипелов Сергей Вячеславович
Сыктывкарский государственный
университет
8212 311152
snek@syktsu.ru
167001 Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

Неруш Евгений Николаевич
Институт прикладной физики РАН
8312 164907
creaturech@inbox.ru
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

Нетёсова Надежда Павловна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 939 3941
npn@mig.phys.msu.ru
119992 Москва, Воробьевы Горы

Никитушкин Дмитрий Сергеевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+303
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Новиков Алексей Витальевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+183
anov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Поздрин Юрий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385185+258
okom@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Носков Роман Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
noskov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Нургазизов Нияз Ильгизович
University of Surrey
+44 1483-686299
n.nurgazizov@surrey.ac.uk
Guildford Surrey GU2 7XH

Овсянников Геннадий Александрович
Институт радиотехники и электроники РАН
495 2030935
gena@hitech.cplire.ru
Москва 125009, Моховая 11 строение 7

Овчинников Алексей Юрьевич
ЗАО научно-исследовательское предприятие
«ВИСКЕР»
495 7395529
alex@whisker.ru
ул. Бутлерова, д.17а, комн. 205, Москва,
117342

Овчинников Денис Владимирович
Technal University of Eindhoven
+31 40-2473049
D.Ovchinnikov@tue.nl
Helix STO 2.44 P.O Box 513 5600 MB
Eindhoven, The Netherlands

Овчинников Сергей Геннадьевич
Институт физики им. Л.В.Киренского СО
РАН
3912 432906
sgo@iph.krasn.ru
660036, Красноярск, Академгородок

Огнев Алексей Вячеславович
Дальневосточный государственный
университет
89242302008
ognevav@gmail.com
690950, Владивосток, ул. Суханова, д.8,
ИФИТ

Окомельков Александр Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385185+227
okom@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Орликовский Александр Александрович
Физико-технологический институт РАН
495 125 38 26
orlikovsky@ftian.oivta.ru
Нахимовский просп. 34, Москва, 117218

Панаэтов Владимир Павлович
Кабардино-Балкарский государственный
университет
+7-905-437-1482
nano@kbsu.ru
КБР, Прохладный, ул. Свободы 123, кв.115

Перов Анатолий Александрович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656255
perov@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Пестов Алексей Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 114033
pektor@ipm.sci-nnov.ru
Н.Новгород, ул. Республиканская, д. 31, кв.
33

Петров Владимир Никифорович
Санкт Петербургский Государственный
Политехнический Университет
812 9572038
petrov@tuexph.stu.neva.ru
Санкт Петербург, 195251
Ул. Политехническая, 29

Пирожков Александр Сергеевич
Advanced Photon Research Center, Japan
Atomic Energy Agency; Физический институт
им. П.Н.Лебедева РАН
+81 774-71-3371
pirozhkov.alexander@jaea.go.jp
8-1 Umemidai, Kizu, Souraku, Kyoto 619-0215,
Japan

Платонов Вадим Васильевич
РФЯЦ-ВНИИЭФ
83130 64471
platonov@ntc.vniief.ru
607183, ул. Некрасова 9-32, Саров,
Нижегородской обл.

Полищук Ольга Витальевна
Саратовский филиал Института
радиотехники и электроники РАН
8452 511179
polischuk@soire.renet.ru
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

Поляков Вячеслав Викторович
Московский физико-технический институт
(государственный университет)
ЗАО "Нанотехнология МДТ"
495 5350305
polyakov@ntmdt.ru
124460, Москва, Зеленоград, к.167

Попков Анатолий Федорович
ФГУП «НИИ физических проблем им.
Ф.В.Лукина»
popkov@nonlin.msk.ru

Попов Вячеслав Валентинович
Саратовский филиал Института
радиотехники и электроники РАН
8452 511179
popov@soire.renet.ru
Ул. Зеленая, 38, 410019 Саратов

Портной Ефим Лазаревич
Физико-технический институт им. А.Ф.
Иоффе РАН
812 2927376
efim.portnoi@mail.ioffe.ru
194021, Санкт-Петербург, ул.
Политехническая, 26

Почтенный Артём Евгеньевич
Белорусский государственный
технологический университет
+375 2341509
pae@tut.by
Ул. Свердлова 13а 220050 Минск Беларусь

Пугач Наталия Григорьевна
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394787
pugach@magn.ru
119992 Москва, Ленинские Горы

Пуногов Василий Ильич
Коми Научный Центр УрО РАН
8212 222716
punegov@rambler.ru
167982, Сыктывкар, ул. Коммунистическая,
24

Пчеляков Олег Петрович
Институт физики полупроводников СО РАН
3833 333502
pch@isp.nsc.ru
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13

Рагозин Евгений Николаевич
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 132-6329
enragozin@sci.lebedev.ru
Ленинский пр. 53, 119991 Москва

Раскин Денис Геннадьевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+105
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Ремизов Дмитрий Юрьевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 336057+261
remizov@ipm.sci-nnov.ru
Бор, Нижегородской обл., II-микрорайон,
д.47, кв.72.

Рехвиашвили Серго Шотович
Кабардино-Балкарский государственный
университет
8662 740574
rsergo@mail.ru
360000, КБР, Нальчик, ул. Пачева 28/2

Романова Юлия Юрьевна
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+230
jul@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Рощупкин Дмитрий Валентинович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
495 5244058
rochtch@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Моск. обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, ул. Институтская, 6

Рыжов Денис Андреевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385185
ryzhov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Рябоконт Валерий Николаевич
ЗАО «НТ-МДТ»
495 5352493
rbk@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Рябоштан Юрий Леонидович
"ООО Сигм Плюс"
495 3333325
juri@siplus.ru
117342, Москва, ул. Введенского, д. 3

Савельев Денис Андреевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
8312 658709
saveliev@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23 корп.3

Савинский Сергей Степанович
Удмуртский государственный университет
3412 755937
savinsky@uni.udm.ru
426034, Ижевск, ул. Университетская, 1

Садовский Иван Александрович
Институт теоретической физики им. Л.Д.
Ландау РАН
+7 926 3842208
sadovsky@itp.ac.ru
142432, Россия, Моск. обл., Черноголовка,
пр. Ак.Семенова, д. 1-а

Салашенко Николай Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
salashch@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Салихов Кев Минуллин
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
kevsalikhov@mail.ru
salikhov@kfti.knc.ru
420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

Самохвалов Алексей Владимирович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+228
samokh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Сапожников Максим Викторович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385185+240
msap@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Саранин Александр Александрович
Институт автоматизации и процессов
управления ДВО РАН
4232 310426, 558457моб.
saranin@iacp.dvo.ru
690041, Владивосток, ул. Радио 5

Сарычев Андрей Карлович
Ethertronics Inc.
+1 858-550-3849Of, 858-484-1950h, 765-714-
4411mob, 858-550-3821f
sarychev_andrey@yahoo.com
asarychev@ethertronics.com
9605 Scranton Road, Suite 300
San Diego, California 92121

Сатанин Аркадий Михайлович
Институт физики микроструктур РАН
8312 385313
arkady@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Семенов Валентин Георгиевич
Санкт-Петербургский государственный
университет
812 4284039, 4286777
semenov@moss.pu.ru
198504, С.-Петербург, Петродворец,
Университетский пр., 26

Середин Павел Владимирович
Воронежский государственный университет
4732 208363
paul@phys.vsu.ru
394006 Воронеж, Университетская пл. 1

Сибельдин Николай Николаевич
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 135-10-59
sibeldin@sci.lebedev.ru
119991 Москва, Ленинский пр. 53

Сибирёв Николай Владимирович
Институт аналитического приборостроения
РАН
812 5345805+5642
NickSibirev@yandex.ru
190103, Санкт-Петербург, Россия Рижский
26

Сивков Виктор Николаевич
Сыктывкарский государственный
университет
8212 237148
svn@syktsu.ru
167001 Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

Силаев Михаил Андреевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385185
msilaev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Сипрова Светлана В.
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
vikssi@yandex.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина 23, корп. 3

Смирнова Ирина Алексеевна
Институт физики твердого тела РАН
496-52274 11
irina@issp.ac.ru
ул. Институтская д. 2, Черноголовка, Моск.
область, 142432 Россия

Соболев Михаил Михайлович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе
812 2927382
m.sobolev@mail.ioffe.ru
Санкт-Петербург, 194021, Политехническая
ул.26,Россия

Соболев Николай Алексеевич
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2973885
nick@sobolev.ioffe.rssi.ru
194021 Санкт-Петербург, Политехническая
ул.26

Сошников Илья Петрович
Санкт-Петербургский физико-технический
научно-образовательный центр РАН
812 2979392
ipsosh@beam.ioffe.ru
С.-Петербург, 195220, ул. Хлопина, 8, корп.
3

Спиваков Александр Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
mst@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Спирин Кирилл Евгеньевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
spirink@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Стенин Алексей Алексеевич
РНЦ «Курчатовский институт»
495 1967538
staa4891@list.ru
123182 Москва, пл. Курчатова, 1

Суворов Эрнест Витальевич
Институт физики твердого тела РАН
496 522 29 60
suvorov@issp.ac.ru
142432 Черноголовка, Моск. область

Сурис Роберт Арнольдович
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2979367
suris@theory.ioffe.rssi.ru
suris@shpti.ioffe.rssi.ru

Тагиров Ленар Рафгатович
Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
8432 315342, 642484д, +7-917-2680182,
ltagirov@mail.ru
ул. Кремлевская, д. 18, 420008 Казань

Тархов Михаил Александрович
Учебно Научный Радиофизический Центр
Московского Педагогического Университета
495 2468899
tmafuz@mail.ru
Москва ул. Малая Пироговская д.29

Тетельбаум Давид Исаакович
Научно-исследовательский физико-
технический институт Нижегородского
государственного университета им.
Н.И.Лобачевского
tetelbaum@phys.unn.ru
603950, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Тимофеев Владислав Борисович
Институт физики твердого тела РАН
timofeev@issp.ac.ru
Черноголовка 142432, Моск. обл.

Титков Александр Николаевич
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе
812 2927317
Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru
194021, Санкт-Петербург, Политехническая
26

Тихомиров Алексей А.
ЗАО "НТ-МДТ"
495 5352493
leon@ntmdt.ru
Zelenograd, 124460, B-167, Moscow, Russia

Толстихина Алла Леонидовна
Институт кристаллографии имени
А.В.Шубникова РАН
495 1351100
alla@ns.crys.ras.ru
119333 Москва, Ленинский пр. 59

Торопов Михаил Николаевич
Институт физики микроструктур РАН,
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 385313+156
dorof@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Трушин Владимир Николаевич
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656151
trushin@phys.unn.ru
03950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23, кор.3

Тулин Вячеслав Александрович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
495 962-8074
tulin@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Моск. обл., Ногинский р-н,
Черноголовка, Институтская ул, д. 6

Удалов Олег Георгиевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 533813+121
udalov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Ушаков Дмитрий Владимирович
Белорусский государственный университет
+375 17 2787742
UshakovDV@bsu.by
220030 Минск, пр. Независимости, 4,
Беларусь

Филатов Дмитрий Олегович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского, НОЦ
«Физика твердотельных наноструктур»
8312 65 8709
filatov@phys.unn.ru
603950 Россия, Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

Фирсов Дмитрий Анатольевич
С.-Петербургский государственный
политехнический университет
812 552-9671
dmfir@rphf.spbstu.ru
195251, С.-Петербург, Политехническая ул.,
29

Флорина Ольга Федоровна
Приднестровский Государственный
Университет им. Т.Г.Шевченко, лаборатория
"Полярон"
+373 533-79515, 533-79527
tdsu4@idknet.com
MD 3300, Тирасполь, ул. 25 Октября, 128

Фоминов Яков Викторович
Институт теоретической физики им. Л.Д.
Ландау РАН
+7-910-4661489
fominov@landau.ac.ru
142432, Моск. обл., Черноголовка, пр. Ак.
Семенова, 1а

Фраерман Андрей Александрович
Институт физики микроструктур РАН
8312 607580, 324043
andr@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Фролова Елена Владимировна
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656255
mal_ik@mail.ru
603950 Н.Новгород пр. Гагарина 23/3

Хазанова Софья Владиславовна
Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8312 656374
khazanova@phys.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина 23

Хайбуллин Рустам Ильдусович
Казанский физико-технический институт
КазНЦ РАН
8432 319109
rik@kfti.knc.ru
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д.10/7

Хайдуков Юрий Николаевич
Объединённый институт ядерных
исследований
495 2162875
khaiduk@nf.jinr.ru
141980, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Моск.
обл., Россия

Хомицкий Денис Владимирович
Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
8312 656255
khomitsky@phys.unn.ru
603950 Н.Новгород, пр. Гагарина 23, корп.3

Хохлов Дмитрий Ремович
Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 939-1151
khokhlov@mig.phys.msu.ru
Москва 119992, Ленинские горы, д.1, стр.2,
физический факультет МГУ

Хрыкин Олег Игоревич
Институт физики микроструктур РАН
8312 196398
khrykin@ipm.sci-nnov.ru
603005 Н.Новгород ул. Б.Печерская д5/9
кв.29

Цырлин Георгий Эрнстович

Институт аналитического приборостроения
РАН, Научно-образовательный комплекс
«Санкт-Петербургский физико-технический
научно-образовательный центр» РАН
812 2518600

cirlin@beam.ioffe.ru

190103 Санкт-Петербург, Рижский 26

Чен Тэсик

Моск. государственная академия тонкой
химической технологии им. М.В.Ломоносова
495 3349068, 2464642

physicist@rambler.ru

chen.tt@mail.ru

119571, пр. Вернадского, 86, Москва

Черкез Владимир Владимирович

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
495 1328190

cherkez@kapella.gpi.ru

Моск. область, Долгопрудный, Московское
шоссе д.25

Чернов Валерий Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+121

mironov@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Чернов Владислав Вениаминович

Институт физики микроструктур РАН
8312 38-53-13+127

vchernov@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Чуев Михаил Александрович

Физико-технологический институт РАН
495 1296810

chuev@ftian.oivta.ru

117218 Москва, Нахимовский пр. 36, корп. 1

Чукланов Антон Петрович

Казанский физико-технический институт им.
Е.К.Завойского КазНЦ РАН
8432 319107

achuklanov@kfti.knc.ru

Чумаков Александр Игоревич

European Synchrotron Radiation Facility
(ESRF)
+33 4 76 88 23 52

chumakov@esrf.fr

BP220, Grenoble, France

Чупрунов Евгений Владимирович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского
8312 656151

chuprunov@phys.unn.ru

603950, Н.Новгород, пр. Гагарина 23, кор.3

Чурин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+144, 156

churin@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Чхало Николай Иванович

Институт физики микроструктур РАН
8312 385313+128

chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Шалеев Михаил Владимирович

Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+183

shaleev@ipm.sci-nnov.ru

www@Nano.NNov.Ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Шалыгина Ольга Александровна

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова
495 9394681

olga@vega.phys.msu.ru

119992, Москва, Ленинские Горы

Шастин Валерий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+260

shastin@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Швецов Александр Владимирович

Нижегородский государственный
университет им. Н.И.Лобачевского
8313 344315

alexshdze@mail.ru

606029 Дзержинск, пр. Циолковского, д.39,
кв.144

Шевелько Александр Александрович

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
495 132 6951

shevelko@rambler.ru

ashev@sci.lebedev.ru

Москва 119991 Ленинский пр. 53

Шерстобитов Андрей Александрович

Институт физики металлов УрО РАН
3433 783563

and.sh@newmail.ru

Екатеринбург, Софьи Ковалевской 18,
620041

Шмагин Вячеслав Борисович

Институт физики микроструктур РАН
8312 385037+252

shm@ipm.sci-nnov.ru

603950, Н.Новгород, ГСП–105, Россия

Штейнман Эдуард Александрович
Институт физики твердого тела РАН
495 9932755
steinman@issp.ac.ru
Черноголовка, Московской обл., ул.
Институтская -2 142432

Шулаков Евгений Владимирович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496-5222885
shulakov@ipmt-hpm.ac.ru,
142432, Черноголовка Московской области

Шур Владимир Яковлевич
Уральский ЦКП «Сканирующая зондовая
микроскопия», Уральский государственный
университет
3432 617436
Vladimir.Shur@usu.ru
620083, Екатеринбург, пр. Ленина 51

Щелоков Игорь Александрович
Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов РАН
496-5244148
igor@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Моск. обл., Ногинский р-н,
Черноголовка

Югай Климентий Николаевич
Омский государственный университет им.
Ф.М.Достоевского
3812 225673
yugay@omsu.ru
644077, Россия, Омск, пр. Мира, 55а

Юхимчук Владимир Александрович
Институт физики полупроводников им.
В.Е.Лашкарева НАН Украины
+380 44-5258303
Yukhym@isp.kiev.ua,
пр. Науки 45, Киев, 03028, Украина

Яблонский Артем Николаевич
Институт физики микроструктур РАН
8312 385037
yablonsk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

Яснеевич Ирина Николаевна
Физико-технический институт им.
А.Ф.Иоффе РАН
812 2927974
Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru
С.-Петербург 190068 Вознесенский пр.34
кв.6

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Albrecht M.	446	Minot C.	543
Andrianov A.V.	539	Mori M.	359
Arsentyev I.N.	551	Moura C.	216
B		Mudryi A.V.	399
Baranov A.N.	472	N	
Bartolome J.	208	Nishiuchi M.	359
Bichoutskaia E.	75	Nohavica D.	355
Bityutskaya L.A.	551	O	
Bollaert S.	545	Ogura K.	359
C, D		Orimo S.	359
Chahboun A.	400	P	
Daido H.	359	Patriarche J.	187
Domashevskaya E.P.	551	Pirozhkov A.S.	359
Drachenko O.	297	Pistol M.-E.	390
Dreyer S.	446	Popov A.M.	75
Dyakonova N.	543, 545	Pryor C.	390
Dziomba T.	103, 446	R	
E, F		Rabier J.	440
Ellström C.	390	Ragozin E.N.	359
Finstad T.G.	394	Ritter M.	103
Follath R.	351	Roelens Y.	545
G		Ryndyk D.	76
Gaponenko N.V.	399	S	
García de Abajo F.J.	198, 315	Sadowski M.L.	57, 297
Gladkov P.	355	Sagisaka A.	359
Goiran M.	154, 297	Sagnes I.	543
Goldobin E.B.	174	Samoilovich M.I.	399
Goray L.I.	337	Sartel C.	187
Gregorkiewicz T.	392	Sarychev A.K.	89
Gusev O.B.	399	Satpati B.	472
H		Seely J.F.	337
Harmand J.C.	187, 309	Seifert W.	390
Hedin E.R.	307	Senoner M.	103
Hervarson B.	471	Seredin P.V.	551
Hinze P.	103	Sese J.	208
J		Shaleev M.	103
Joel Y.S.	307	Shchepetov A.	545
Joonyeon Chang	202	Shklover V.	133
Jooss Ch.	446	Shur M.S.	305
K		Siegner U.	446
Kleshcheva S.M.	399	Sievers S.	103
Knap W.	57, 297, 543, 545	Sievers S.	446
Koenders L.	103	Stankov S.	231
Kranzmann A.	103	Stepikhova M.V.	399
Kudryavtseva A.D.	541	Stupak A.P.	399
Kukushkin V.A.	539	T	
L		Tarasov I.S.	551
Li Z.	359	Tartakovsky G.	89
Lozovik Y.E.	75, 126	Tasco V.	472
Lüdke J.	446	Tcherniega N.V.	541
Lukin A.N.	551	Tchernycheva M.	187, 309
M		Todorov Y.	543
Ma J.	359	Tournie E.	472
Malyarevich G.K.	399	Trampert A.	472
Merkulova S.P.	75		

Tsvetkov M. Yu.	399
Turan R.	394
U	
Unger W.	103
Unuchak D.M.	399
V	
Vasilevskiy M.I.	216
Vila L.	187
Vinokur V.	293
Vinokurov D.A.	551
W, Y	
Weimann T.	103
Werner P.	67
Whall T.E.	293
Yogo A.	359
A	
Авдеев С.П.	450
Аверкиев Н.С.	179
Агеев О.А.	448, 450
Айнбиндер Р.М.	279
Акименко А.П.	127
Аксенов В.Л.	285
Александров А.П.	498
Алешкин В.Я.	57, 191, 297, 397, 527, 533, 537, 539
Алябьева Н.И.	450
Андреев Б.А.	392
Андреева М.А.	231
Андрианов А.А.	60, 555
Андронов А.А.	295
Андронов А.А.	547, 549, 291
Андрюшечкин Б.В.	478, 516
Анкудинов А.В.	40, 452, 454
Антонов А.В.	191, 408
Антонов Д.А.	456, 488
Апель П.Ю.	127
Аронзон Б.А.	154
Артемьев А.Н.	345
Артемьев Н.А.	345
Асеев А.Л.	183
Асеев С.А.	458
Атепалихин В.В.	505
Аульченко В.М.	115
Афоненко А.А.	527
Ахсахалян А.Д.	329
Б	
Бабенко А.А.	547, 549
Багаева Т.Ю.	198
Байдусь Н.В.	214, 400
Бакланов М.Р.	43, 265
Бакшаев И.О.	64
Балыкин В.И.	127
Барабаненков М.Ю.	529
Барченко В.Т.	311
Барышева М.М.	331, 363
Батурина Т.И.	43, 265
Бауков В.В.	461

Бедин С.А.	525
Бекин Н.А.	531
Белов А.И.	394
Белугина Н.В.	99
Бельков В.В.	63
Белявский В.С.	553
Беляев А.В.	460, 461, 484
Беляков В.А.	396
Белянин А.А.	533, 539
Берковиц В.Л.	287
Бессараб П.Ф.	204
Бибишкин М.С.	378, 380, 388
Бизяев Д.А.	467
Бирюков А.А.	533
Блатгер Дж.	48
Бондаренко Г.В.	208
Бондаренко О.В.	60
Борисенко И.В.	175, 261
Борисов П.А.	127
Бородин П.А.	146, 206, 467
Братусь В.Я.	442
Брунков П.Н.	469
Буздин А.И.	283
Бузынин Ю.Н.	323
Бурдов В.А.	396
Бурлаков А.В.	251
Бухараев А.А.	146, 467, 206, 518, 520
Бушуев В.А.	111, 333
Быков А.В.	505
Быков В.А.	505, 522
Быков И.В.	463
В	
Вазина А.А.	115
Валах М.Я.	442
Варавин В.С.	547, 549
Варнаков С.Н.	208
Василевский М.И.	321, 400
Васильев А.П.	555
Васильев В.К.	404
Васильев Л.А.	315
Васильев Ю.Б.	57
Вашук М.В.	212
Вдовин В.И.	366, 428
Вдовичев С.Н.	202, 210, 471
Веденеев А.А.	92
Ведяев А.В.	281
Вейко В.П.	71
Вейнгер А.И.	557
Веретеха А.В.	311
Виленский А.И.,	525
Винклер Д.	175
Винниченко В.Ю.	465
Виноградов А.П.	24
Винокур В.М.	263, 267
Вихарев А.Л.	1
Вихрова О.В.	212, 216, 400

Водолазов Д.Ю.	253
Водопьянов Б.П.	167
Волков А.Ф.	166
Волков П.В.	514
Воробьев Л.Е.	60, 555
Воробьева Н.В.	226, 228
Воронов Б.М.	271
Воронцов Д.А.	510
Востоков Н.В.	289, 323, 397, 402, 412
Вугальтер Г.А.	249
Вуль А.Я.	469
Вьюрков В.В.	122
Вялых Д.В.	351, 364
Г	
Гавриленко В.И.	57, 191, 297, 313, 408, 527, 533, 543, 545
Гавриленко В.Я.	420
Гавриленко Л.В.	191
Гаджиев И.М.	64
Гаев Д.С.	424
Гайнутдинов Р.В.	99
Гайслер В.А.	183
Галль Н.Р.	40
Гальперин Ю.М.	293
Гамов Н.А.	323
Ганичев С.Д.	63, 555
Ганьшина Е.А.	24, 212
Гапонов С.В.	499
Гапонова Д.М.	397, 412
Гатилов П.Ю.	43, 265
Гатиятов Р.Г.	146, 206, 467
Германенко А.В.	325
Гзель Ш.	47
Гиваргизов Е.И.	523
Гиваргизов М.Е.	523
Гинзбург Н.С.	194
Гладышев А.Г.	60
Глушков В.В.	218
Голик Л.Л.	212
Голованов А.Е.	247
Гольденберг Б.Г.	335
Гольцман Г.Н.	271
Гончар И.В.	535
Гончаров В.В.	469
Горбачев А.М.	1
Горбенко О.М.	311
Горбунов А.В.	6
Горшков О.Н.	404
Горюнов А.В.	514
Грановский А.Б.	24
Гременок В.Ф.	230
Грибков Б.А.	150, 202, 210, 471, 499
Григорьев М.В.	339
Грищенко Ю.В.	486
Гумаров Г.Г.	206

Гуревич С.А.	452
Гуртовой В.Л.	162, 251, 259
Гусев А.В.	222
Гусев Е.Ю.	450
Гусев С.А.	202, 273, 388, 471, 499
Гусев С.Н.	150
Гусейнов Д.В.	222
Гущина Е.В.	454
Д	
Данилов С.Н.	555
Данилов Ю.А.	154, 214, 216, 224, 245, 400
Данильцев В.М.	289, 323, 397, 402, 412, 514
Дворецкий С.А.	183
Дементьев П.А.	472, 474
Демидов Е.С.	150, 224, 404, 512
Демина П.Б.	214
Демиховский В.Я.	20, 319
Демишев С.В.	218
Денисов С.А.	317
Ди Микиэль М.	339
Дивочий А.В.	271
Дидейкин А.Т.	469
Дмитриев И.А.	54
Додин Е.П.	291, 295
Долгий В.К.	507
Дорожкин П.С.	522
Дорофеев И.А.	372, 476
Дорохин М.В.	214
Дричко И.Л.	293
Дровосеков А.Б.	220
Дроздов М.Н.	323, 402, 412
Дроздов Ю.Н.	216, 273, 289, 323, 402, 412, 418, 436
Дружнов Д.М.	150, 512
Дубинов А.А.	397, 527, 533, 537, 539
Дубонос С.В.	162, 251, 257, 259
Дубровский В.Г.	10, 309, 311
Дунаевский М.С.	472, 474
Дятлов А.А.	345
Е	
Евтихийев В.П.	452
Егоров А.Ю.	60
Ежевский А.А.	222
Елисеев В.С.	335
Ельцов К.Н.	92, 478, 480, 516
Ермолаева О.Л.	490, 492, 494, 496
Ершов А.В.	394
Ефетов К.Б.	166
Ефремов А.В.	208
Ж	
Жаров А.А.	482, 83, 501
Ждан П.А.	503
Жданова Е.В.	323
Жерненков К.Н.	285

Живлюк Г.М.	361
Жигунов Д.М.	438
Жижимонтов В.В.	461, 484
Жоу Х.	343
Жуков А.А.	349
Жуков А.Е.	555
З	
Забелин А.В.	115, 345
Забродин И.Г.	388
Забродский А.Г.	557
Загорский Д.Л.	525
Зайцев А.А.	245
Зайцев С.В.	214
Зайцева Е.В.	375
Зайцев-Зотов С.В.	480
Занавескин М.Л.	486
Захаров Н.Д.	67
Захарьин А.О.	60, 555
Звездин А.К.	28
Зверев М.М.	323
Звонков Б.Н.	154, 191, 214, 216, 245, 325, 400, 527, 533
Здравков В.И.	47
Зеленовский П.С.	96
Зенкевич А.В.	512, 456
Зиганшина С.А.	518, 520
Зинченко Д.И.	291, 295
Зотов А.В.	32, 39
Зубков С.Ю.	224
Зуев С.В.	343
И	
Иванов М.Г.	96
Иванов Ю.П.	233
Иконников А.В.	57, 297
Икусов Д.Г.	547, 549
Ильюшонок И.П.	507
Иржак Д.В.	49, 341, 357
Исаков М.А.,	317, 510
К	
Казаков Е.Д.	378
Карагеоргиев П.	507
Карпенко А.Н.	287
Касьянов Ю.С.	378
Кашкаров П.К.	438
Каякин А.А.	319
Квардаков В.В.	245, 247, 345
Квон З.Д.	183
Кириллов Б.Ф.	345
Киселева Е.В.	420
Кислинский Ю.В.	175, 261
Климов А.Н.	480
Климов А.Ю.	210, 382, 471
Климов Ю.А.	202
Клово А.Г.	450
Клюенков Е.Б.	107, 388
Ковалев А.И.	394

Ковалев В.И.	212
Ковальчук М.В.	245
Кожанов А.Е.	133
Кожевин В.М.	452
Козлов Д.В.	60, 299
Колачикова Е.С.	486
Коломийцев А.С.	448
Комиссинский Ф.В.	175, 261
Комогорцев С.В.	208
Кондратьев В.И.	335
Константинян К.И.	175, 261
Копнин Н.Б.	263, 267
Корнев В.К.	175
Корнеев А.А.	271
Корнеев В.Н.	115
Королев А.В.	220
Корытин А.И.	397
Корытов М.Н.	469
Косолобов С.С.	35
Костюк Г.К.	71
Косырев Н.Н.	208
Косяков А.Н.	480
Кочаровская Е.Р.	194
Кочаровский В.В.	533, 539
Кочаровский Вл.В.	533, 539
Красильник З.Ф.	136, 392, 397, 406, 408, 418, 420, 422, 430, 436, 444
Красильникова Л.В.	430
Крейнес Н.М.	220
Криштопенко С.С.	57, 297, 313
Круглова М.В.	317
Крыжков Д.И.	392
Кудасов Ю.Б.	80
Кудинов А.В.	179, 216
Кудрин А.В.	400
Кудрявцев В.Н.	525
Кудрявцев К.Е.	406, 418
Кузин С.В.	119, 343
Кузнецов В.И.	257
Кузнецов В.П.	392, 406, 422
Кузнецов Д.К.	96
Кузнецов Д.С.	40
Кузнецов О.А.	222, 436
Кузнецов С.А.	335
Кузнецов С.М.	339
Кузнецова О.А.	303
Кулагин Н.Е.	142
Кулаковский В.Д.	214
Кулипанов Г.Н.	335
Кунькова З.Э.	212
Куприянов М.Ю.	47, 281
Курин В.В.	83
Курицин Д.И.	397, 408
Кусраев Ю.Г.	179
Куянов И.А.	39
Кютт Р.Н.	428

Л	
Ладугин М.А.	410
Ладугенко К.С.	452
Лапин П.И.	410
Лаппо А.Н.	507
Лапшина М.А.	488
Ласточкин А.Б.	345
Латышев А.В.	35
Лачинов А.Н.	228
Лачинов А.А.	226
Лебедев Д.В.	520
Лебединский Ю.Ю.	512, 456
Левчук С. А.	150
Лесников В.П.	150, 224
Лесовик Г.Б.	48
Летохов В.С.	127, 458
Литвак А.Г.	1
Лихачев И.А.	247
Лобанов Д.Н.	418, 420, 436, 444
Лобов А.И.	96
Логинов Б.А.	480
Ломов А.А.	355
Лопатин А.Я.	388
Лукичев В.Ф.	122
Лукьянов А.Ю.	514
Лучин В.И.	343, 378, 388
Лысова О.А.	99
Львова Т.В.	287
Люттов А.В.	136
Ляпин А.Г.	218
М	
Маевский А.Г.	345
Макаренко И.В.	40
Максимов Г.А.	224, 456
Максимов И.Л.	279
Максимова Г.М.	279
Маликов И.В.	465
Мальшев А.Ю.,	498
Мамедов Д.С.	410
Манак И.С.	432, 553
Манукян А.М.	347
Маремьянин К.В.	533, 543, 545
Маркелов А.С.	374, 375
Марков А.В.	374, 375
Мармалюк А.А.	410, 426
Марычев М.О.	317, 404
Машин А.И.	414
Медведев П.Г.	245, 247
Медников К.Н.	361
Мелентьев П.Н.	127
Мельник В.П.	442
Мельников А.С.	263, 267, 269, 283
Меркулов В.С.	230
Милостная И.И.	271
Миляев М.А.	220
Минаева О.В.	271
Миньков Г.М.	325
Миронов А.Ю.	265
Миронов Б.Н.	458
Миронов В.Л.	471, 490, 492, 494, 496, 499
Миронов М.	293
Миронов О.А.	293
Мисевич А.В.	507
Митрофанов А.В.	349
Михайлов А.Н.	394, 396, 404
Михайлов Г.М.	465
Михайлов Н.Н.	183
Михрин В.С.	555
Молдавская Л.Д.	412
Молодцов С.Л.	351, 364
Монина Н.Г.	231
Морозов С.В.	408, 527, 533, 545
Муравьев В.А.	329
Мурель А.В.	301, 402
Муртазаев А.К.	158
Мчедлишвили Б.В.	525
Мюллер К.	47
Н	
Надькин Л.Ю.	434
Найда О.В.	115, 345
Намозов Б.Р.	179
Нежданов А.В.	414
Неизвестный И.Г.	14
Некипелов С.В.	351, 364
Некоркин С.М.	527, 533
Неруш Е.Н.,	498
Нестерец Я.И.	357
Нетёсова Н.П.	416
Никитенко Ю.В.	285
Никитушкин Д.С.	471, 499
Никифоров А.И.	17
Николичев Д.Е.	224
Никоноров Н.В.	71
Никорич А.В.	133
Никулов А.В.	162, 251, 259
Новиков А.В.	418, 420, 436, 444
Новиков Б.Ю.	71
Ноздрин Ю.Н.	291, 295, 547, 549
Носков Р.Е.	482, 501
Нургазизов Н.И.	503
Няпшаев И.А.	40
О	
Обермайер Г.	47
Оболенский С.В.	420
Образцов А.Н.	40
Образцова Е.Д.	218
Объедков О.В.	480
Овсянников Г.А.	175, 261
Овчинников Д.В.	146
Овчинников С.Г.	171, 208
Огнев А.В.	233
Окомельков А.В.	547, 549
Ольшанецкий Е.Б.	183

Орликовский А.А.	122
Орлов А.Н.	96
Орлов А.Ф.	24
Орлов М.Л.	57, 297, 543, 545
Осипов В.В.	96
П	
Павлов М.Р.	525
Падалица А.А.	410
Панаэтов В.П.	235
Паневин В.Ю.	60, 555
Панков М.А.	154
Паршин А.С.	208
Паханов Н.А.	17
Пашаев Э.М.	154, 245, 247
Перов А.А.	20, 303
Перов Н.С.	24
Перцов А.А.	119, 343
Пестов А.Е.	353, 388
Петренко А.В.	285
Петров В.Н.	87
Петрова Е.В.	335
Пиндюрин В.Ф.	335
Пирожков А.С.	361
Планкина С.М.	394, 512
Платонов В.В.	96, 420
Плотников А.Е.	43, 265
Подольский В.В.	150, 216, 224, 247
Позднякова В.И.	267
Полищук О.В.	198, 305
Полковников В.Н.	107, 331
Полушкин Н.И.	237
Поляков В.В.	448, 505
Попик В.М.	335
Попков А.Ф.	142
Попов В.В.	198, 305, 315
Попов Д.А.	142
Портал Ж.К.	183
Портной Е.Л.	64
Почтенный А.Е.	507
Проглядо В.В.	285
Пронин А.А.	218
Пряхин Д.А.	289, 397, 514
Пряхин Д.Г.	402
Пугач Н.Г.	281
Пунегов В.И.	355, 357
Пунегов Д.В.	49, 341, 357
Пчеляков О.П.	17, 474
Пятаков А.П.	28
Р	
Рагозин Е.Н.	361
Разуваев А.Г.	414
Рассолова И.С.	404
Рачинская А.Н.	71
Ремизов Д.Ю.	136, 422
Рехвиашвили С.Ш.	424
Рогов В.В.	202, 210, 382, 471

Родякина Е.Е.	35
Романов Ю.А.	129
Романова Ю.Ю.	129
Романюк Б.Н.	442
Романюк В.Л.	230
Ромашев Л.Н.	220
Рошупкин Д.В.	49, 341, 357
Рошупкина О.Д.	111
Руднев С.Н.	127
Рут О.Э.	325
Рыжов Д.А.	267
Рыльков В.В.	154
Рябова Л.И.	133
Рябоштан Ю.Л.	426
Рязанов В.В.	47
С	
Сабитов Д.Р.	410
Савватеев М.Н.	508
Савельев Д.А.	512
Савинский С.С.	238
Садовский И.А.	48
Садофьев Ю.Г.	57, 297, 313
Салашенко Н.Н.	107, 329, 353, 370, 372, 378, 380, 382, 388
Салихов К.М.	140
Самарин Н.А.	218
Самохвалов А.В.	283
Самсоненко Ю.Б.	474
Сапожников М.В.	150, 202, 216
Саранин А.А.	32, 39
Сатанин А.М.	307, 331, 363
Сафьянов Ю.Н.	212
Сахаров В.И.	428
Светличный А.М.	448
Светлов С.П.	317
Семенов Н.Н.	533
Сергеев А.М.	194
Серенков И.Т.	428
Сибирев Н.В.	309, 311
Сивков В.Н.	351, 364
Сивков Д.В.	355
Сидоренко А.С.	47
Сидоров Ю.Г.	183
Силаев М.А.	269
Сипрова С.В.	317
Скуратов В.А.	127
Случанко Н.Е.	218
Смелова О. П.,	374
Смирнов В.А.	448
Смирнов В.Н.	394
Смирнов И.Ю.	293
Смирнов К.В.	271
Смирнов Р.Н.	547, 549
Смирнова И.А.	366, 368
Снигирев А.	339
Снигирева И.	339

Соболев М.М.	64, 67
Соболев Н.А.	428
Соколов Л.В.	474
Сорока С.А.	230
Сорокина К.Л.	99
Софронов А.Н.	60, 555
Сошников И.П.	309, 311, 474
Спиваков А.Г.	430
Спирин К.Е.	313, 408
Стенин А.А.	345
Степанов А.Н.	498
Степанова Ю. С.	150
Степихова М.В.	430
Стецик В.М.	527
Студенов В.Б.	323
Субботин И.А.	154, 245, 247
Суворов Э.В.	366, 368
Сурис Р.А.	54
Суслов А.В.	293
Сухарев А.В.	410
Сухоруков А.В.	222
Сучков А.И.	212
Т	
Тагиров Л.Р.	47
Талалаев В.Г.	67
Тарасенко С.А.	63
Тархов М.А.	271
Телегин К.Ю.	410
Темирязева М.П.	216
Теперик Т.В.	198, 305, 315
Терещенко А.Н.	440
Тертышник А.Д.	514
Теруков Е.И.	454
Тетельбаум Д.И.	394, 396, 404
Тидекс Р.	47
Тимофеев В.Б.	6
Тимошенко В.Ю.	438
Титков А.Н.	40, 452, 472, 474
Ткаченко В.А.	183
Ткаченко О.А.	183
Толочко В.П.	115
Толстихина А.Л.	99, 486
Тонких А.А.	67
Торопов М.Н.	370, 372
Трофимов В.Н.	480
Трушин В.Н.	374, 375
Тулин В.А.	162, 251, 259
У	
Удалов О.Г.	239, 241
Уздин В.М.	158, 204
Улин В.П.	287
Ускова Е.А.	214
Устинов В.В.	220
Устинов В.М.	60, 311
Ушаков Д.В.	432, 553
Ф	
Фатеев Д.В.	315

Филатов Д.О.	150, 317, 456, 488, 510, 512
Филлипов С.А.	404
Фирсов А.А.	257
Фирсов Д.А.	60, 555
Флорина О.Ф.	434
Фомин Л.А.	465
Фоминов Я.В.	166
Фраерман А.А.	202, 239, 241, 471, 490, 494
Фролова Е.В.	319
Х	
Хазанова С.В.	321
Хайдуков Ю.Н.	285
Хапаев М.М.	281
Харинцев С.С.	522
Хацевич И.М.	442
Хизриев К.Ш.	158
Хомицкий Д.В.	222, 243
Хорн З.	47
Хохлов Д.Р.	133
Хрыкин О.И.	323, 402, 514
Хуо Т.	343
Ц	
Цабель Х.	285
Цаплин Ю.А.	43
Цыбин Н.Н.	388
Цымбал В.С.	230
Цырлин Г.Э.	67, 187, 309, 311, 474
Ч	
Чалков В.Ю.	317, 430
Чеботкевич Л.А.	233
Чекалин С.В.	458
Чен Т.	376
Чередниченко Д.И.	450
Черкез В.В.	478, 516
Черкун А.П.	127
Черников А.Н.	480
Чернов В.В.	378, 490, 494
Чиненков М.Ю.	142
Чуев М.А.	154, 245, 247
Чукланов А.П.	518, 520
Чулкова Г.М.	271
Чумаков А.	53
Чупрунов Е.В.	374, 375
Чурин С.А.	273
Чхало Н.И.	107, 353, 370, 372, 378, 380, 382, 388
Ш	
Шалеев М.В.	418, 420, 436, 444
Шалыгин В.А.	60, 63, 555
Шалыгина О.А.	438
Шальнев И.В.	469
Шарафутдинов М.Р.	115
Шастин В.Н.	531
Шашкин В.И.	289, 323, 301, 397, 402, 412, 514
Швецов А.В.	249

Шевелько А.П.	378
Шевлюга В.М.	480
Шек Е.И.	428
Шенгуров В.Г.	317, 414, 430
Шенгуров Д.В.	418
Шерешевский И.А.	267
Шерстобитов А.А.	325
Шестов С.В.	119, 343
Шишкин Е.И.	96
Шлектарев В.А.	115
Шмагин В.Б.	136, 418, 406, 422
Шмаенок Л.А.	388
Шрек М.	47
Штейнман Э.А.	440
Штиллер Б.	507
Шубин А.Б.	522
Шулаков Е.В.	368, 384
Шулешова И.Ю.	289
Шур В.Я.	96

Щ	
Щеглов Д.В.	35
Щелоков И.А.	386
Щербакова Е.Е.	510
Щербачев К.Д.	355
Ю	
Югай К.Н.	275, 277
Юнкин В.А.	339
Юров В.Ю.	478
Юхимчук В.А.	442
Я	
Яблонский А.Н.	392, 418, 420, 436, 444
Явсин Д.А.	452
Якимов А.И.	17
Яковлев Е.Б.	71
Яковлев Р.В.	512
Якубович С.Д.	410
Ясиевич И.Н.	327, 452