

Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н.Г. Чернышевского

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО,
ТЕРАГЕРЦОВОГО И ОПТИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ
МИКРО- И НАНОСТРУКТУРАМИ,
МЕТАМАТЕРИАЛАМИ И БИООБЪЕКТАМИ**

Сборник статей пятой Всероссийской научной школы-семинара

Под редакцией профессора *Д.А. Усанова*

Саратов 2018

УДК537.5
ББК 32.85+22.3

Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: Сборник статей пятой Всероссийской научной школы-семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова.– Саратов: Изд-во «Саратовский источник» , 2018. – 154 с.: ил.

ISBN 978-5-91879-812-6

Приведены результаты научных исследований по современным проблемам взаимодействия электромагнитного излучения сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического диапазонов с полупроводниковыми микро-, наноструктурами, метаматериалами и биообъектами и применению соответствующих физических эффектов в современной полупроводниковой микро- и наноэлектронике, в системах радиолокации, медицинской технике и устройствах неразрушающего контроля. Представлены разработки в области твердотельной электроники СВЧ, методов диагностики наноструктур и нанокомпозитов, устройств на СВЧ фотонных кристаллах, измерителей наноперемещений, скоростей и ускорений.

Для специалистов и научных работников, занимающихся исследованиями в области физической электроники, радиофизики, твердотельной электроники, медицинской физики, аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Редакционная коллегия:

*Д.А. Усанов (отв. редактор), Ал.В. Скрипаль (отв. секретарь),
В.М. Аникин, В.Н. Посадский, В.С. Тяжлов, Ан.В. Скрипаль*

УДК 537.5
ББК 32.85+22.3

ISBN 978-5-91879-812-6

©Коллектив авторов, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	8
В.М. Аникин <i>ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА (1917 – 1945) ГОДЫ И ЛЮДИ</i>	9
1 ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ	17
Д.А. Усанов, С.А. Никитов, А.В. Скрипаль, Д.С. Рязанов <i>СВЧ ФОТОННЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЙ</i>	17
Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, В.Н. Посадский, В.С. Тяжлов, А.В. Байкин <i>ВОЛНОВОДНЫЙ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ НА ОСНОВЕ ШТЫРЕВОЙ СИСТЕМЫ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ</i>	20
А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, С.А. Никитов <i>ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МАГНОНИКИ СВЧ ДИАПАЗОНА</i>	23
А.А. Грачев, А.В. Садовников, А.А. Сердобинцев <i>ДИНАМИКА СПИНОВЫХ ВОЛН В УПРАВЛЯЕМОМ ДЕФОРМАЦИЯМИ МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ</i>	25
О.В. Матвеев, М.А. Морозова, Д.В. Романенко, Ю.П. Шараевский <i>НЕЛИНЕЙНОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В СТРУКТУРЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ</i>	27
О.В. Матвеев, М.А. Морозова, Д.В. Романенко <i>НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЛОИСТОЙ МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЕ МАГНОННЫЙ КРИСТАЛЛ - СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК</i>	29
С.Г. Евтеев, Д.А. Усанов, С.А. Никитов, А.В. Скрипаль, М.К. Мерданов, Д.В. Пономарев <i>ПОЛОСОВЫЕ СВЧ ФИЛЬТРЫ НА ВОЛНОВОДНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ПЛОСКОЙ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ В РАБОЧЕЙ ПОЛОСЕ</i>	31
С.Г. Евтеев, Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль <i>ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ДИАФРАГМЫ В КАЧЕСТВЕ ЗОНДА БЛИЖНЕПОЛЕВОГО СВЧ-МИКРОСКОПА С РЕЗОНАТОРОМ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С НАРУШЕНИЕМ ПЕРИОДИЧНОСТИ</i>	35
С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский <i>УПРАВЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНОЙ МЕЖМОДОВОЙ СВЯЗИ СПИНОВЫХ ВОЛН В СИСТЕМЕ НЕРЕГУЛЯРНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРОВОЛНОВОДОВ</i>	39

2 ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА..... 42

Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, С.Ю. Добдин, И.С. Костюченко
*АВТОДИННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ РАССТОЯНИЯ ПРИ ДВУХ ВИДАХ
МОДУЛЯЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ..... 42*

И.В. Запороцкова, Е.С. Дрючков
*СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК, ПОВЕРХНОСТНО-
МОДИФИЦИРОВАННЫХ АМИНОГРУППОЙ, ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ
МЕТАЛЛОВ 45*

С.В. Стецюра, И.В. Маляр, П.Г. Харитонов
*ФОРМИРОВАНИЕ СУБМИКРОННЫХ СТОКОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА
ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ФОТОПРОВОДНИКА 47*

Г.В. Миленин, Р.А. Редько
*ВЕРОЯТНОСНЫЙ ПОДХОД ДЛЯ АНАЛИЗА ДЛИННОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В
СПЕКТРАХ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
СОЕДИНЕНИЙ АШВУ ВСЛЕДСТВИИ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ
ОБРАБОТКИ 50*

М.И. Шишкин, А.Г.Роках, Д.М. Уткин
СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНОГО PVS 53

А.С. Колесникова, О.Ю. Кондратьева, Ю.В. Клинаев, С.П. Романчук, Д.В. Терин
*МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНЧЕСКОГО ОТКЛИКА ТАКТИЛЬНЫХ ИНТЕРФЕЙСОВ
ОТ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ..... 56*

В. Т. Ерофеенко, В.Ф. Бондаренко
*ЭКРАНИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЛЁНОЧНЫМ
СВЕРХПРОВОДЯЩИМ ЭКРАНОМ 59*

3 МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ 63

Ю.А. Пирогов
НОВЫЕ ПЕРСПЕКТИВНЫЕ СПОСОБЫ УСИЛЕНИЯ МРТ СИГНАЛОВ 63

А.В.Григорьев, А.О. Мантуров
СОВРЕМЕННЫЕ И ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ СЕКВЕНИРОВАНИЯ..... 66

А.Н. Спицын, Д.В. Уткин, М.Н. Киреев, Н.А. Шарапова, В.Г. Германчук, В.И. Кочубей
*ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИММУННЫХ КОМПЛЕКСОВ С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОЧАСТИЦ КОЛЛОИДНОГО ЗОЛОТА 71*

А.Н. Бокарев, И.Л. Пластун
*МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БИОМОЛЕКУЛ И ФУНКЦИОНАЛИЗИРОВАННЫХ
НАНОАЛМАЗОВ С ВОДНЫМИ КЛАСТЕРАМИ..... 74*

А.А. Доронкина, Н.В. Ткаченко, Н.А. Наволокин, А.Б. Правдин, В.И. Кочубей, В.В. Тучин <i>АТОМНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ПРИ АНАЛИЗЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЦИТОСКЕЛЕТА МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ</i>	77
Д.В. Уткин, П.С. Ерохин, О.С. Кузнецов, Н.А. Осина, В.Е. Куклев, С.А. Пионтковский <i>ПОЛУЧЕНИЕ И АНАЛИЗ КОНЪЮГАТОВ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ИММУНОДИАГНОСТИКИ ОСОБО ОПАСНЫХ ИНФЕКЦИОННЫХ БОЛЕЗНЕЙ</i>	79
В.Д. Генин, А.Н. Башкатов, Э.А. Генина, А.Б. Бучарская, М.Л. Чехонацкая, Г.С. Терентюк, Н.Г. Хлебцов, В.В. Тучин <i>ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ НАГРЕВА ОПУХОЛЕЙ И ОКРУЖАЮЩИХ ТКАНЕЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЛИЖНЕГО ИК СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА ПРИ ВВЕДЕНИИ В ТКАНЬ ЗОЛОТЫХ НАНОЧАСТИЦ</i>	82
П.А. Тимошина, Д.К. Тучина, А.Н. Башкатов, Э.А. Генина, В.В.Тучин <i>ГЛУБОКАЯ ЧИСТКА КОЖИ КАК СРЕДСТВО УСИЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА IN VIVO ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ 40% -ГЛЮКОЗЫ</i>	86
С.М. Зайцев, Ю.И. Свенская, А.Н. Башкатов, В.В. Тучин, Э.А. Генина <i>ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ АГЕНТОВ ПРИ ДЕТЕКТИРОВАНИИ НАНОКОНТЕЙНЕРОВ В КОЖЕ С ПОМОЩЬЮ ОКТ</i>	90
Д.К. Тучина, П.А. Тимошина, Н.А. Наволокин, Л.Е. Долотов, В.В.Тучин <i>ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛИН ВОЛН 780 НМ И 1270 НМ В ТКАНИ ГОЛОВЫ ЛАБОРАТОРНЫХ КРЫС EX VIVO</i>	93
С.Р. Князев, И.Ю. Янина, Э.А. Генина, А.Н. Башкатов <i>ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖИРОВОЙ ТКАНИ В УСЛОВИЯХ ТЕРМОЛИЗА</i>	96
Е.А. Баско, М.В. Клементьева, А.Н. Башкатов, В.В. Тучин, Э.А. Генина <i>ТРАНСПОРТ МЕТИЛЕНОВОГО СИНЕГО В КОЖЕ КРЫСЫ EX VIVO</i>	98
Д.А. Усанов, А.П. Рытик, А.В. Гагарина, О.Ю. Кутикова <i>ЭФФЕКТЫ ЗАТЯГИВАНИЯ ЧАСТОТЫ, СИНХРОНИЗАЦИИ И ВЫКЛЮЧЕНИЯ АВТОКОЛЕБАНИЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЕТА</i>	101
С.В. Фролов, А.Ю. Потлов, С.Г. Проскурин, С.В. Синдеев <i>КОМПРЕССИОННАЯ ЭЛАСТОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ ЭНДОСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕМОДИНАМИКИ В ЗАДАЧАХ ВЫБОРА ПОТОКОНАПРАВЛЯЮЩИХ СТЕНТОВ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭНДОВАСКУЛЯРНЫХ ОПЕРАЦИЙ</i>	104
И.В. Галушка, Д.В. Терин, М.М. Кардаш, L. Karpenko-Jereb <i>СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ «ПОЛИКОН - NPS A-SI»</i>	107

В.В.Бакуткин , В.А. Зеленов, И.В.Бакуткин <i>ОСВЕТИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ПЕРЕДНЕГО СЕГМЕНТА ГЛАЗА</i>	110
М.М. Киндер, Л.М. Бабков, Т.В. Безродная, Т.А. Гаврилко <i>ИК СПЕКТРЫ И СТРУКТУРА ТЕТРАЦЕНА И ПЕНТАЦЕНА</i>	113
<i>И.В. Володяев, Е.В. Наумова, Д.А. Исаев</i> <i>“РАКОВЫЙ ТУШИТЕЛЬ” МИТОГЕНЕТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ</i> <i>И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ В ОНКОДИАГНОСТИКЕ (ОБЗОР</i> <i>ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ)</i>	116
4 ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКА	119
В.Я. Носков, С.М. Смольский, К.А. Игнатков <i>ПРОБЛЕМЫ АНАЛИЗА СИГНАЛОВ И ШУМОВ В АВТОДИННЫХ СИСТЕМАХ</i> <i>НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ</i>	119
Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, А.А. Калямин, И.В. Шаров <i>ПРИМЕНЕНИЕ БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ СВЧ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ЛОКАЛЬНОГО</i> <i>ИЗМЕРЕНИЯ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ</i> <i>МЕТОДОМ СВЧ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ</i>	123
Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, Т.С. Бочкова, С.В. Игонин <i>ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ</i> <i>ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ АГЛОМЕРАТОВ</i> <i>ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ</i>	126
Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, К.А. Гуров, Е.Ю. Дмитриева <i>ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И ПЛОТНОСТИ</i> <i>СОСТОЯНИЙ БЕСКОНТАКТНЫМИ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ</i> <i>МЕТОДАМИ</i>	130
А.С.Рудницкий, Н.Н.Полещук <i>МОДЫ ПЛАНАРНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА</i> <i>С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ФОРМОЙ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ</i>	133
Ю.Ю. Бачериков, Р.В. Конакова, О.Б. Охрименко, А.М. Светличный <i>ВОЗДЕЙСТВИЕ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР</i> <i>ОКСИДНАЯ ПЛЕНКА/SiC</i>	135
5 ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ	139
Е.В. Наумова, В.Я. Принц, С.В. Голод, В.А. Селезнев, В.А. Сейфи, В.В. Кубарев <i>ТЕРАГЕРЦОВЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ С ПРЕЦИЗИОННЫМИ ТРЕХМЕРНЫМИ</i> <i>РЕЗОНАТОРАМИ ИЗ НАНОПЛЕНОК</i>	139
К.В. Машинский, Д.В. Фатеев, В.В. Попов <i>ПЛАЗМОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИ</i> <i>ОБЕДНЕННЫХ ГРАФЕНОВЫХ СТРУКТУРАХ</i>	142

С.Г. Чигарев, Е.А. Вилков, И.Н. Дюжиков, А.С. Шаталов, И.М. Долуденко, Д.А. Черкасов, В.В. Артемов, Д.Л. Загорский <i>СОЗДАНИЕ СПИН-ИНЖЕКЦИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МАССИВА ДВУХСЛОЙНЫХ НАНОПРОВОЛОК</i>	144
И.М. Моисеенко, М.Ю. Морозов, В.В. Попов <i>УСИЛЕНИЕ СИММЕТРИЧНОЙ ПЛАЗМОННОЙ МОДЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА В ДВУХСЛОЙНОЙ ГРАФЕНОВОЙ СТРУКТУРЕ</i>	147
В.И. Демидчик, Р.В. Корнев <i>РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ</i>	150

ВВЕДЕНИЕ

Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие сверхвысоко-частотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами» проводится с 2015 года в год празднования 100 летия со дня открытия физико-математического факультета Саратовского университета, сыгравшего роль важнейшего образовательного и научного центра Волжского региона и Востока России.

В докладах пятой школы-семинара представлены результаты перспективных исследований по направлениям исследования фотонных кристаллов и метаматериалов, полупроводниковой микро- и наноэлектронике, твердотельной СВЧ-электронике, терагерцовым технологиям, по проблемам взаимодействия электромагнитного излучения с медико-биологическими системами.

В 2018 году 134 участниками представлено 42 доклада из 10 городов России и других стран. Известные специалисты в области полупроводниковой, СВЧ-, микро-, нано- и оптоэлектроники представили лекции для молодых ученых, аспирантов и студентов по современным проблемам взаимодействия электромагнитного излучения с полупроводниковыми микро-, наноструктурами, метаматериалами и биообъектами, и применению соответствующих физических эффектов в современной полупроводниковой микро- и наноэлектронике, в системах радиолокации, медицинской технике и устройствах неразрушающего контроля.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА (1917 – 1945): ГОДЫ И ЛЮДИ

В.М. Аникин

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: AnikinVM@info.sgu.ru

В докладе отражены основные вехи истории физико-математического факультета Саратовского университета (1917–1945), сыгравшего роль важнейшего образовательного и научного центра Волжского региона и Востока России.

1911 – 1916. Деятельность университета и города Саратова (в лице городской думы) по открытию физико-математического факультета началась почти сразу учреждения Саратовского университета (1909) в составе единственного – медицинского – факультета. Начиная с 1911 г., три последовательно сменявшие друг друга ректоры Саратовского университета В. И. Разумовский, Н. Г. Стадницкий и П. П. Заболотнов подавали соответствующие прошения в Министерство народного просвещения [1]. Одновременно об этом же ходатайствовала и Саратовская городская дума. Особую активность проявлял ее гласный, а с 1913 г. – городской голова Михаил Федорович Волков, врач по образованию [2]. Министр народного просвещения Л. А. Кассо аргументировал неизменные отказы тремя причинами – отсутствием в России преподавателей для новых факультетов, недостатком помещений и невнесением 1 миллиона рублей Саратовом на университетские нужды [1]. В отказах усматривали и политическую подоплеку: Николай II, по воспоминаниям министра народного просвещения А.Н. Шварца [3, с. 60], при вручении ему памятной медали в честь открытия Саратовского университета сказал: «... В другой раз Вы ко мне с проектом утверждения нового университета не ходите. Их больше не надо». Царь видел в студенчестве массу, легко «созреваемую» для антиправительственных выступлений¹.

Надежды на благополучное решение вопроса появились в 1916 г. К 1914 г. было завершено строительство корпуса Физического института (ныне III корпус СГУ), более того, университет смог разместить на своих площадях три факультета временно эвакуированного из Киева университета Св. Владимира, ведущие профессора которого также выступили в поддержку открытия физико-математического факультета в Саратовском университете. В начале 1916 г., когда министерством народного просвещения (МНП) руководил граф Павел Николаевич Игнатъев, «горячее сочувствие» идее открытия факультета проявил

¹ Так, собственно, и случилось в 1911 г. в Московском университете; студенческие волнения спровоцировали уход из университета 130 преподавателей и сотрудников, в том числе 21 профессора, не согласных с постановлением правительства о возможности привлечении полиции для пресечения в стенах университета любых мероприятий, отличающихся от образовательной и научной деятельности [4, гл. 1].

товарищ министра Владимир Тимофеевич Шевяков, член-корреспондент Петербургской АН. В середине мая 1916 г. он посетил университет вместе вице-директором департамента народного просвещения Николаем Осиповичем Палечком. По результатам этой поездки П. Н. Игнатъев подал в правительство представление об открытии в Саратовском университете сразу трех новых факультетов – физико-математического, историко-филологического и юридического. Как отмечено в [5, с. 221], 1 июня 1916 г. Совет министров России одобрил это предложение.

1917. Долгожданное постановление было принято 1(14) июля 1917 г., когда у власти находилось Временное правительство. Этот документ с некоторой задержкой был опубликован в газете «Вестник Временного правительства за 23 июля (5 августа) 1917 г. и предписывал проведение учебных занятий на новых факультетах с сентября 1917 г. с формулировкой: «Ввести в действие настоящее постановление до обнародования его Правительствующим Сенатом». Постановление было подписано в канун июльского политического кризиса 1917 г. В день утверждения постановления о новых факультетах двух российских университетов у власти находилось коалиционное Временное правительство первого состава, министром-председателем которого был князь Г. Е. Львов, а министром народного просвещения – профессор А. А. Мануйлов, бывший ректор Московского университета. Но уже 2 (15) июля 1917 г. Мануйлов вышел в отставку [6]. Постановление об учреждении физико-математического факультетов в Саратове и Томске подписал товарищ министра народного просвещения Павел Иванович Преображенский (1874–1944), геолог по специальности, талантливый администратор и исследователь, первооткрыватель крупных месторождений калийно-магниевых солей и нефти в Прикамье в конце 1920-х гг.

1917 – 1921. Открытие физико-математического факультета в Саратовском университете было объективно предопределялось необходимостью подготовки собственных преподавательских и исследовательских в кадрах большом Поволжском регионе. Первым пунктом постановления Временного правительства о новых факультетах фиксировалась дата их открытия – с 1 (14) июля 1917 г. Вторым пунктом определялся общий регламент работы новых факультетов, включая порядок проведения испытаний на «возведение в степень» магистра или доктора, а также избрания на должности ординарного и экстраординарного профессора. Последующими пунктами постановления (третьим, четвертым и пятым) определились финансовые условия работы новых факультетов. Для физико-математического факультета в постановлении была одновременно определена и его первоначальная структура – путем включения в него ряда кафедр функционировавшего медицинского факультета. В постановлении указывалось:

«Положенные ныне для медицинского факультета Саратовского и Томского университетов кафедры: 1) физики с физической географией и метеорологией, 2) химии органической и неорганической, 3) минералогии с геологией и палеонтологией, 4) ботаники, 5) зоологии с сравнительной анатомией – включаются в состав учреждаемого физико-математического

факультета. Профессорам, занимающим означенные кафедры, предоставляется избрать первого декана, а равно первоначальный состав профессоров по прочим положенным для физико-математическим факультета кафедрам».

В Саратове первым деканом физико-математического факультета был избран Владимир Дмитриевич Зёрнов, один из профессоров-основателей университета в 1909 г. [7]. В. Д. Зёрнов (после защиты магистерской диссертации) приехал в Саратов в 1909 г. по рекомендации своего учителя Петра Николаевича Лебедева, член-корреспондента Петербургской АН, профессора Московского университета [8], причем в «компании» с другими представителями научной школы великого российского физика – П. Н. Неклепаевым, В. Е. Сребническим, К. А. Леонтьевым, лекционным помощником И. М. Серебряковым и искусным механиком Ф. Ф. Троицким. Позднее, в 1918 г., к ним присоединились еще один ученик П. Н. Лебедева – будущий академик Н. Н. Андреев, а также профессор Московского университета, физик-теоретик С. А. Богуславский. Из математиков В. Д. Зёрнов, хорошо знакомый с научным миром Москвы, через крупного математика, профессора Московского университета Д. Ф. Егорова пригласил В. В. Голубева, И. И. Привалова, Г. Н. Свешникова.

В 1917 г. на физико-математическое отделение приняли 162 студента и 71 вольнослушателя, на естественное отделение – 123 студента и 11 вольнослушателей. Интересно, что «план приема» в тот год определял сам факультет, и этот план (в 240 человек) был перекрыт [7, с 335]. Среди поступивших на факультет в 1917 г. были два человека, которые затем несколько десятилетий проработали в университете, – Пётр Васильевич Голубков, прошедший путь от ассистента до ректора, и Георгий Петрович Боев, будущий первый декан физико-математического факультета.

2 августа 1918 г. Совет Народных Комиссаров за подписью В. И. Ленина принял декрет «О правилах приема в высшие учебные заведения РСФСР», снимавший все ограничения пути к получению высшего образования, включая и необходимость ... предварительной подготовки для обучения в вузе, фиксируемую документом об образовании [9]. Большая физическая аудитория в связи с наплывом разнородной публики была переполнена сверх меры, но когда зимой университет замерз, лекции читались всего 20-30 студентам в кабинете ректора В. Д. Зёрнова, избранного на этот пост 28 сентября 1918 г.

1922–1931. В 1920-е годы происходили многократные изменения университетской структуры [5, с. 110], в том числе противоположной направленности. Своё 15-летие Саратовский университет встретил в составе четырех факультетов – медицинского, педагогического, хозяйства и права, рабочего имени В. И. Ленина [10]. В 1922 г. физико-математический факультет вместе с некоторыми другими подразделениями университета был включен в педагогический факультет. Последний подразделялся на физико-техническое, естественное, общественно-экономическое и лингвистическое (с русской и немецкой секциями) отделения. Факультетом в 1925 г. руководили профессор-археолог П. С. Рыков (декан) и профессор-химик В. П. Голуб (зам. декана). Роль секретаря-

ря исполнял студент А. П. Токмачев [10]. В 1925 г. на педагогическом факультете обучались 1126 студентов, работали 24 профессора и 14 преподавателей, т.е. отношение числа студентов к числу преподавателей составляло 29,6 [11]².

В 1925 г. физико-техническое отделение педагогического факультета состояло из четырех кафедр: математики (проф. Голубев В.В., проф. Свешников Г.Н., доцент Боев Г.П.); механики (проф. Свешников Г. Н.); астрономии (проф. Поллак И. Ф., препаратор Вьюшков П. В.) и физики (проф. Леонтьев К. А., проректор Трифонов Н. А., ст. ассистент Тринитатская-Архангельская Н. А., препараторы Герасимов С. Г. и Никифоров В. П., механик Троицкий Ф. Ф.).

Учебная работа велась по планам, составленным на основе примерного плана, разработанного Государственным ученым советом (ГУС) Наркомпроса (с триместровым распределением предметов). В 1924/1925 учебном году начался переход на бригадно-лабораторный метод организации учебных занятий, характеризующийся резким сокращением лекционных часов (на физико-техническом отделении в они составили 21% от общего объема учебных часов), введением принципа коллективного зачета («один за всех») при оценке итогов учебной деятельности «бригады» студентов, увеличением объема практик. Надкафедральные предметные комиссии, на треть состоящие из студентов, регулировали и методическую работу, и отбор кандидатов для научной деятельности. Среди студентов было большое количество условно (с «хвостами») переведенных на следующий курс (в целом по университету 59,7%!). Слабая успеваемость являлась следствием недостаточной довузовской подготовки поступивших, демонстрировавших слабую грамотность, неумение излагать свои мысли в письменной и устной форме, отсутствие должных знаний в области физико-математических дисциплин [10]. Это затрудняло вести преподавание на уровне, сопоставимом с уровнем дореволюционного университета³. Для «исправления» ситуации вводились «новые методы» организации учебного процесса, в частности, ликвидация зачетов, дипломных работ, введение активных методов преподавания и сокращения учебных планов.

Существенная деталь: уже с первых лет существования факультета на нем велась активная научная работа. Среди научных достижений физиков и математиков в отчете за 1925 год [10] отмечены исследования и разработки профессоров К. А. Леонтьева [12], П. В. Голубкова [13], И. Ф. Поллака, В. В. Голубева [14] и Г. Н. Свешникова. Как определенную дань успехам саратовских физиков можно рассматривать проведение 15 августа 1928 г. в Большой физической аудитории заключительного заседания Шестого Всесоюзного съезда физиков, в котором приняли участие ведущие ученые СССР и зарубежных стран, включая 5 будущих лауреатов Нобелевской премии [15, 16].

² Аналогичные показатели для «старожила» университета – медицинского факультета – выражались числами: 1799 студентов, 27 профессоров, 74 преподавателя; соотношение между числом студентов и преподавателей – 17,9 [10].

³ В [10, с. 32] приводится такой пример: «При попытке профессора провести лекцию по физике так, как это следовало бы при прежних требованиях, он получил замечание от студентов, что его “никто не понимает”».

1930–1932. В первой половине 1930-х годов университет подвергся серьезным испытаниям, связанным с выделением из него ряда структурных подразделений в качестве самостоятельных высших учебных и исследовательских заведений. Из университета выводились кадры и материально-методическое обеспечение. На базе университета было создано 8 вузов (в том числе педагогический институт) и несколько исследовательских учреждений [5]. В университете наступил поистине кадровый голод. Потери понесли и физики и математики, поскольку часть преподавателей стала работать в педагогическом институте и других вузах. Естественно, наиболее существенной утратой для университета стал вывод из него прекрасного по кадрам, структуре и оснащению медицинского факультета, что привело, в частности, и к местному варианту проблемы «яйцо и курица».

В то же время в 1931 г. коллектив физиков и математиков был восстановлен в факультетском ранге. Наконец, было признано основополагающее значение университетского образования в структуре высшего образования страны. «Естественные» составляющие физико-математического факультета образовали самостоятельные факультеты: химический (1929), биологический (1931), геологический (1931), географический (1938, с 1931 – в составе геолого-почвенно-географического факультета).

1935 – 1945. Занявший в июне 1935 года пост директора СГУ Г. К. Хворостин решил кадровую проблему единственно доступным тогда путём – посредством приглашения ведущих столичных учёных, оказавшихся в ту пору в сложных жизненных обстоятельствах. Этот смелый шаг «местные критики» не простили Г. К. Хворостину [17]. В Саратов, на физико-математический факультет университета, приехали работать, как и в первую волну, выдающиеся специалисты, будущие академики и лауреаты государственных премий. Появились и свои талантливые выпускники.

Так, Д. И. Блохинцев в 1937 году основал в СГУ кафедру теоретической физики. Ленинградец В. П. Жузе открыл в Саратове направление по физике полупроводников и диэлектриков (кафедра физики твёрдого тела была открыта в 1945 году) [18]. Е.Ф. Гросс читал лекции по оптике и молекулярной спектроскопии (кафедра оптики открыта в 1946 году). Работами К.А. Леонтьева, профессора «первого призыва», в Саратове успешно началась история радиофизики (кафедра оформилась в 1951 году, её возглавил выпускник СГУ В.И. Калинин [19]). Ученик К. А. Леонтьева, выпускник физико-математического факультета П. В. Голубков с 1932 года руководил не только кафедрой общей физики, но и факультетом, университетом, а также (временно) вновь открывавшимися в 1952 году кафедрами физического профиля [13]. На кафедре физики в середине 1930-х гг. работали доценты П. В. Голубков (заведующий кафедрой), В. И. Калинин, В. П. Жузе, Г. А. Остроумов, В. Н. Немов.

С середины 1930-х годов в университете пополнилось и число кафедр математического профиля. Из Москвы в Саратов приехали А.Я. Хинчин, ставший заведующим кафедрой теории вероятностей и теории чисел, И. Г. Петровский

(он заведовал кафедрой математического анализа), В.В. Вагнер (он руководил кафедрой геометрии), А.Г. Курош заведовал кафедрой алгебры. 22 года проработал в университете С.Г. Лехницкий, ставший заведующим кафедрой теории упругости и лауреатом Государственной (Сталинской II степени) премии. В 1940 году, после стажировки у академика И. М. Виноградова, в Саратов вернулся Н. Г. Чудаков, который возглавил кафедру алгебры и теории чисел. Периодически в университет из МГУ приезжал член-корреспондент Академии наук СССР Л. С. Понтрягин.

До их приезда на кафедре математики работали Г. П. Боев (профессор), А. Л. Правдолюбов (доцент), Б. К. Ризенкампф (доцент), Н. А. Черемашенцев (доцент), А. К. Павлючук (доцент, бывший аспирант кафедры), С. Е. Белозеров (доцент, бывший аспирант кафедры). Ассистентом работал, будучи одновременно аспирантом, будущий профессор МГУ Б. В. Гнеденко. Наглядное представление о преподавательских и студенческих составах физико-математического факультета дает фотография выпускников факультета 1936 г. [17], среди которых – будущие профессора СГУ З. И. Кирьяшкина и С. В. Фалькович.

1945. В годы Великой Отечественной войны физики и математики, не прерывая учебного процесса, успешно работали по оборонной тематике (В. П. Жузе, П. В. Голубков, З.И. Кирьяшкина, В.В. Игогнин, Л.В. Штромбергер, ленинградцы Е. Ф. Гросс, В. М. Чулановский, С. Э. Фриш (он оставил воспоминания [20]), А. В. Тиморева и др.).

В 1945 г. физико-математический факультет был разделен на физический и механико-математический факультеты, которые пошли отдельными «дорогами», по необходимости «синхронизуясь» в рамках рабочих учебных планов. Учебный 1945–1946 год физический факультет встретил в составе четырех кафедр – общей (экспериментальной) физики, теоретической физики, физики твердого тела и астрономии. Но уже в 1946 г. была организована кафедра оптики [21], в 1951 г. – кафедра радиофизики [19], в 1952 г. – кафедры электроники [22, 23], электро- и радиотехники, физики вакуума и электровакуумных технологий [24]. Довоенные тесные контакты А. Д. Степуховича с лауреатом Нобелевской премии академиком Николаем Николаевичем Семёновым привели к серьезным достижениям в области химической физики, ознаменовавшимся, в частности, открытием на физическом факультете в 1958 году первой в стране кафедре химической физики [25].

Итоги. Выпускники-физики и преподаватели факультета в 1950–1980-е годы обеспечили, в частности, превращение Саратова в «электронную столицу» СССР, сделали крупный вклад в развитие атомной промышленности страны, составили кадровый костяк высших учебных заведений Поволжья и открытых в 1980-х годах в Саратове академических институтов. Ряд работников радиоэлектронных предприятий Саратова, выпускников физического факультета, отмечены Государственными премиями.

Среди выпускников физического факультета – 3 академика РАН: Л. П. Питаевский (теоретическая физика), А. В. Чаплик (физика полупроводников), Ф. М. Митенков (атомное машиностроение); член-корреспондент РАН Д. И. Трубецков (вакуумная электроника, нелинейная динамика); лауреат Государственной премии РФ 2000 г. в области науки и техники Н. И. Синицын, лауреат премии Правительства РФ 2002 г. в области науки и техники В.И. Няянов.

Накопленный научно-образовательный потенциал и современная дифференциация образования сделали возможным создание на базе «классических» факультетов – физического и механико-математического – трёх новых факультетов: факультета нелинейных процессов (1994), компьютерных наук и информационных технологий (2000), нано- и биомедицинских технологий (2005). Лауреатами премии Президента РФ в области образования стали Д. И. Трубецков (2000, факультет нелинейных процессов) и А. Г. Федорова (2004, факультет компьютерных наук и информационных технологий).

Таким образом, подготовка бакалавров, магистров и аспирантов в области математики, физики и информационных технологий проходит на 5 факультетах Саратовского государственного университета. Эти факультеты являются центром развития и популяризации математических, физических, компьютерных знаний и технологий их преподавания в масштабах региона и страны [26]. Научная деятельность факультетов часто носит междисциплинарный и межкаультетский характер, осуществляется в рамках многочисленных научных грантов, к которым в последние годы прибавились мегагранты, выполняемые с участием ведущих зарубежных учёных.

Библиографический список

1. Протоколы заседаний Совета за январь – март 1916 года // Изв. Саратов. ун-та, 1917. Т. VIII, вып. 1 и 2. Университетская летопись. С. 1–76.
2. Волков М. Ф. История учреждения Саратовского университета и Саратовская городская дума. 1 декабря 1906 г. – 6 декабря 1909 г. : Воспоминания и заметки / Мин-во культуры Саратовской обл., Саратовский областной музей краеведения; [сост. В. В. Критский].
3. Шварц А. Н. Моя переписка со Столыпиным. Мои воспоминания о Государе. М. : Греко-латинский кабинет, 1994. 361 с.
4. Аникин В. М., Поизнер Б. Н., Соснин Э. А., Шувалов А. В. Феномен научной школы : история, типология получения и передачи знаний, психология коммуникаций / под общ. ред. В. М. Аникина. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2015. 232 с.
5. Аврус А. И., Гапоненков А. А., Данилов В. Н. История Саратовского университета. 1909–2009 : в 2 т. Т. 1. 1909–1945. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2009. 296 с.
6. Хотеенков В. «Уравновешенная натура духовного европейца» (министр народного просвещения А. А. Мануйлов) // Высшее образование в России. 2002. № 3. С. 118–132.
7. Зёрнов В. Д. Записки русского интеллигента. М. : Изд-во «Индрик», 2005. 400 с.
8. Аникин В. М. «Фабрика молодых физиков» П. Н. Лебедева и Саратовский университет // УФН. 2016. Т. 186, № 2. С. 169–173.
9. Геворкян Е. Н., Правкина И. А., Усанов Д. А. Прием в вузы России. Как это было и что будет. 3 изд., доп. и перераб. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 2008. 92 с.

10. Саратовский государственный имени Н. Г. Чернышевского университет в 1925 году (Краткие сведения о состоянии и работе). Приложение к V тому «Ученых записок». Саратов : [б.и.], 1926. 57 с.
11. Семичастнов М. Саратовский университет как культурный центр Нижнего Поволжья // Нижнее Поволжье. 1925. № 10. С. 86–92.
12. Голубков П. В. Константин Александрович Леонтьев // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2014. Т. 14, вып. 1. С. 65 – 68.
13. Дмитриев Б. С. Пётр Васильевич Голубков // Там же. С. 69–75.
14. Хромов А. П. Владимир Васильевич Голубев // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Математика. Механика. Информатика. 2009. Т. 9, вып. 4, ч. 1. С. 88–89.
15. Усанов Д. А. Международные встречи российских физиков в прошлом и настоящем // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2013. Т. 21, № 3. С. 127–154.
16. Аникин В. М. «Приобретать умение делать физические измерения и исследования» : к 100-летию физического образования и физической науки в Саратове // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2014. Т. 14, вып. 1. С. 53–58.
17. Трубецкова И. А. Университетская Вселенная ректора Г. К. Хворостина: рождение и гибель // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 2. С. 89–103.
18. Усанов Д. А. К 100-летию профессора Владимира Пантелеймоновича Жузе // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2005. Т. 5, вып. 1. С. 108–109.
19. Анищенко В. С. Профессор В. И. Калинин и университетское образование // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2007. Т. 7, вып. 1. С. 58–64.
20. Фриш С. Э. Сквозь призму времени / под ред. М. С. Фриш. 2-е изд., испр. и доп. СПб. : Соло, 2009. 242 с.
21. Тучин В. В. Юбилей кафедры оптики и биомедицинской физики и столетие ее основателя профессора Марка Львовича Каца // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2007. Т. 7, вып. 1. С. 65 – 74.
22. Жарков Ю. Д., Короновский А. А., Лёвин Ю. И., Храмов А. Е. Кафедре электроники, колебаний и волн Саратовского университета – 60 лет // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2012. Т. 12, вып. 1. С. 77–90.
23. Семенов В. Н. Три ректора – одна кафедра // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 4. С. 11–46.
24. Салий И. Н. К 60-летию физического факультета Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского (фрагменты истории) // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2005. Т. 5, вып. 1. С. 5–38.
25. Аникин В. М. Николай Николаевич Семёнов : фрагменты научной биографии. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2017. 80 с.
26. Усанов Д. А., Аникин В. М. Саратовские научные и педагогические школы по физике (к 80-летию образования Саратовской области) // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2016. Т. 16, вып. 3. С. 178 – 190.

1. ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ

СВЧ ФОТОННЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЙ

Д.А. Усанов, С.А. Никитов, А.В. Скрипаль, Д.С. Рязанов
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: usanovda@info.sgu.ru

При рассмотрении одномерных периодических структур, называемых одномерными фотонными кристаллами, на границе фотонного кристалла возможна локализация электрического поля при контакте фотонного кристалла с однородным слоем, характеризующимся отрицательной диэлектрической проницаемостью или отрицательной магнитной проницаемостью. При этом на АЧХ фотонного кристалла, контактирующего с однородным слоем, наблюдается узкий пик коэффициента прохождения электромагнитной волны [1, 2]. Возникновение локализованных состояний на краях фотонного кристалла, ограниченного пленкой нанокompозита, в виде нанопористого серебра, описано авторами [3].

Локализованные состояния могут также встречаться на границе двух соединенных фотонных кристаллов с различными размерами элементарных ячеек при перекрытии запрещенных зон этих двух кристаллов [1, 4]. Существование локализованного состояния на границе между двумя фотонными кристаллами экспериментально наблюдалось авторами [2, 5].

В работе [5] исследовано соединение двух микрополосковых СВЧ фотонных кристаллов, имеющих различные размеры элементарных ячеек, а именно: имеются элементы с широкими и узкими верхними полосками микрополосковых линий передачи, длины элементов с широкими полосками различны в одном и другом фотонном кристаллах, а длины элементов с узкими полосками одинаковы. При теоретическом расчете и в эксперименте на границе двух фотонных кристаллов без нарушений включался элемент с узким полоском микрополосковой линии, длина которого отлична от длины элементов с узкими полосками, входящих в состав обоих фотонных кристаллов.

Как известно, отличительной особенностью фотонных кристаллов СВЧ-диапазона является высокая технологичность их производства, макроскопичность элементов, составляющих их конструкцию, при этом в качестве периоди-

чески повторяющихся элементов СВЧ фотонного кристалла могут быть использованы отрезки различных типов линий передачи.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей возникновения локализованных состояний на границе двух фотонных кристаллов без нарушений, выполненных в виде волноводно-щелевых линий передачи, при наличии интерфейсного слоя на границе двух фотонных кристаллов.

В центре поперечного сечения прямоугольного волновода X -диапазона ($22.86 \text{ mm} \times 10.16 \text{ mm}$) в E -плоскости размещались две группы периодически расположенных отрезков щелевой линии передачи, образующих в совокупности брэгговскую гетероструктуру.

Щелевая линия первой подсистемы брэгговской гетероструктуры выполнена на поликорковой (Al_2O_3 , $\epsilon = 9,6$) пластине длиной $L_1 = 15 \text{ mm}$, шириной 10.16 mm и толщиной 1 mm . На одну сторону пластины было нанесено золотое покрытие толщиной 0.01 mm , ширина щели в покрытии составляла $s = 4.0 \text{ mm}$. Отрезки первой подсистемы волноводно-щелевой линии передачи разделялись отрезками регулярного волновода длиной $d_1 = 10 \text{ mm}$. Длина отрезков волноводно-щелевой линии второй подсистемы брэгговской гетероструктуры составляла $L_2 = 13 \text{ mm}$, а длина отрезков регулярного волновода $d_2 = 15 \text{ mm}$. Каждая из подсистем брэгговской гетероструктуры состояла из четырех отрезков щелевой линии.

Частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения фотонной брэгговской гетероструктуры исследовались с помощью векторного анализатора цепей Agilent PNA-L Network Analyzer N5230A в диапазоне частот $8 - 12 \text{ GHz}$.

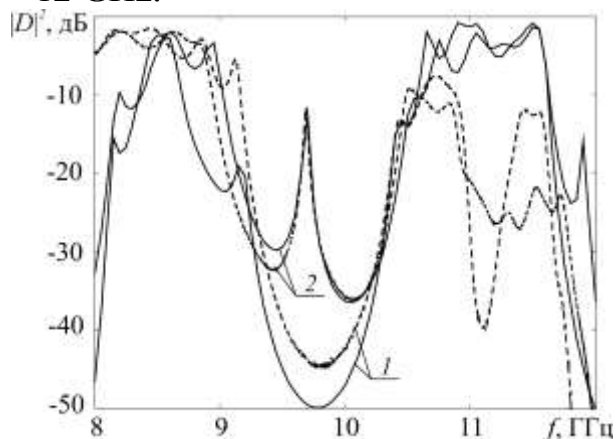


Рис. 1. Экспериментальные (штриховые кривые) и расчетные (сплошные кривые) частотные зависимости коэффициентов прохождения $|D|^2$: для брэгговской гетероструктуры при различной длине интерфейсного слоя l , mm: 1–10 mm, 2–1 mm

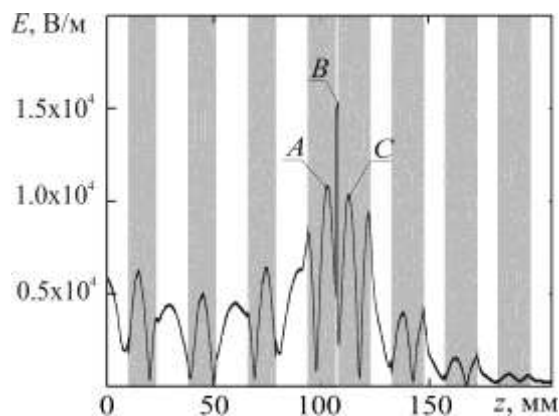


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля электромагнитной волны внутри брэгговской гетероструктуры на частоте, соответствующей пику коэффициента прохождения электромагнитной волны в запрещенной зоне

Как следует из результатов эксперимента и расчета, при длине l регулярного отрезка волновода, соединяющего две брэгговские структуры и играюще-

го роль интерфейсного слоя, равной длине регулярных отрезков первой или второй брэгговской структур, АЧХ фотонной брэгговской гетероструктуры, которую можно называть «идеальной» брэгговской структурой, характеризуется наличием запрещенной зоны с коэффициентом пропускания, достигающим – 45 dB (см. кривые 1 на рис. 1). При этом на АЧХ «идеальной» брэгговской гетероструктуры в запрещенной зоне не наблюдался пик коэффициента прохождения электромагнитной волны, связанный с возникновением локализованного состояния.

При определенной длине l интерфейсного слоя в запрещенной зоне фотонной брэгговской гетероструктуры, состоящей из двух последовательно соединенных брэгговских структур, возникал пик прохождения электромагнитной волны. Так при длине l , равной 1 mm, пик прохождения возникал в середине запрещенной зоне (кривые 2 на рис. 1).

Результаты расчета напряженности электрического поля электромагнитной волны демонстрируют чередование узлов и пучностей внутри брэгговской гетероструктуры вдоль направления ее распространения (см. рис. 2). При этом наблюдается локализованная на интерфейсной границе двух последовательно соединенных брэгговских структур пучность распределения электрического поля электромагнитной волны с максимальной напряженностью.

Таким образом, экспериментально исследовано возникновение локализованных состояний в фотонном кристалле, составленном из двух последовательно соединенных брэгговских структур, имеющих разные размеры элементарных ячеек и выполненных в виде волноводно-щелевых линий передачи. Сравнение результатов эксперимента и расчетных данных свидетельствует об их хорошем количественном совпадении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 8.7628.2017/8.9).

Библиографический список

1. Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Мерзликин А.М., Лисянский А.А. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // Успехи физических наук. 2010. Том 180. № 3. С. 249–263.
2. Goto T., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M., Baryshev A.V., Vinogradov A.P., Inoue M., Lisyanskiy A.A., Granovsky A.B. Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures // Physical Review Letters. 2008. 101 113902 (1)–113902 (3).
3. Bikbaev R.G., Vetrov S.Ya. and Timofeev I.V. The optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and nanoporous silver // Journal of Optics. 19 (2017) 015104 (6pp)
4. Kavokin A.V., Shelykh I.A., and Malpuech G. Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72, p. 233102(1)–233102(4).
5. Belozorov D.P., Girich A., Nedukh S.V., Moskaltsova A.N., Tarapov S.I. Microwave Analogue of Tamm States in Periodic Chain-Like Structures // Progress in Electromagnetics Research Letters. 2014. Vol. 46. P. 7–12.

ВОЛНОВОДНЫЙ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ НА ОСНОВЕ ШТЫРЕВОЙ СИСТЕМЫ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, В.Н. Посадский, В.С. Тяжлов, А.В. Байкин

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: usanovda@info.sgu.ru

Возможность управления амплитудно-частотными характеристиками СВЧ фотонных кристаллов открывает перспективу расширения их области применения [1, 2].

Исследовался волноводный фотонный кристалл в виде системы из пяти металлических штырей, размещенных в канале волновода 23x10 мм (Рис. 1, а). Штыри располагались по центру широкой стенки волновода на расстоянии 12 мм друг от друга. Диаметр центрального штыря был равен 1 мм, диаметр остальных – 2 мм. Таким образом, продольный размер системы из пяти штырей составил 50 мм. Первый и пятый штыри имели зазоры около широкой стенки волновода величиной 0.2 мм, зазоры второго и четвертого штырей (0.59 мм.) располагались у противоположной широкой стенки волновода (Рис. 1, б).

Центральный штырь состоял из двух частей равных по длине (4.5 мм) и замкнутых на противоположные широкие стенки волновода и имел в центре зазор величиной 1 мм, в котором располагалась управляющая *n-i-p-i-n*-структура (кремниевый, переключательный диод 2A505A). Напряжение прямого смещения на *n-i-p-i-n*-структуру подавалось с помощью вывода через отверстие в узкой стенке волновода и составляло 1.4 В.

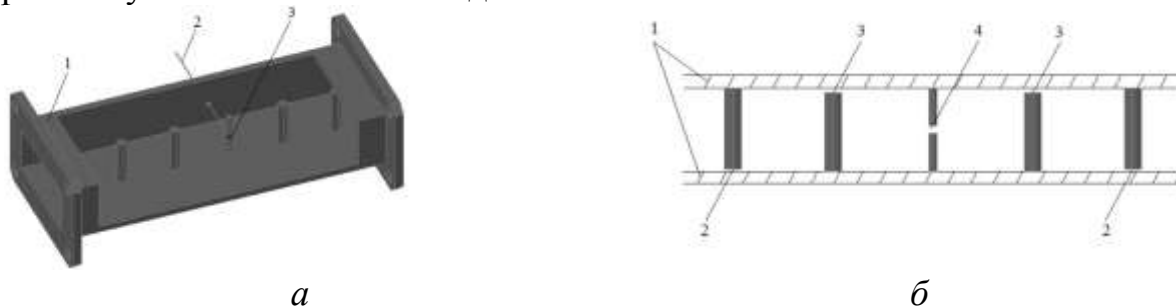


Рис. 1: а) Модель волноводной штыревой системы с управляющим диодом: 1 – отрезок волновода сечением 23x10 мм; 2 – анод управляющего диода; 3 – *n-i-p-i-n* структура управляющего диода; б) Схема расположение зазоров штырей: 1 – широкие стенки волновода; 2 – зазоры величиной 0,2 мм; 3 – зазоры величиной 0,59 мм; 4 – зазор центрального штыря для установки управляющего диода.

Численный расчет коэффициентов отражения выполнялся с использованием программного обеспечения для трехмерного моделирования электромагнитных полей методом конечных элементов ANSYS HFSS.

В ходе математического моделирования были создана модель волноводного фотонного кристалла на основе резонансной штыревой системы, содер-

жащего управляющую $n-i-p-i-n$ -структуру, проведена оптимизация параметров исследуемой модели для моделирования резонансного характера АЧХ коэффициента отражения S_{11} фотонного кристалла с электрически управляемыми характеристиками.

Фотография экспериментального макета волноводного фотонного кристалла на основе резонансной штыревой системы представлена на рис.2.

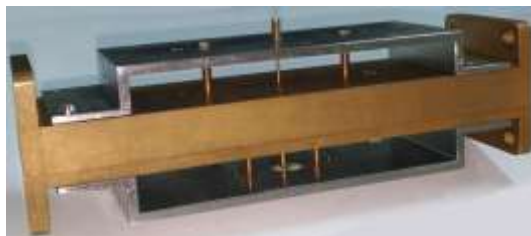


Рис. 2 Волноводный фотонный кристалл на основе штыревой системы

Частотные зависимости коэффициентов отражения волноводного фотонного кристалла на основе резонансной штыревой системы исследовались с помощью векторного анализатора цепей Agilent PNA-X Network Analyzer N5242A в диапазоне частот 8 – 13 ГГц.

Как следует из результатов расчета (кривая 1 на рис.3) и эксперимента (кривая 1 на рис. 4) введение в фотонный кристалл нарушения в виде центрального штыря уменьшенного диаметра и содержащего управляющую $n-i-p-i-n$ -структуру приводит к возникновению резонансной особенности – дефектной моды в запрещенной зоне фотонного кристалла на частоте $f_{1эксп}=11.315$ ГГц с коэффициентом отражения фотонного кристалла на этой частоте равным – 47 дБ. Изменение величины управляющего напряжения на $n-i-p-i-n$ -структуре от 0 до 1.4 В приводит к увеличению коэффициента отражения на частоте дефектной моды фотонного кристалла $f_{1эксп}$ от –47 дБ до –0.3 дБ.

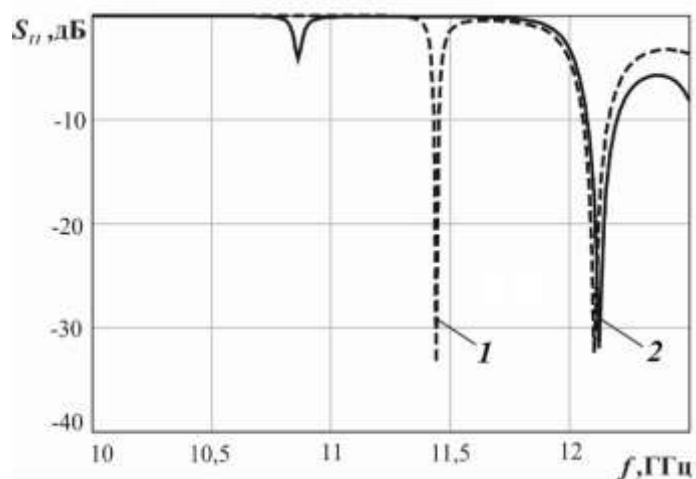


Рис. 3 Расчетные частотные зависимости коэффициента отражения S_{11} электрически управляемого волноводного фотонного кристалла на основе штыревой системы: 1 – (пунктирная линия) – без напряжения смещения на управляющем диоде; 2 – (сплошная линия) – при подаче напряжения прямого смещения 1.4 В на управляющий диод

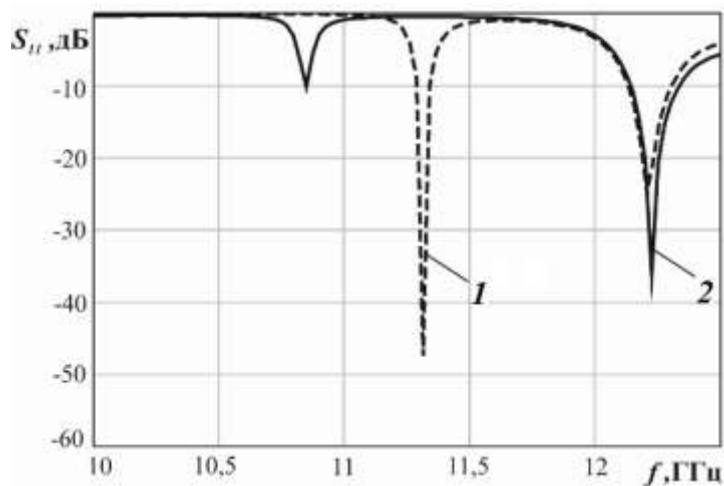


Рис. 4 Экспериментальные кривые коэффициента отражения S_{11} электрически управляемого волноводного фотонного кристалла на основе штыревой системы: 1 – (пунктирная линия) – без напряжения смещения на управляющем диоде; 2 – (сплошная линия) – при подаче напряжения прямого смещения 1.4 В на управляющий диод

Таким образом, проведено компьютерное моделирование и экспериментальное исследование волноводного фотонного кристалла на основе резонансной штыревой системы с электрически управляемыми характеристиками. Установлено, что использование в качестве электрически управляющего элемента $n-i-p-i-n$ -структуры позволяет реализовать динамический диапазон изменения коэффициента отражения на частоте дефектной моды более 46 дБ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 8.7628.2017/8.9) и предприятия АО «НПЦ «Алмаз-Фазотрон».

Библиографический список

1. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. Одномерные СВЧ фотонные кристаллы. Новые области применения. // Саратов, Изд-во Сарат. ун-та, 2016. 148 с. ISBN 978-5-292-04402-4
2. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. СВЧ фотонные кристаллы – новая разновидность периодических структур в радиоэлектронике. // Саратов, Изд-во Сарат. ун-та, 2016. 68 с. ISBN 978-5-292-04403-1.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МАГНОНИКИ СВЧ ДИАПАЗОНА

А.В. Садовников^{1,2}, Е.Н. Бегинин¹, С.А. Никитов^{1,2}

¹Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: sadovnikovav@gmail.com

В настоящее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ) при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров. Основное внимание при этом уделяется подходу, заключающемуся в использовании СВ в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удастся реализовать целый ряд устройств обработки сигнала, в том числе на нейроморфных принципах [1]. Последнее обусловлено возможностью использования нелинейных свойств СВ [2] и возможностью создания управляемых связей в массивах спинволноводных структур [3,4]. Стоит отметить, что при этом важным оказывается возможность кодирования сигнала как с помощью амплитуды, так и с помощью фазы СВ. Свойства СВ определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитных средах и могут значительно меняться при изменении параметров среды, например, величины и направления поля подмагничивания. В то же время путем структурирования тонких магнитных пленок удастся управлять свойствами СВ путем использования как геометрических эффектов, так и свойств анизотропии формы магнитных структур, проявляющихся в изменении их локальных характеристик. В настоящей работе представлены результаты исследований в актуальной и быстро развивающейся области спинтроники и магнитоэлектроники – магноники [1]. Рассмотрено применение экспериментального метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) и численных методов микромагнитного моделирования для исследования динамики спинволновых возбуждений в планарных магнитных микроструктурах (рис. 1).

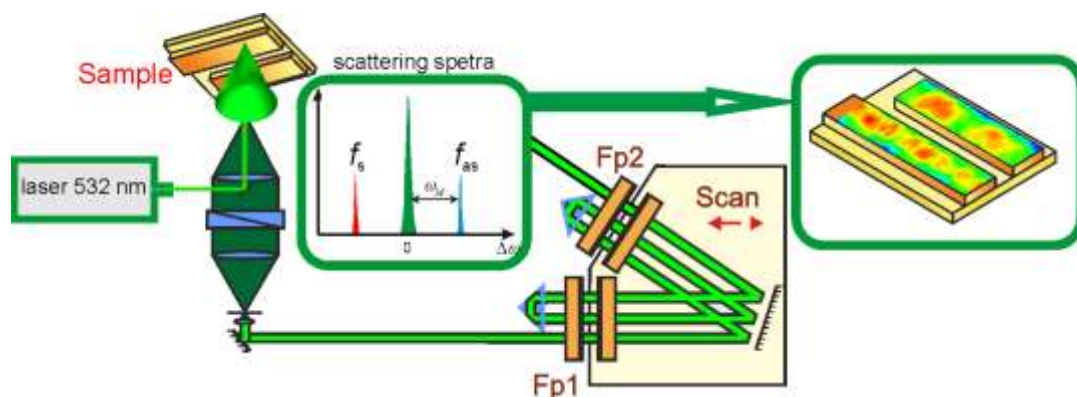


Рис.1. Схема экспериментального исследования.

Приведены результаты исследования латеральных, нерегулярных и композитных магнитных микроструктур. Продемонстрированы линейные и нелинейные режимы распространения спиновых волн в микроструктурированных микроволноводах при учете анизотропии формы [2,3]. Рассмотрены эффекты связи спиновых волн и образования дискретных пространственных солитонов в массивах магнитных микроволноводов (рис. 2). Показана возможность управления спектром магнитостатических спиновых волн путем изменения величины и угла приложения магнитного поля, электрического поля и использования лазерного излучения [4]. Приведены результаты исследований влияний локальных деформаций на режимы распространения и связи спиновых волн в слоистых гетероструктурах на основе ферромагнитных пленок и слоев пьезоэлектрика. Обсуждаются примеры использования магنونных структур и их интеграции с полупроводниковыми элементами для систем обработки информационных сигналов.

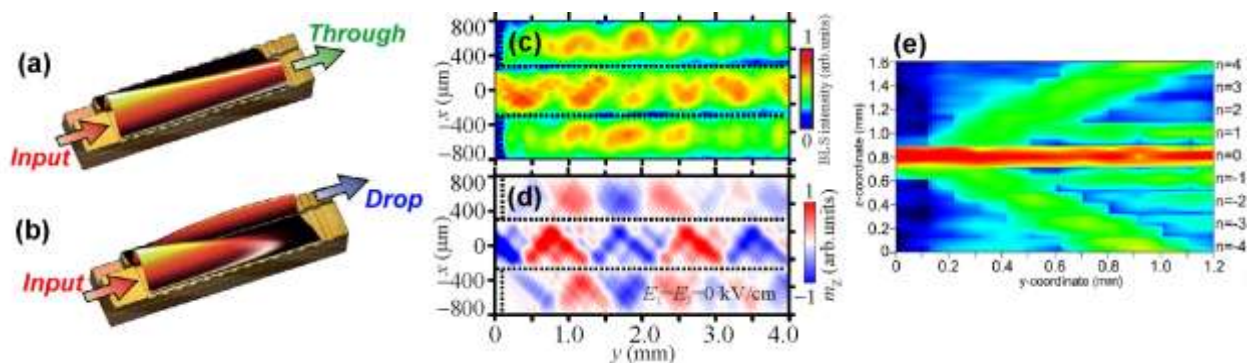


Рис.2. Схематическое изображение спин-волнового делителя мощности на основе латеральной системы магنونных кристаллов и результаты экспериментального исследования спин-волновой динамики.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 16-19-10283), стипендии (СП-2819.2018.5) и гранта (МК-3650.2018.9) Президента РФ.

Библиографический список

1. Nikitov S.A. et al Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics // Phys. Usp. V. 58. 2015.
2. Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes // Phys. Rev. B, V. 96. 2017 P. 144428.
3. Sadovnikov A.V., Davies C.S., Kruglyak V.V., Romanenko D.V., Grishin S.V., Beginin E.N., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide // Phys. Rev. B, V.96. 2017 P. 060401(R).
4. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Voltage-controlled spin-wave coupling in adjacent ferromagnetic-ferroelectric heterostructures // Physical Review Applied, V. 7. 2017. P. 014013.
5. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, V.A. Gubanov, S.A. Odincov, A.A. Martyshkin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, and S.A. Nikitov Spin-wave intermodal coupling in the interconnection of magnonic units // Appl. Phys. Lett., V. 112, 2018. P. 142402.

6. *A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin, A.A. Grachev, V.A. Gubanov, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov* Nonlinear Spin Wave Effects in the System of Lateral Magnonic Structures // JETP Letters V. 107, No. 1. 2018. P. 25–29.

ДИНАМИКА СПИНОВЫХ ВОЛН В УПРАВЛЯЕМОМ ДЕФОРМАЦИЯМИ МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А.А. Грачев, А.В. Садовников, А.А. Сердобинцев
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: stig133@gmail.com

Тонкие плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) демонстрируют значительно меньшие значения затухания спиновых волн (СВ) по сравнению с металлическими магнитными плёнками. Длина распространения СВ в магнитных ЖИГ микроволноводах и магнонных кристаллах составляет величину порядка единиц миллиметров при комнатной температуре [1-2]. Микроструктуры конечной ширины на основе пленок ЖИГ являются ключевыми элементами “магнонных сетей”, находящих широкое применение в планарных устройствах для обработки сигналов, в которых информация передается с помощью спиновых волн, а логические операции реализованы на основе принципов спин-волновой интерференции [1-3]. В композитных мультиферроидных структурах, состоящих из пленки ЖИГ и слоя пьезоэлектрика, оказывается возможным управлять спектром магнитостатических спиновых волн (МСВ) с помощью изменения как магнитного, так и электрического полей [4,5]. Возможность перестройки электрическим полем ЖИГ-пьезоэлектрических СВЧ устройств [6] позволяет разрабатывать магнонные волноводы с управляемой деформацией. Электрическое поле вызывает деформацию слоя пьезоэлектрика вследствие обратного пьезоэффекта. Деформация передается ЖИГ плёнке, которая механически связана с пьезоэлектрическим слоем. Из-за обратного эффекта магнитострикции (эффект Виллари) в ЖИГ плёнке изменяется внутреннее магнитное поле.

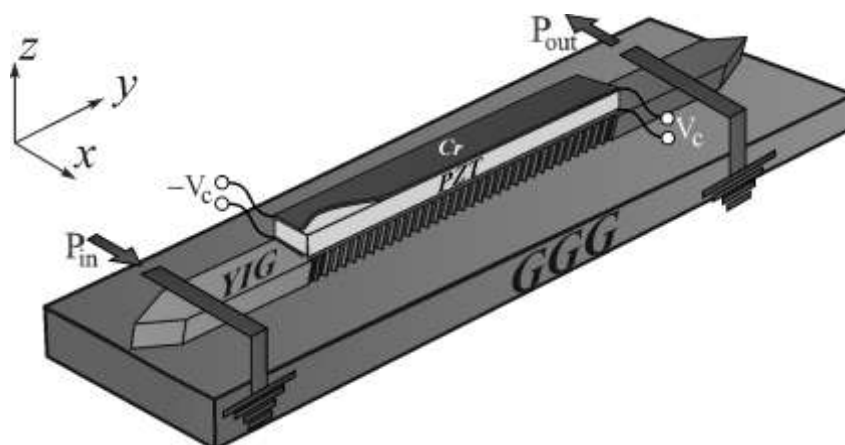


Рис. 1. Схематическое изображение управляемого магнонного кристалла

В данной работе с помощью микромагнитного моделирования и радиофизических измерений исследована динамика спиновых волн, распространяющихся в магнетонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем.

На рис. 1 схематически показана рассматриваемая структура, состоящая из гофрированного магнетонного кристалла, полученного с помощью метода лазерной резки из плёнки ЖИГ, толщиной 7.7 мкм, находящейся на подложке из галлий-гадолиниевого граната. На магнетонном кристалле расположен пьезоэлектрический слой цирконата-титаната свинца. Структура помещена в однородное статическое магнитное поле $H=1100$ Э, направленного вдоль короткой оси магнетонного кристалла для эффективного возбуждения поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ). На поверхности пьезоэлектрического слоя (на стороне, где происходит связь с ЖИГ плёнкой) напылены электроды из хрома, толщиной 150 нм, с помощью метода лазерной резки на данной стороне сформирована система «встречные штыри» для улучшения взаимодействия с магнетонным кристаллом. На верхней части пьезоэлектрического слоя нанесены электроды из хрома, толщиной 250 нм.

С помощью СВЧ-векторного анализатора цепей и метода Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (БРС) (путем сканирования зондирующего светового пятна на поверхности магнетонного кристалла) показано, что электрическое поле влечёт за собой образование запрещенной зоны при распространении СВ.

С помощью микромагнитного моделирования, основанного на решении уравнения Ландау-Лифшица методом конечных разностей показано распространение спиновых волн в латеральной структуре при различных значениях внешнего электрического поля. Таким образом, показано двойное управление (электрическим и магнитным полями) в латеральной структуре. Перестройка магнитным полем может быть выполнена путем смещения величины внешнего магнитного поля, в то время как перестройка электрическим полем возможна благодаря изменению свойств пьезоэлектрического слоя, путем вариации приложенного электрического поля.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№18-37-00482).

Библиографический список

1. Nikitov S.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Slavin A.N., Barabanenkov Y.N., Osokin S.A., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevsky Y.P., Filimonov Y.A., Khivintsev Y.V., Vysotsky S.L., Sakharov V.K., and Pavlov E.S. Magnonics: A new research area in spintronics and spin wave electronics // *Phys. Usp.* 2015, V. 58, P. 1002–1028.
2. Demidov V.E., Urazhdin S., Zholud A., Sadovnikov A.V., Slavin A.N. & Demokritov S.O. Spin-current nano-oscillator based on nonlocal spin injection // *Sci. Rep.* 2015, V. 5, P. 8578.
3. Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., and Hillebrands B. Magnon spintronics // *Nature Physics* 2015, V. 11, P. 453–461.
4. Demidov V.E., Kalinikos B.A., Karmanenko S.F., Semenov A.A., Edenhofer P. Electrical tuning of dispersion characteristics of surface electromagnetic-spin waves propagating in ferrite-ferroelectric layered structures // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2003, V. 51, P. 2090.

5. *Ustinov A.B., Srinivasan G., and Kalinikos B.A.* Ferrite-ferroelectric hybrid wave phase shifters // *Appl.Phys. Lett.* 90, 031913 (2007).
6. *Fetisov Y.K., Srinivasan G.* Electric field tuning characteristics of a ferrite-piezoelectric microwave resonator // *Applied Physics Letters* 2006 V. 88, P. 143503

НЕЛИНЕЙНОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В СТРУКТУРЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

О.В. Матвеев, М.А. Морозова, Д.В. Романенко, Ю.П. Шараевский
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: olvmatveev@gmail.com

В настоящей работе представляются результаты экспериментального исследования структуры связанных магнонных кристаллов с помощью бриллюэновской спектроскопии [1]. Такой метод позволяет получить распределение интенсивности спиновой волны в плоскости плёнки и более подробно исследовать механизм распространения спиновых волн в структуре. Исследуемая структура представляла собой две пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенные на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), на которые была нанесена периодическая система канавок, таким образом были реализованы магнонные кристаллы с брэгговской запрещенной зоной в СВЧ-диапазоне [2]. Магнонные кристаллы были разделены слоем диэлектрика.

Для экспериментального исследования использовались макеты (см. рис. 1), выполненные на основе плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной $d = 12$ мкм и намагниченностью насыщения $M_0 = 1750$ Гс. Плёнка выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 0.5 мм. На поверхности плёнок создавалась периодическая система канавок с периодом $L = 200$ мкм, шириной канавки $a_1 = 0.1$ мм, глубиной канавки $\Delta d = 1$ мкм. Полученный таким образом МК имел прямоугольную форму: ширина МК 2 мм, длина 13 мм. Для формирования структуры связанных магнонных кристаллов на поверхности описанного МК располагалась диэлектрическая слюдяная пластина толщиной $D = 50$ мкм, длиной 5 мм, шириной 3 мм. На диэлектрической пластине размещался второй МК с такой же системой канавок. Длина второго МК была меньше длины первого МК и равнялась 4 мм. Так, что область перекрытия первого МК и второго МК составила 4 мм или 20 периодов МК.

Полученная структура размещалась на макете линии задержки с микрополосковыми антеннами шириной 30 мкм, расположенными на расстоянии 4 мм. Внешнее магнитное поле $H_0 = 785$ Э ориентировалось вдоль микрополосковых антенн параллельно поверхности структуры. В этой конфигурации в структуре возбуждались поверхностные магнитостатические волны.

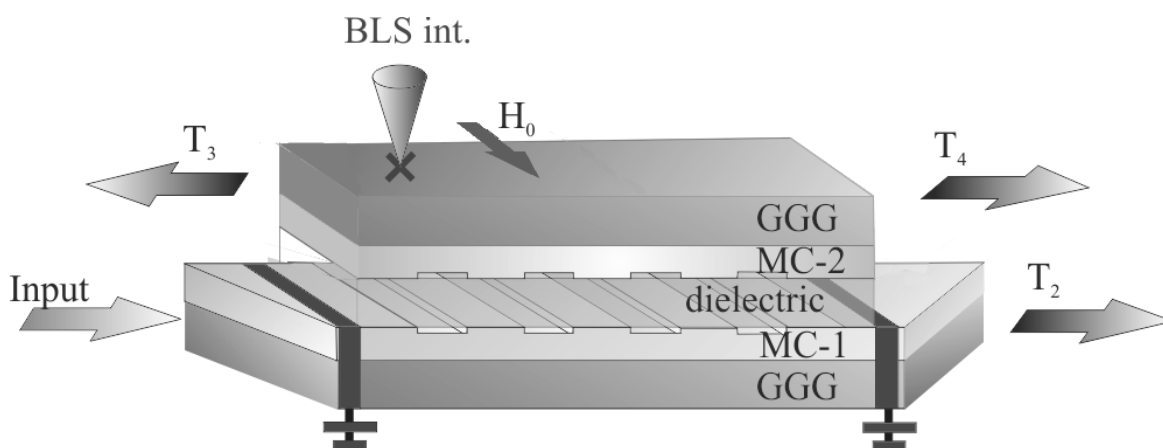


Рис. 1. Схема исследуемой структуры

Фокусировка оптической системы установки бриллюэновской спектроскопии позволяла снимать распределение спиновых волн в каждом из магнитных кристаллов. Анализ распространения спиновых волн в каждом слое показал, что в зависимости от мощности входного сигнала распространение волн имеет различный характер. При малой мощности сигнал перекачивается в соседний слой и отражается. При увеличении мощности входного сигнала имеет место периодическая перекачка мощности между слоями. При дальнейшем увеличении мощности входного сигнала периодическая перекачка мощности пропадает. Таким образом, при выборе длины структуры, кратной длине линейной перекачки волны, возможна реализация устройства нелинейного ответвления сигнала. Так, при малой мощности большая часть входного сигнала оказывается на порте T_3 (см. рис 2а), при средней мощности – на порте T_4 (см. рис 2б), при большой – на порте T_2 (см. рис 2в). Расчет передаточных характеристик исследуемой структуры с такой длиной показал хорошее совпадение с результатами численного моделирования [3].

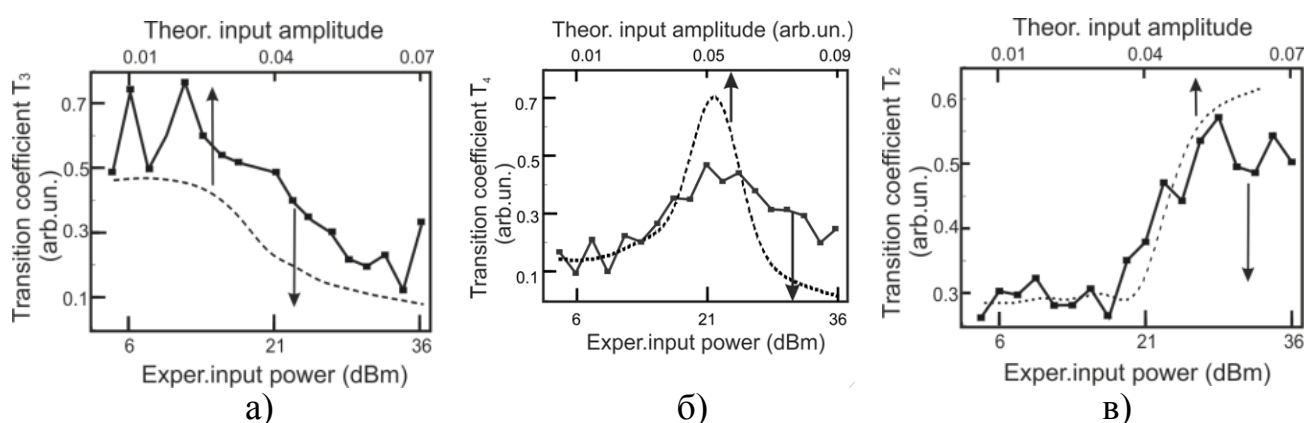


Рис. 2. Экспериментальная (сплошные) и теоретическая (штриховые линии) зависимости коэффициентов пропускания для (а) порта 1, (б) порта 2, (в) порта 3 от мощности входного сигнала

Таким образом, при выборе определенной длины структуры имеется возможность создания на базе структуры связанных магнитных кристаллов нелинейного направленного ответвителя СВЧ-сигналов, в котором в зависимости от

амплитуды входной сигнал передается на различные выходные порты структуры. На базе этой же структуры возможна реализация функций выделения сигнала определенной мощности, ограничения мощности и шумоподавления.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-19-1028).

Библиографический список

1. *Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B.* YIG magnonics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. V. 43. P. 264002
2. *Demokritov S., Hillebrands B., Slavin A.* Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // *Physics Reports. Amsterdam: North-Holland Pub. Co.* 2001. V. 348. P. 441
3. *Морозова М.А., Матвеев О.В., Шараевский Ю.П.* Распространение импульсов в нелинейной системе на основе связанных магнонных кристаллов // *ФТТ.* 2016. Т. 58. С. 1967.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЛОИСТОЙ МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЕ МАГНОННЫЙ КРИСТАЛЛ - СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

О.В. Матвеев, М.А. Морозова, Д.В. Романенко
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: olvmatveev@gmail.com

В настоящей работе исследуется композитная мультиферроидная структура, состоящая из магнонного кристалла, образованного нанесением структуры периодических канавок на ферромагнитную пленку железо-иттриевого граната, выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната и пластины титаната бария-стронция (структура МК-СЭ). Известно, что в подобных композитных мультиферроиках имеет место гибридизация спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитном слое, и замедленных электромагнитных волн в сегнетоэлектрическом слое [1]. Таким образом в композитной структуре распространяются гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ), характеристиками которых можно управлять как внешним магнитным полем, которое влияет на частоту ферромагнитного резонанса в ферромагнетике, так и внешним электрическим полем, от напряженности которого зависит диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика. В отличие от спектра спиновых волн в одиночном магнонном кристалле, сегнетоэлектрическая нагрузка приводит к образованию дополнительной полосы непропускания в области первого брэгговского резонанса [2,3]. Данный эффект в совокупности с возможностью электрического управления позволит создать эффективные устройства частотной обработки сигналов в СВЧ диапазоне.

Целью работы было экспериментальное исследование амплитудно-частотных характеристик структуры МК-СЭ с помощью СВЧ-анализатора це-

пей и сравнение с полученной математической моделью для описания дисперсии ГЭМСВ в данной структуре с учетом магнитной нелинейности ферромагнитной среды.

Исследуемая структура состояла из магнетонного кристалла (МК) и сегнетоэлектрической пластины (СЭ). Магнетонный кристалл представляет собой ферромагнитную пленку (ФП) на основе пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) толщиной $l = 12$ мкм с намагниченностью насыщения $M_0 = 1750$ Гс, на поверхности которой нанесены неоднородности в виде системы канавок с периодом $L = 200$ мкм, глубиной $\Delta l = 2$ мкм и шириной $a_l = 100$ мкм. Полученный таким образом МК имел прямоугольную форму: ширина МК 2 мм, длина 13 мм. Внешнее магнитное поле $H_0 = 1750$ Э приложено касательно к поверхности пленки. При заданной конфигурации магнитного поля в ферромагнитной плёнке поверхностная МСВ. На поверхности МК размещалась сегнетоэлектрическая пластина титаната бария-стронция толщиной $a = 500$ мкм и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 4000$.

На рис. 1а показаны дисперсионные характеристики ГЭМСВ в линейном случае (штриховые кривые) при $|u|^2 = 10^{-3}$ и дисперсионные характеристики с учётом магнитной нелинейности (сплошные кривые) при мощности входного сигнала $|u|^2 = 10^{-2}$. На графике видно формирование двух запрещенных зон: основной (показана светлой заливкой b') и гибридной (показана темной заливкой c'). Увеличение мощности, как видно из графика приводит к сдвигу запрещенных зон по частоте.

Для снятия АЧХ ПМСВ в структурах была собрана установка, содержащая описанный выше макет с ферритовой микроструктурой, СВЧ-анализатор цепей ENA 5062A и усилитель. На рис. 1б показаны экспериментальная АЧХ ГЭМСВ в структуре МК-СЭ, на которой видны предсказанные теоретически эффекты: образование дополнительной запрещенной зоны в полосе первого брэгговского резонанса, а также сдвиг запрещенных зон вниз по частоте при увеличении мощности входного сигнала.

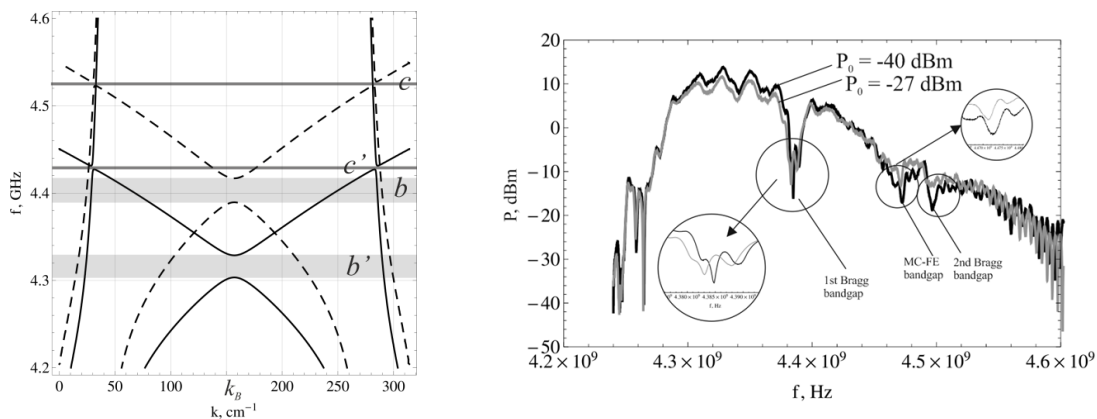


Рис. 1. (а) Теоретические дисперсионные характеристики волн в структуре МК-СЭ, рассчитанные в линейном режиме (сплошные кривые) и нелинейном (штриховые), (б) экспериментальные АЧХ в линейном режиме (темные кривые), нелинейном (светлые)

В результате экспериментальное исследование подтвердило возможность формирования двух запрещенных зон в полосе первого брэгговского резонанса: основная – брэгговская и дополнительная - гибридная, возможность электрического управления характеристиками запрещенных зон, а также нелинейный эффект, приводящий к сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте и уменьшению ширины запрещенных зон.

Таким образом, мультиферроидные структуры на базе магнетонных кристаллов могут быть полезны при разработке систем частотной обработки СВЧ-сигналов в качестве узкополосных фильтров. Возможность электрического управления делает такие системы более энергоэффективными и быстродействующими по сравнению с ферромагнитными. А учет нелинейных эффектов позволит уточнить характеристики таких систем в случае распространения сигналов большой мощности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-29-03120-офи-м).

Библиографический список

1. Анфиногенов В.Б., Вербицкая Т.Н., Зильберман П.Е., Мериакри С.В., Огрин Ю.Ф., Тихонов В.В. Резонансное взаимодействие магнитостатических и медленных электромагнитных волн в композитной среде пленка ЖИГ-сегнетоэлектрическая пластина // ПЖТФ. 1986. Т. 12. С. 938
2. Устинов А.Б., Калиникос Б.А. Мультиферроидные периодические структуры на основе магнетонных кристаллов для электронно-перестраиваемых сверхвысокочастотных устройств // ПЖТФ 2014. Т. 40. С. 58
3. Morozova M.A., Grishin S.V., Sadovnikov A.V., Romanenko D.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitov S.A. Tunable bandgaps in layered structure magnonic crystal-ferroelectric // IEEE Trans. on Magn. 2015. V. 51. P. 7126980.

ПОЛОСОВЫЕ СВЧ ФИЛЬТРЫ НА ВОЛНОВОДНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С ПЛОСКОЙ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ В РАБОЧЕЙ ПОЛОСЕ

С.Г. Евтеев¹, Д.А. Усанов¹, С.А. Никитов¹, А.В. Скрипаль¹, М.К. Мерданов², Д.В. Пономарев¹

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²АО «НПЦ «Электронное приборостроение», г. Москва

E-mail: usanovda@info.sgu.ru

Известно использование СВЧ фотонных кристаллов в качестве фильтров [1]. При малом числе ячеек, образующих фотонный кристалл его амплитудно-частотная характеристика обладает «изрезанностью». Задача уменьшения этой изрезанности может быть решена увеличением числа ячеек, что ведет к увеличению размеров устройства и вносимых им потерь в полосе рабочих частот.

С момента появления первых работ по СВЧ фотонным кристаллам отмечалась их высокая отражательная способность в запрещенной полосе частот [2].

Это свойство может быть использовано для обеспечения плоской частотной характеристики фильтра. Реализация такой возможности удобно осуществить в устройстве с СВЧ-циркулятором, в котором фотонный кристалл используется в качестве отражающего элемента, включенного в одно из плеч циркулятора (рис. 1).

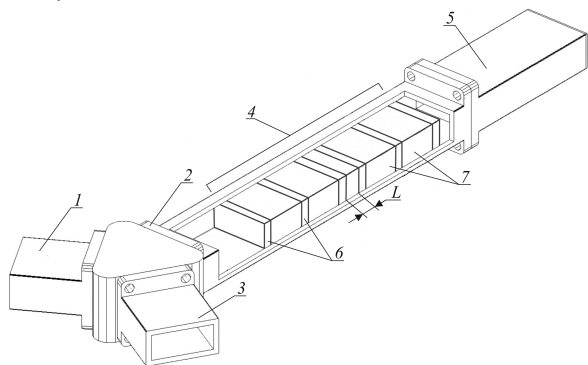


Рис. 1. Фотонный кристалл с диэлектрическим заполнением в схеме на отражение с Y-циркулятором. 1 – вход Y-циркулятора, 2, 3 – выходы Y-циркулятора, 4 – фотонный кристалл, 5 – согласованная нагрузка, 6 – слои фторопласта, 7 – слои пенопласта. L – длина нарушенного слоя

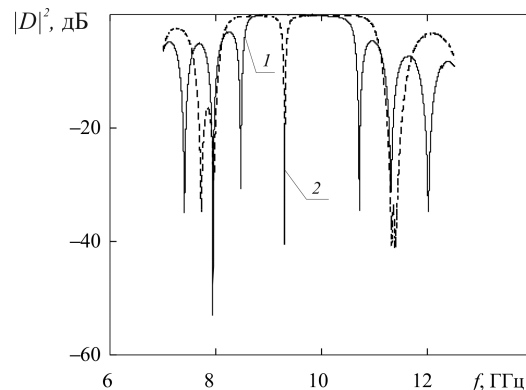


Рис. 2. Экспериментальные частотные зависимости коэффициента прохождения $|D|^2$ сигнала из плеча 1 в плечо 3 циркулятора с фотонным кристаллом в схеме на отражение. 1 – фотонный кристалл без нарушений, 2 – фотонный кристалл с измененной длиной центрального слоя $L=5$ мм

Модель фотонного кристалла на основе волновода с диэлектрическим заполнением

Для иллюстрации этой возможности рассматривались одномерные волноводные фотонные кристаллы, составленные из одиннадцати и пятнадцати слоев в диапазоне частот 8–12 ГГц. Нечетные слои были выполнены из тефлона ($\varepsilon = 2,1$), четные выполнены из пенопласта ($\varepsilon = 1.03$). Длина нечетных отрезков – 4.15 мм, четных – 12.7 мм. Нарушение создавалось посредством изменения длины центрального слоя. Длина центрального нарушенного слоя L выбиралась равной 5 мм и 27 мм.

Входной сигнал подавался на вход 1 Y-циркулятора, к выходу 2 Y-циркулятора был подключен фотонный кристалл 4 с согласованной нагрузкой 5, выходной сигнал измерялся на выходе 3 Y-циркулятора.

Для расчета коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны при ее нормальном падении на такую многослойную структуру использовалась матрица передачи волны между областями с различными значениями постоянной распространения электромагнитной волны γ_j и γ_{j+1} [1].

Экспериментально исследовался фотонный кристалл, созданный в соответствии с описанной выше моделью и состоящий из пятнадцати слоев в диапазоне частот 8–12 ГГц. Нечетные слои 6 были выполнены из тефлона ($\varepsilon = 2,1$), четные 7 выполнены из пенопласта ($\varepsilon = 1.03$). Длина центрального нарушенного слоя L выбиралась равной 5 мм и 27 мм.

Измерение амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) коэффициентов пропускания и отражения исследуемых фотонных кристаллов проводились с помощью векторного анализатора цепей Agilent Microwave Network Analyzer N5242A PNA-X в диапазоне частот 8–12 ГГц.

На рис. 2 представлены результаты измерений АЧХ коэффициента прохождения сигнала из плеча 1 циркулятора в плечо 3 при подключении фотонного кристалла с согласованной нагрузкой в плечо 2 фотонного кристалла без нарушения периодичности и с нарушением, созданным посредством изменения длины центрального слоя.

Модель фотонного кристалла на резонансных диафрагмах с управляемыми $n-i-p-i-n$ -диодами характеристиками

Исследуемый фотонный кристалл представлял собой структуру, состоящую из семи периодически расположенных прямоугольных металлических резонансных диафрагм на расстоянии $L=20$ мм друг от друга в прямоугольном волноводе трехсантиметрового диапазона [3]. Ширина и высота щелей диафрагм фотонного кристалла выбирались равными 20 мм и 2 мм, соответственно.

Для управления резонансными свойствами таких фотонных кристаллов использовалась $n-i-p-i-n$ -диодная матрица, состоящая из четырех диодных элементов, размещенных в центральной диафрагме, выполненной в виде двух прямоугольных щелей (см. рис. 3). Размеры каждой щели составляли 10.5×1.0 мм².

Учитывая изложенные данные можно сделать вывод о применимости данного метода в клинических исследованиях, а также о его большой будущей значимости в фундаментальных исследованиях механики среднего уха.

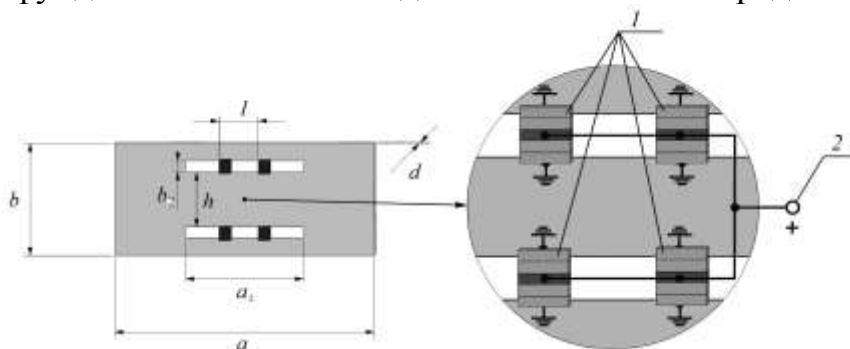


Рис. 3. Конструкция центральной диафрагмы фотонного кристалла. 1 – $n-i-p-i-n$ -диодные структуры, 2 – источник постоянного напряжения. $a=23$ мм, $b=10$ мм, $d=10$ мкм, $a_2=11.5$ мм, $b_2=1$ мм, $h=5$ мм, $l=3.8$ мм

Измерение амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) коэффициентов пропускания и отражения исследуемых фотонных кристаллов проводились с помощью векторного анализатора цепей Agilent Microwave Network Analyzer N5242A PNA-X в диапазоне частот 8–12 ГГц.

На рис. 4 представлены результаты измерений АЧХ коэффициентов прохождения фотонного кристалла без нарушения периодичности и с введенной в

фотонный кристалл $n-i-p-i-n$ -матрицей в качестве нарушения центрального слоя с управляемыми характеристиками.

Как следует из результатов эксперимента частотная зависимость коэффициента прохождения сигнала из плеча 1 в плечо 3 циркулятора с фотонным кристаллом в схеме на отражение характеризуется наличием плоской разрешённой зоны в диапазоне частот 8.2–10.2 ГГц (кривая 1 на рис.4).

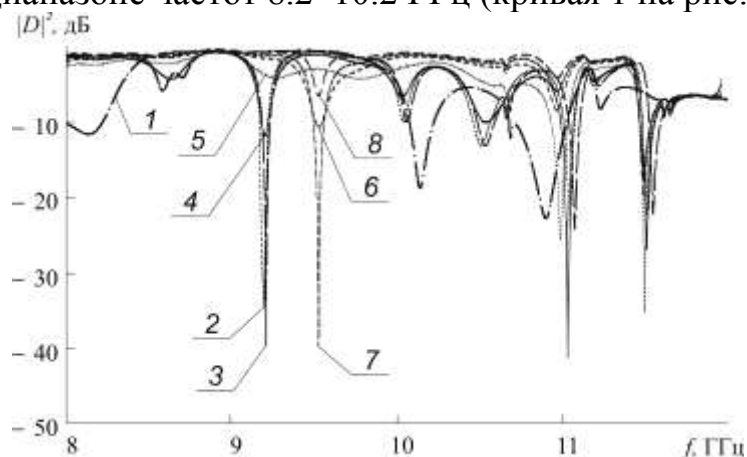


Рис. 4. Экспериментальные частотные зависимости коэффициента прохождения $|D|^2$ сигнала из плеча 1 в плечо 3 циркулятора с фотонным кристаллом в схеме на отражение. 1 – фотонный кристалла без нарушений из 7 диафрагм без $n-i-p-i-n$ -матрицы, 2–8 – фотонный кристалл с управляющей $n-i-p-i-n$ -матрицей в качестве нарушения центрального слоя при различных значениях управляющего тока I , мА: 2 – 0.0, 3 – 0.0005, 4 – 0.092, 5 – 0.660, 6 – 3.36, 7 – 8.15, 8 – 193.5

Введение в фотонный кристалл $n-i-p-i-n$ -матрицы в качестве нарушения центрального слоя приводит к возникновению резонансной особенности – примесной моды затухания колебаний в разрешенной зоне фотонного кристалла на частоте $f_{1эксп} = 9.22$ ГГц. Изменение величины управляющего тока $n-i-p-i-n$ -структуры от 0 до 0.5 мкА приводит к уменьшению коэффициента прохождения на частоте примесной моды затухания колебаний $f_{1эксп}$ от -29.685 дБ до -39.709 дБ. Дальнейшее увеличение управляющего тока от 0.5 мкА до 193.5 мА приводит к монотонному увеличению коэффициента прохождения на частоте $f_{1эксп}$ до -0.8 дБ.

Таким образом, предложенная схема электрически управляемого модулятора и переключателя СВЧ-сигнала на основе фотонного кристалла на резонансных диафрагмах, реализованная с использованием Y-циркулятора, позволяет обеспечить в прямом режиме потери запираения -43.27 дБ и прямые потери на прохождение равные -0.82 дБ. В инверсном режиме прямые потери составляют -0.82 дБ и потери запираения -39.7 дБ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 8.7628.2017/8.9) и стипендии Президента РФ (СП-3301.2018.3).

Библиографический список

1. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. Одномерные СВЧ фотонные кристаллы. Новые области применения. // Саратов, Изд-во Саратов. ун-та, 2016. 148 с. ISBN 978-5-292-04402-4
2. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. СВЧ фотонные кристаллы – новая разновидность периодических структур в радиоэлектронике. // Саратов, Изд-во Саратов. ун-та, 2016. 68 с. ISBN 978-5-292-04403-1.
3. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Мерданов М.К., Евтеев С.Г. Волноводные фотонные кристаллы на резонансных диафрагмах с управляемыми $n-i-p-i-n$ -диодами характеристиками // Радиотехника и электроника. 2018. № 1. С. 65–71.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ДИАФРАГМЫ В КАЧЕСТВЕ ЗОНДА БЛИЖНЕПОЛЕВОГО СВЧ-МИКРОСКОПА С РЕЗОНАТОРОМ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С НАРУШЕНИЕМ ПЕРИОДИЧНОСТИ

С.Г. Евтеев, Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: usanovda@info.sgu.ru

В качестве зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа может быть использована резонансная диафрагма, обеспечивающая повышение локальности волноводных методов измерений параметров материалов и структур [1–3]. Зонд с щелевым отверстием характеризуется высоким пропусканием излучения (в определенной полосе частот), и, следовательно, большей связью с измеряемым объектом. Авторы [3] предложили использовать ближнеполевым СВЧ-микроскоп с щелевым зондом для определения электрической анизотропии свойств исследуемого образца. Такая возможность является следствием чувствительности щелевого зонда только для одного направления в образце, совпадающего с поляризацией электрической компоненты поля в щели.

Такого рода резонансная система имеет сравнительно невысокую добротность и относительно широкую полосу рабочих частот.

Для повышения чувствительности зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа на основе резонансной диафрагмы рассмотрена возможность использования в качестве резонатора СВЧ-микроскопа волноводного фотонного кристалла с нарушением периодичности, приводящей к возникновению резонансной особенности – дефектной моды в запрещенной зоне фотонного кристалла [4, 5].

На рис. 1 представлена модель зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа в виде резонансной диафрагмы с резонатором на основе волноводного фотонного кристалла с нарушением периодичности.

Численный расчет коэффициентов отражения выполнялся с использованием программного обеспечения для трехмерного моделирования электромагнитных полей методом конечных элементов ANSYS HFSS.

Результаты расчета частотных зависимостей коэффициента отражения исследуемого зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа (кривая 3) представлены на рис. 2. На этом же рисунке представлены результаты расчета частотных зависимостей коэффициента отражения одиночной диафрагмы (кривая 1) и одиночного фотонного кристалла с нарушением периодичности (кривая 2). Как следует из результатов расчета зонд в виде резонансной диафрагмы с резонатором на основе волноводного фотонного кристалла обеспечивает большую частотную избирательность резонанса по сравнению с одиночной диафрагмой и одиночным фотонным кристаллом.

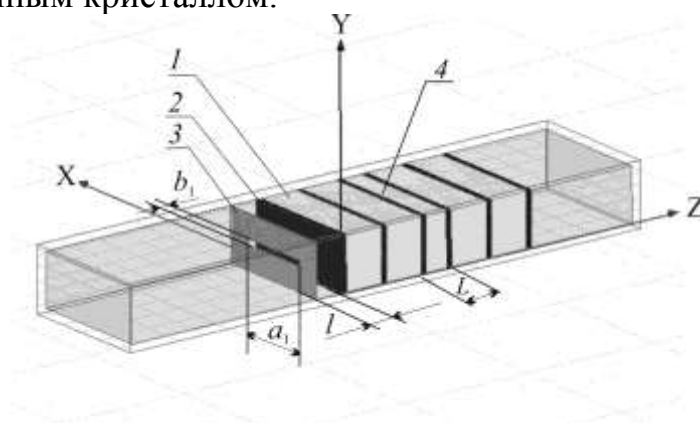


Рис. 1. Модель зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа в виде резонансной диафрагмы с резонатором на основе волноводного фотонного кристалла с нарушением периодичности. 1 – слои фторопласта, 2 – слои поликора (Al_2O_3), 3 – резонансная диафрагма

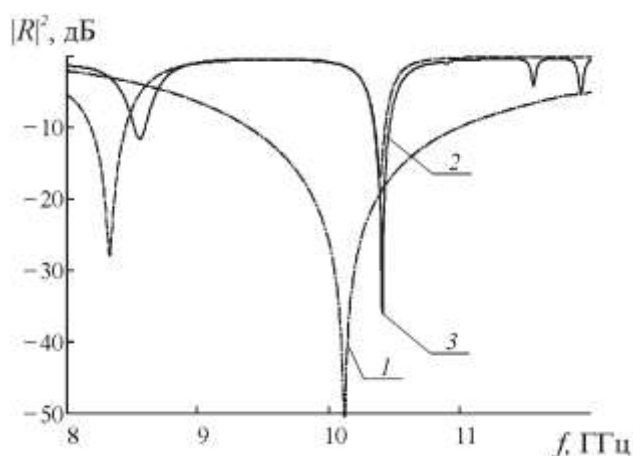


Рис. 2. Расчетные частотные зависимости коэффициента отражения: 1 – одиночная диафрагма, $a_1=15$ мм; 2 – одиночный фотонный кристалл с нарушением периодичности; 3 – резонансная диафрагма с резонатором на основе волноводного фотонного кристалла.

$$l = 5 \text{ мм. } L = 4 \text{ мм}$$

Одномерный фотонный кристалл был изготовлен из 11 слоёв: нечётные слои из поликора (Al_2O_3) толщиной 1 мм, чётные из фторопласта толщиной 7 мм, 6-ой слой являлся нарушением и составлял 4 мм (рис. 1). Диафрагма изготавливалась из тонкой алюминиевой фольги толщиной 10 мкм с размерами $a_1=$

18 мм, $b_1 = 1$ мм. Расстояние между фотонным кристаллом и диафрагмой составляло 2 мм.

Частотные зависимости коэффициентов отражения волноводного фотонного кристалла на основе резонансной штыревой системы исследовались с помощью векторного анализатора цепей Agilent PNA-L Network Analyzer N5230A в диапазоне частот 8 – 12 ГГц.

Результаты измерений частотных зависимостей коэффициента отражения исследуемого зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа (кривая 3) представлены на рис. 3. На этом же рисунке представлены результаты измерений частотных зависимостей коэффициента отражения одиночной диафрагмы (кривая 1) и одиночного фотонного кристалла с нарушением периодичности (кривая 2).

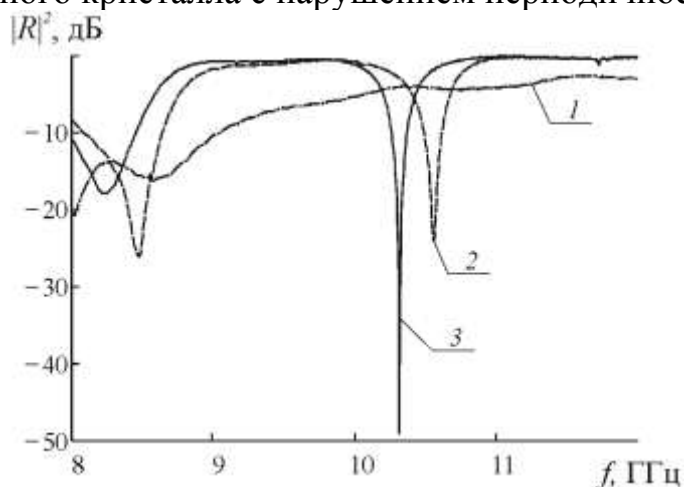


Рис. 3. Экспериментальные частотные зависимости коэффициента отражения: 1 – одиночная диафрагма, $a_1 = 18$ мм; 2 – одиночный фотонный кристалл с нарушением периодичности; 3 – резонансная диафрагма с резонатором на основе волноводного фотонного кристалла. $l = 2$ мм. $L = 4$ мм

Была исследована возможность использования для измерения параметров диэлектрических слоев исследуемого зонда в виде резонансной диафрагмы с резонатором на основе волноводного фотонного кристалла с нарушением периодичности (см. рис. 4).

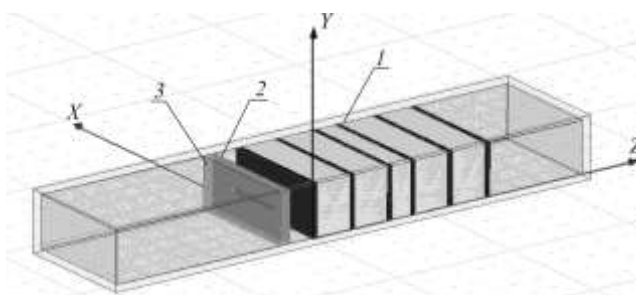


Рис. 4. Зонд в виде резонансной диафрагмы с резонатором на основе волноводного фотонного кристалла с нарушением периодичности с измеряемым образцом. 1 – фотонный кристалл, 2 – резонансная диафрагма, 3 – измеряемый образец

В результате расчета был установлен характер зависимостей коэффициента отражения зонда на частоте резонанса 10,4 ГГц от величины диэлектрической проницаемости исследуемого диэлектрика и его толщины в зависимости от соотношения резонансных частот диафрагмы и фотонного кристалла с нарушением периодичности.

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента отражения зонда в виде резонансной диафрагмы с резонатором на основе волноводного фотонного кристалла на частоте 10,4 ГГц от величины диэлектрической проницаемости исследуемого диэлектрика, которая носит монотонный характер в случае, когда резонансная частота одиночной диафрагмы $f_{\text{диаф}}$ была меньше резонансной частоты одиночного фотонного кристалла $f_{\text{ФК}}$.

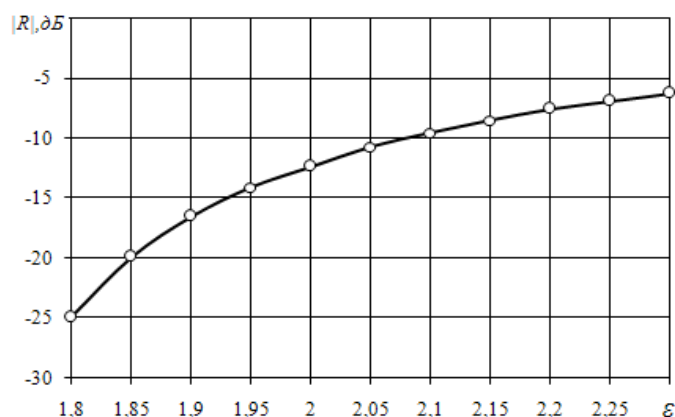


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения зонда на частоте 10,4 ГГц от величины диэлектрической проницаемости исследуемого диэлектрика толщиной 1 мм

В случае, когда резонансная частота одиночной диафрагмы $f_{\text{диаф}}$ превышала резонансную частоту одиночного фотонного кристалла $f_{\text{ФК}}$, зависимость коэффициента отражения зонда на частоте 10,4 ГГц от величины диэлектрической проницаемости исследуемого диэлектрика является немонотонной.

Таким образом, как следует из результатов исследований, повышение чувствительности зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа на основе резонансной диафрагмы может быть обеспечена использованием в качестве резонатора СВЧ-микроскопа волноводного фотонного кристалла с нарушением периодичности. При этом чувствительность коэффициента отражения к изменению диэлектрической проницаемости исследуемого образца $\partial R/\partial \epsilon$ может достигать 100 дБ/ε.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 8.7628.2017/8.9).

Библиографический список

1. Golosovsky M., Davidov D. Novel millimeter-wave near-field resistivity microscope // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68, № 11. P. 1579–1581.
2. Abu-Tuir M., Golosovsky M., Davidov D., Frenkel A., Oldberger H. Near-field scanning microwave probe based on a dielectric resonator // Review of Scientific Instruments. 2001. V. 72, № 4. P. 2073–2079.

3. Nozokido T., Iibuchi R., Bae J., Mizuno K., Kudo H. Millimeterwave scanning near-field anisotropy microscopy // Review of scientific Instruments. 2005. V. 76, № 3. 033702 6 p.
4. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. Одномерные СВЧ фотонные кристаллы. Новые области применения. Саратов, Изд-во Саратов. ун-та, 2016. 148 с. ISBN 978-5-292-04402-4
5. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. СВЧ фотонные кристаллы – новая разновидность периодических структур в радиоэлектронике. Саратов, Изд-во Саратов. ун-та, 2016. 68 с. ISBN 978-5-292-04403-1.

УПРАВЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНОЙ МЕЖМОДОВОЙ СВЯЗИ СПИНОВЫХ ВОЛН В СИСТЕМЕ НЕРЕГУЛЯРНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРОВОЛНОВОДОВ

С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский
 Саратовский национальный исследовательский
 государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
 E-mail: odinoff@gmail.com

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и субмикронных размеров [1,2]. При этом основное внимание уделяется использованию спиновых волн как носителей информационных сигналов, так как существует возможность реализации целого ряда устройств обработки сигнала на принципах магноники [3,4], принимая во внимание возможность кодирования сигнала как с помощью амплитуды, так и с помощью фазы спиновой волны. Как известно, свойства спиновых волн (СВ) определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитных средах и могут значительно изменяться при изменении параметров среды, например, величины и направления поля подмагничивания [5,6]. В то же время путем структурирования тонких магнитных пленок удастся управлять свойствами СВ путем использования как геометрических эффектов, так и свойств анизотропии формы магнитных структур, проявляющихся в изменении локальных характеристик магнитных структур, например, величины внутренних магнитных полей [1].

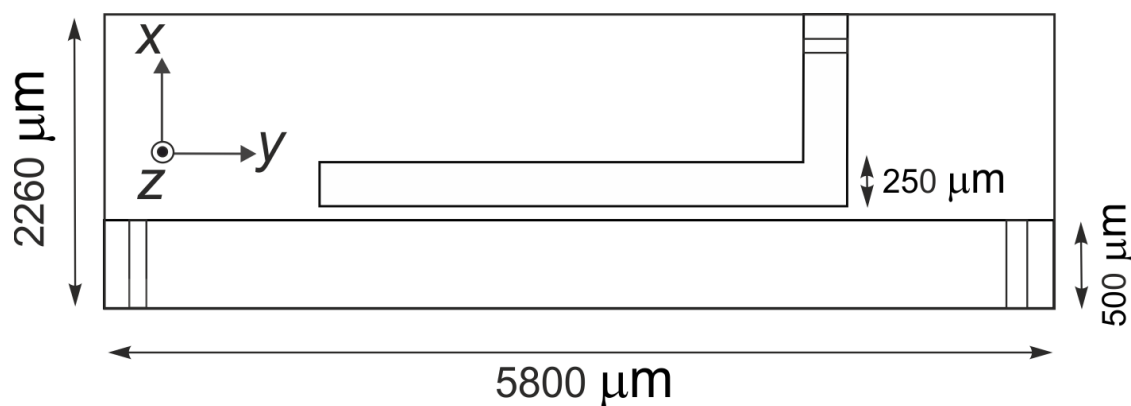


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

В настоящей работе показана возможность одновременного использования свойств дипольной спин-волновой связи и частотно-селективных свойств СВ в магнонных структурах с нарушением трансляционной симметрии для создания управляемых устройств магноники с возможностью пространственно-частотной селекции СВ.

На рис. 1 схематически показана исследуемая структура, состоящая из двух волноводов из железо – иттриевого граната (ЖИГ) шириной 500 мкм и 250 мкм. толщиной 10 мкм, находящаяся на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). Структура помещена в однородное статическое магнитное поле $H=1200$ Э, направленное вдоль оси x для эффективного возбуждения поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ). Волновод толщиной 250 мкм имеет отвод Г-образной формы, на конце которого расположена микрополосковая антенна, для снятия выходного сигнала. На конце волновода в 500 мкм, также имеется микрополосковая антенна, для снятия выходного сигнала. Между волноводами образован зазор в 10 мкм.

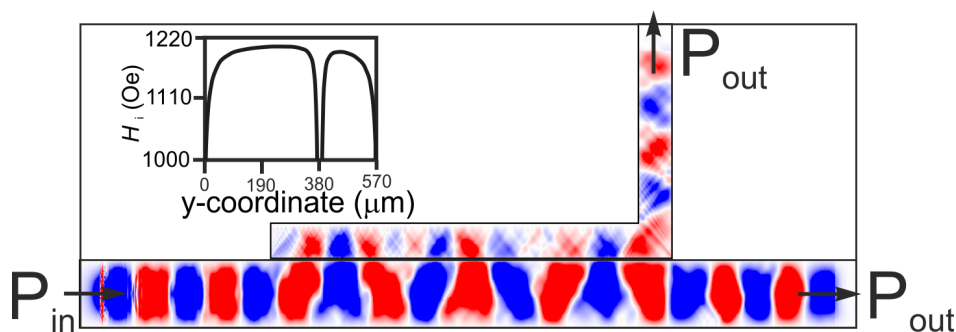


Рис. 2. Результат микромагнитного моделирования на частоте $f = 5.28$ ГГц

С помощью микромагнитного моделирования, основанного на решении уравнения Ландау-Лифшица методом конечных разностей показано распространение спиновых волн в исследуемой структуре при различных значениях частоты. На рис.2 представлен результат микромагнитного моделирования на частоте $f = 5.28$ ГГц. Видно, что при перекачке спиновой волны из одного микроволновода в другой, часть энергии ответвляется, с помощью образованного тонким волноводом отвода. Также стоит отметить что отведённая волна имеет другой тип, а именно по отводу распространяется обратная объёмная магнитоэлектрическая волна (ОМЭСВ). Таким образом, управляя частотой подаваемого сигнала, можно корректировать количество ответвляемой энергии и осуществлять управление режимом работы устройств, которые можно создать на основе такой структуры.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№16-02-00789).

Библиографический список

1. Sadovnikov A.V., Davies C.S., Kruglyak V.V., Romanenko D.V., Grishin S.V., Beginin E.N., Sharaevskii Y.P., and Nikitov S.A. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide // Physical Review 2017. В 96. 060401(R)

2. Demidov V.E., Urazhdin S., Zholud A., Sadovnikov A.V., and Demokritov S.O. Nanoconstriction-based spin-Hall nano-oscillator // Appl. Phys. Lett. 2014. 105. 172410
3. Sadovnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., and Nikitov S.A. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes // Phys. Rev. B 96. 144428
4. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Gubanov V.A., Odintsov S.A., Martyshkin A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., and Nikitov S.A. Spin-wave intermodal coupling in the interconnection of magnonic units // Appl. Phys. Lett. 2018. 112. 142402
5. Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Odincov S.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Yu.P., Stognij A.I., and Nikitov S.A. Frequency selective tunable spin wave channeling in the magnonic network // Appl. Phys. Lett. 2016. 108. 172411
6. Nikitov S.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Slavin A.N., Barabanenkov Y.N., Osokin S.A., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevsky Y.P., Filimonov Y.A., Khivintsev Y.V., Vysotsky S.L., Sakharov V.K., and Pavlov E.S. Magnonics: A new research area in spintronics and spin wave electronics // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 1002–1028.

2 ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

АВТОДИННАЯ ИНТЕРФЕРЕОМЕТРИЯ РАССТОЯНИЯ ПРИ ДВУХ ВИДАХ МОДУЛЯЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, С.Ю. Добдин, И.С. Костюченко
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: usanovda@info.sgu.ru, skripalav@info.sgu.ru

Лазерная автодинная интерферометрия абсолютных расстояний в настоящее время представлена методом частотной модуляции тока питания лазерного диода [1,2]. Несмотря на то, что длина волны полупроводникового лазера очень слабо изменяется, интерес к этому методу обусловлен тем, что изменение длины волны лазера $\Delta\lambda$ всего на 0,003 нм позволяет изменять фазу отраженного от объекта излучения на 2π радиан на расстоянии более 10 см. Наиболее распространенным является метод пилообразной токовой модуляции [3,4]. Для повышения точности измерений за счет увеличения частотного сдвига в [5] предлагается использовать трехэлектродную лазерную структуру с распределенным Бреговским отражателем.

Другой метод измерения абсолютных расстояний, основанный на девиации длины волны лазера, использует технологию с распределенным Бреговским отражателем в волоконно-оптическом световоде [6].

В дальнейшем появились исследования, улучшающие этот метод, например, за счет применения метода двойной модуляции сигнала: модуляции тока питания лазерного диода и фазовой модуляции лазерного луча внешним электрооптическим кристаллом [7].

В последние годы появились работы, использующие гармоническую модуляцию тока питания лазера [8,9]. В работах [8,9] используется разложение интерференционного сигнала одновременно в ряды Фурье и Бесселя. Гармоническая модуляция была использована для определения нановибраций [10,11] и наносмещений [12]. В работе [13] предложено за счет аппаратной фильтрации протектированного сигнала повысить точность измерений при гармонической модуляции длины волны лазерного излучения.

Поскольку гармоническая модуляция длины волны лазерного излучения является более информативной, представляет интерес проведение сравнительного анализа методов измерения расстояния с помощью полупроводникового

лазера при различных типах токовой модуляции длины волны излучения, что и составляло цель настоящей работы.

Измерения проводились на установке, изображение которой представлено на рисунке 1. В состав установки входили частотномодулированный полупроводниковый автодин на лазерном диоде RLD-650(5) на квантоворазмерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной пространственной модой с длиной волны 654 нм - 1, излучение которого направлялось на объект - 4, закрепленный на микромеханической подаче - 5, при этом диаметр пятна лазерного излучения на поверхности объекта составлял 1 мм. Модуляция длины волны излучения осуществлялась с помощью генератора сигналов, встроенного в лабораторную станцию виртуальных приборов NI ELVIS - 3. Рабочий режим тока питания лазерного диода задавался блоком управления током питания - 2.

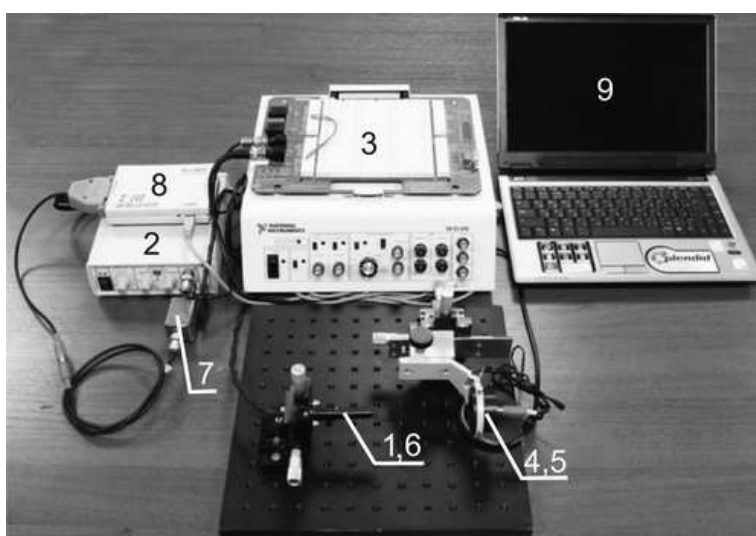


Рис. 1. Вид экспериментальной установки:

1 – полупроводниковый лазер, 2 – блок управления током питания, 3 – генератор сигналов на базе платформы NI ELVIS, 4 – объект, 5 – микромеханическая подача, 6 – фотоприемник, 7 – фильтр переменного сигнала, 8 – АЦП, 9 – компьютер.

Отраженное от объекта излучение направлялось в резонатор лазера, изменение мощности которого фиксировалось фотоприемником - 6. Продетектированный и усиленный сигнал с фотоприемника, проходил через фильтр переменного сигнала - 7 и поступал на вход аналого-цифрового преобразователя - 8 (с частотой дискретизации 100 кГц), соединенного с компьютером - 9. Параметр девиации частоты излучения лазерного диода ω_A измерялся с помощью спектрометра высокого разрешения SHR (Solar Laser Systems).

Модуляция длины волны излучения проводилась на частоте $V_1 = 100$ Гц посредством управления током питания лазера. Излучение лазерного диода фокусировалось линзой (Lens) с числовой апертурой $NA = 0,25$. Отражатель располагался в плоскости фокусировки лазерного пучка.

Как известно максимальный коэффициент автодинного усиления лежит вблизи пороговых значений тока питания полупроводникового лазера. В связи

с этим ток питания лазерного автодина задавался на уровне 1,2 от значения порогового тока ($I_{th}=25$ мА), при этом мощность излучения лазерного диода уменьшалась до 2 мВт при рабочей мощности 5 мВт.

Для уменьшения уровня обратной связи использовалась регулируемая расфокусировка пучка лазера, описанная в работе [14]. Используя наборы различных спектральных составляющих автодинного сигнала, определялся уровень обратной связи, который во время измерений не превышал значений $C < 0,15$.

Нами проведено сравнение двух способов автодинной интерферометрии расстояния при двух видах модуляции длины волны лазерного излучения. Исследованы достоинства метода пилообразной модуляции, связанные с использованием в качестве информационного параметра частоты спектральной составляющей автодинного сигнала, а также достоинства метода гармонической модуляции, обусловленные возможностью определения расстояния по результатам измерения амплитуд спектральных составляющих автодинного сигнала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание №8.7628.2017/БЧ).

Библиографический список

1. *Amann M.C., Bosch T., Lescure M., Myllyla R., and Rioux M.* Laser ranging: a critical review of usual technique for distance measurement // *Optical Engineering*. 2001. V.40(1). P.10–19.
2. *Соболев В.С., Кащеева Г.А.* Активная лазерная интерферометрия с частотной модуляцией // *Автометрия*. 2008. Т. 44, № 6. С. 49-65.
3. *Gouaux F., Servagent N., Bosch T.* Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer // *Applied Optics*. 1998. V.37, Issue 28, P. 6684-6689
4. *Norgia M, Giuliani G, Donati S.* Absolute distance measurement with improved accuracy using laser diode self-mixing interferometry in a closed loop // *IEEE transaction on instrumentation and measurement*. 2007. V.56 (5). P.1894-1900.
5. *Mourat G, Servagent N, Bosch T.* Distance measurement using the self-mixing effect in a three-electrode distributed Bragg reflector laser diode // *Optical Engineering*. 2000. V.39(3) P.738–743.
6. *Dehui Wang, Junfeng Zhou, Chenchen Wang, Jingang Wang, Hao Deng, Liang Lu.* Measurement of the Absolute Distance inside an All Fiber DBR Laser by Self-Mixing Technique // *International Conference on Optical and Photonics Engineering*. 2016. V.10250, 1025022
7. *Guo D, Wang M.* Self-mixing interferometry based on a double modulation technique for absolute distance measurement // *Appl Opt*. 2007. V.46(9). P.1486–1491.
8. *Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Авдеев К.С.* Определение расстояния до объекта с помощью частотномодулированного полупроводникового лазерного автодина // *Письма в ЖТФ*. 2007. Т 33. Вып. 21. С. 72-77.
9. *Astakhov E.I., Usanov D.A., Skripal A.V., Dobdin S.Y.* Self-mixing Interferometry of Distance at Wavelength Modulation of Semiconductor Laser // *Izv. Saratov Univ. Ser. Physics*. 2015. V.15(3). P.12-18.
10. *Usanov D.A., Skripal A.V., Astakhov E.I.* Measurements of the nanovibration amplitude by a frequency-modulated laser autodyne // *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*. 2013. V.58(12). P.1856-1858.

11. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Астахов Е.И. Определение амплитуды нановибраций с помощью частотно-модулированного полупроводникового лазерного автодина // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 2. С.184-188.
12. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Астахов Е.И., Добдин С.Ю. Регистрация наноперемещений зонда ближнеполевого СВЧ микроскопа с помощью полупроводникового лазерного автодина // Нано- и микросистемная техника. 2018. №1. С.3-10.
13. Usanov D.A., Skripal A.V., Astahov E.I., Dobdin S.Y. Autodyne interferometry for range-finding under laser radiation wavelength modulation // Tech. Phys. Lett. 2016. V.42. P.919-922.
14. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Авдеев К.С. Известия высших учебных заведений // Прикладная нелинейная динамика. 2009. Т.17 (2). С.54

СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК, ПОВЕРХНОСТНО-МОДИФИЦИРОВАННЫХ АМИНОГРУППОЙ, ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ МЕТАЛЛОВ

И.В. Запороцкова, Е.С. Дрючков

Волгоградский государственный университет

E-mail: irinazaporotskova@gmail.com, dryuchkov.evgeniy@yandex.ru

Множество новых механических, электрических, и магнитных свойств углеродных нанотрубок (УНТ), являющихся в настоящее время перспективнейшим наноматериалом, могут обеспечить основу прорыва в электронной технике и наноэлектронике.

УНТ, принимая во внимание их проводящее состояние [1,2], располагают возможностью применения их в качестве элементов (зондов) химических и биологических сенсоров, ввиду их особенных электронных свойств [3,4] и высокой сорбционной активности [5].

В ряде публикаций описываются газовые сенсоры на основе чистых нанотрубок, а также УНТ, модифицированных функциональными группами [6—8]. Модификация УНТ функциональными группами изменяет электронные свойства нанотрубок и повышает селективность и отклик на конкретные газы или молекулы.

В качестве сенсоров могут выступать устройства, использующие поверхностно-модифицированные УНТ, например, атомно-силовой микроскоп, на острие которого расположена нанотрубка со специально подобранной функциональной группой.

Используя методы органической химии, можно осуществлять модификацию УНТ, например, достаточно распространенной и изученной аминогруппой NH_2 . Присутствие неподеленной пары электронов вызывает реакционную способность аминогруппы.

Ниже представлены результаты теоретического исследования механизма присоединения функциональной аминогруппы к поверхности полупроводящей однослойной УНТ для подтверждения возможности образования химически ак-

тивного зонда. Рассмотрены процессы взаимодействия построенных поверхностно-модифицированных систем с атомами некоторых металлов. Расчеты выполнены в рамках модели молекулярного кластера с использованием расчетного метода DFT.

Проанализированы механизмы присоединения функциональной аминной групп к поверхности однослойного углеродного ахирального тубулена, обладающего полупроводниковым типом проводимости. Для замыкания кластера нанотрубки граничные атомы углерода насыщались псевдоатомами водорода, и затем, приблизительно к середине поверхности, присоединялась группа —NN_2 (рис. 1).

Оказалось, что при модификации аминной группой происходит перенос электронной плотности от функциональной группы к нанотрубке, который изменяет число носителей заряда в УНТ и обеспечивает возникновение проводимости в системе. Этот результат аналогичен полученным ранее результатам [9-11] для нанотрубок, модифицированных нитро- и карбоксильной группами. Механизм взаимодействия атомов натрия, калия и лития с однослойными поверхностно-функционализированными нанотрубками реализован путем построения модели пошагового приближения атомов металлов к атомам водорода, принадлежащим функциональной группе, расположенной на поверхности УНТ.

В результате выполненных расчетов были определены некоторые основные характеристики процесса присоединения атомов Na, K, Li к краевым атомам водорода модифицирующей группы, которые приведены в табл. 1.

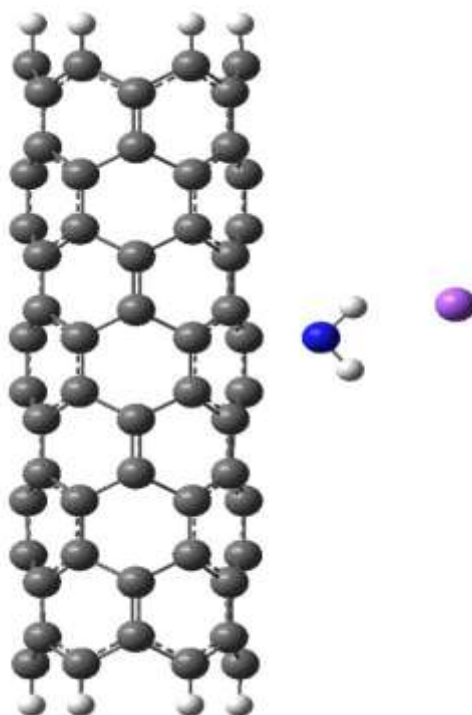


Рис. 1 Модель взаимодействия углеродной нанотрубки (6,0), поверхностно-модифицированной аминной группой NH_2 , к атомам металла.

Таблица 1. Характеристики процесса присоединения атомов натрия, калия, лития к краевым атомам водорода функционализирующей группы, поверхностно-модифицирующей углеродную нанотрубку

Межатомная связь	$r_{вз}, \text{Å}$	$E_{вз}, \text{эВ}$ (DFT)	Заряд на атомах металлов
Li - H	1,8	-0,316	+0,404
Na - H	2,2	-0,413	+0,519
K - H	2,6	-0,664	+0,734

Библиографический список

1. Дьячков П.Н. Электронные свойства и применение нанотрубок // М.: Бином. Лаборатория знаний. 2014. 488 с.
2. Запорожкова И.В. Строение, свойства и перспективы использования нанотубулярных материалов // Нанотехника. 2005. № 4. С. 42—54.
3. Ахмадишина К.Ф. Гибкие биологические сенсоры на основе пленок углеродных нанотрубок // Российские нанотехнологии. 2013. Т. 8, № 11–12. С. 35—39.
4. Piloto C. Room temperature gas sensing properties of ultrathin carbon nanotube films by surfactant-free dip coating // Sensors and Actuators B: Chemical. 2016. V. 227. P. 128—134.
5. Елецкий А.В. Сорбционные свойства углеродных наноструктур // УФН. 2004. Т. 174, № 11. С. 1191—1231.
6. Ghosh S. Carbon nanotube flow sensors // Science. 2003. V. 299, iss. 5609. P. 1042—1044.
7. Kim S.N. Carbon nanotubes for electronic and electrochemical detection of biomolecules // Adv. Mater. 2007. V. 19, iss. 20. P. 3214—3228.
8. Cao Q. Ultrathin films of single-walled carbon nanotubes for electronics and sensors: a review of fundamental and applied aspects // Adv. Mater. 2009. V. 21, iss. 1. P. 29—53.
9. Zaporotskova I.V. Sensor activity of carbon nanotubes with a boundary functional group // Nanoscience and Nanotechnology Lett. 2013. V. 5, N 11. P. 1169—1173.
10. Polikarpova N.P. About using carbon nanotubes with amino group modification as sensors // Ж. нанозлектрон. физ. 2015. Т.7. № 4. С. 04089–1—04089–3. URL: <http://essuir.sumdu.edu.ua/handle/123456789/44562>
11. Zaporotskova I.V. Carbon nanotubes: Sensor properties. A review // Modern Electronic Materials. 2016. V. 2, iss. 4. P. 95-105.

ФОРМИРОВАНИЕ СУБМИКРОННЫХ СТОКОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ФОТОПРОВОДНИКА

С.В. Стецюра, И.В. Маляр, П.Г. Харитонова
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: haritonovap@gmail.com

Анализ работ последних лет показывает значительный интерес к изучению свойств пленочных структур для оптоэлектроники и фотоники на основе

CdS [1-4]. Недостатком CdS является его низкая стойкость к ионизирующим излучениям, в частности, к электронному излучению. Ранее в [1] для повышения радиационной стойкости CdS и уменьшения его фотоутомляемости создавали нефотоактивные в видимой области спектра микровключения для стока образующихся при облучении точечных дефектов. Было показано, что узкозонный полупроводник PbS хорошо подходит для этих целей. При использовании метода термического испарения включения фазы PbS имели микронные размеры и образовывались во всем объеме CdS [5]. Но это приводило к нежелательному уменьшению фоточувствительности (ФЧ) ввиду увеличения рекомбинационного потока фотоносителей в узкозонную фазу и уменьшения объема фотоактивной фазы.

Поэтому представляется перспективным создание геттерных стоков для точечных дефектов только в приповерхностной области CdS, в которой образуются радиационные дефекты и происходит радиационно-стимулированная диффузия при облучении электронами низких и средних энергий. Нами была проведена оценка глубины, на которой необходимо располагать включения PbS для успешного геттерирования образующихся точечных радиационных дефектов. Также были рассчитаны минимальный радиус такого включения (который составил менее 10 нм) и плотность их распределения в объеме CdS, необходимые не только для эффективного геттерирования точечных дефектов, но и для сохранения ФЧ на прежнем уровне. Было показано, что для пленок CdS микронной толщины для увеличения радиационной стойкости на порядок достаточно распределить стоки только на поверхности CdS.

Модификация приповерхностного слоя CdS субмикронной толщины возможна в результате диффузии слаборастворимого компонента из ограниченного источника (например, монослоя арахината свинца). Необходимо отметить, что гибридные структуры, состоящие из органических и неорганических компонентов, представляют интерес для различных областей науки и активно исследуются [6]. В частности, известны примеры их успешного применения в микроэлектронике [7], датчиках [8] и фотоэлектрических приборах [9]. Органические слои на поверхности полупроводника можно получать по технологии Ленгмюра – Блоджетт (ЛБ). При этом размеры свинецсодержащих включений и плотность их распределения на поверхности CdS будут зависеть от условий получения органических пленок в частности, от pH субфазы, на которой формируется пленка ЛБ. Целью этой работы являлось определение технологического режима для реализации описанной выше модификации пленки CdS, обеспечивающей рост радиационной стойкости и сохранение ФЧ CdS.

Нами были изготовлены пленочные покрытия для CdS по технологии ЛБ с использованием в качестве субфазы раствора $Pb(NO_3)_2$ с концентрацией $c=10^{-3}$ моль/л при разных pH (от 4,0 до 10,2). В качестве поверхностно-активного вещества использовалась арахиновая кислота.

Образование свинецсодержащих частиц в водной субфазе контролировалось с помощью метода динамического рассеяния света, который позволил

проследить изменение электрокинетического потенциала и диаметра свинецсодержащих частиц в зависимости от pH субфазы (рис.1).

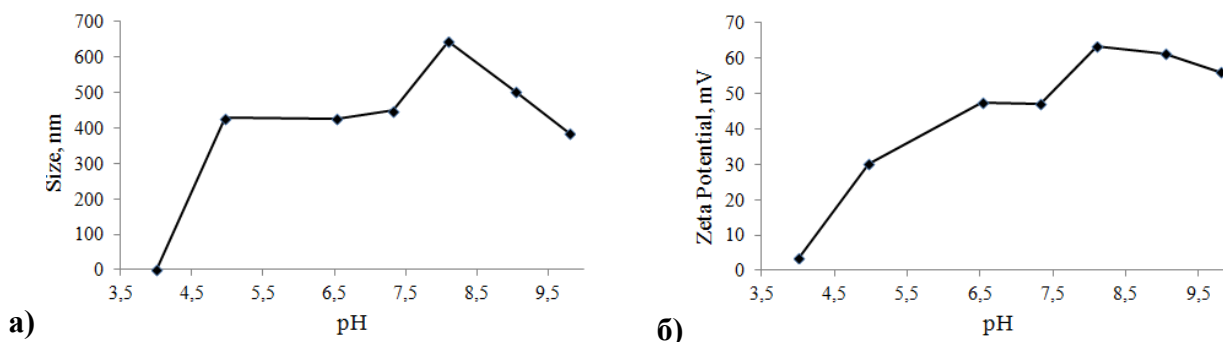


Рис. 1. Изменение ξ -потенциала (а) и размера (б) свинецсодержащих частиц в зависимости от pH раствора

Электрокинетический ξ - потенциал возникает на границе скольжения между адсорбционной и диффузной частями двойного электрического слоя коллоидной частицы, зависит от толщины диффузного слоя и является мерой устойчивости коллоидных систем. При значениях ξ – потенциала до 30 мВ происходит резкое увеличение радиуса коллоидной частицы (в 400 раз). В области относительной устойчивости раствора ($30 \text{ мВ} < \xi < 50 \text{ мВ}$) увеличения радиуса свинецсодержащих частиц практически не происходит. Некоторое увеличение размеров частиц до $\text{pH} \approx 8$ объясняется присоединением ОН-групп и образованием гидроксомплексов свинца. При более высоких pH уменьшение ξ - потенциала свидетельствует о сжатии диффузного слоя вокруг наночастицы за счет перехода противоионов из диффузного слоя в адсорбционный. Это обстоятельство, а также уплотнение структуры кластера при образовании полиядерных конгломератов приводит к уменьшению радиуса НЧ.

Формирование нанокомпозитной пленки на основе органической матрицы и свинецсодержащих включений на поверхности водной субфазы фиксировалось с помощью метода Брюстера (рис. 2), а сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) позволила оценить структуру сформированного покрытия, перенесенного на твердую подложку (рис. 3).

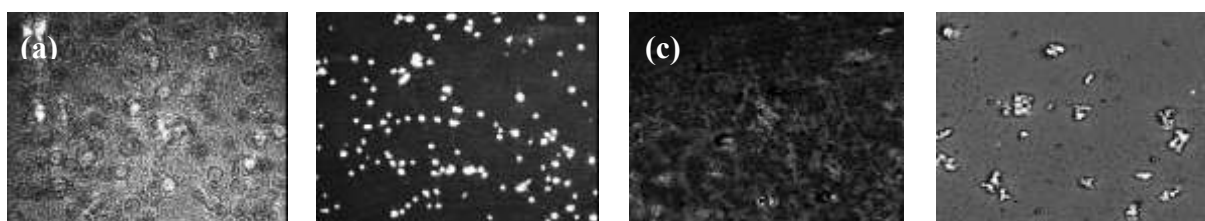


Рис. 2. Изображения слоев арахината свинца на поверхности водной субфазы, полученные методом Брюстера (а и b), и СЭМ - изображения после переноса на CdS (с и d), полученные при различных pH: а) и с) pH = 4,05; b) и d) pH = 10,2

Проведенные испытания CdS с монослойным покрытием на основе арахината свинца и свинецсодержащих кластеров на устойчивость фотоэлектрических характеристик к облучению электронами низких и средних энергий (до 20

кэВ) подтвердили эффективность разработанной технологии. Наилучшие результаты ФЧ и радиационной стойкости достигнуты при использовании для получения покрытия раствора с концентрацией 10^{-3} моль/л и pH \approx 8-9. Показано, что стойкость к электронному облучению фоторезистора на основе CdS возрастает в 7-10 раз по сравнению с образцом CdS без покрытия, при этом ФЧ в видимом диапазоне уменьшается не более, чем на 10-20 %.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-08-00524_a).

Библиографический список

1. Bukharov V.É., Rokakh A.G., Stetsyura S.V. Diffusion degradation model for a heterogeneous photoconducting system // Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics. 2003. V.48. № 2. P. 225-230.
2. Obaid A., Mahdi M. A., Hassan Z., Bououdina. M. Preparation of chemically deposited thin films of CdS/PbS solar cell // Superlattices and Microstructures. 2012. V.52(4). P. 816-823.
3. Sánchez Y, Espíndola-Rodríguez M., Xie H. et al. Ultra-thin CdS for highly performing chalcogenides thin film based solar cells // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2016. V.158(2). P. 138-146.
4. Hernández-Borja J., Vorobiev Y.V, Ramírez-Bon R. Thin film solar cells of CdS/PbS chemically deposited by an ammonia-free process // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2011. V.95(7). P. 1882-1888.
5. Stetsyura S. V., Malyar I. V., Serdobintsev A. A., Klimova S. A. Effect of Parameters of Narrow-Gap Inclusions on the Type and Intensity of Secondary-Ion Photoeffect in Heterophase Photosensitive Semiconductors // Semiconductors. 2009. V.43. № 8. P. 1064–1070.
6. Sanchez C., Belleville P., Popalld M., Nicole L. Applications of advanced hybrid organic–inorganic nanomaterials: from laboratory to market // Chem. Soc. Rev. 2011. V.40. P.696-753.
7. Ortiz R.P., Facchetti A., Marks T.J. High-k Organic, Inorganic, and Hybrid Dielectrics for Low-Voltage Organic Field-Effect Transistors // Chem. Rev. 2010. V.110. P.205–239.
8. Wang S., Kang Y., Wang L., Zhang H., Wang Y., Wang Y. Organic/inorganic hybrid sensors: A review //Sensors and Actuators B: Chemical. 2013. V.182. P.467–481.
9. Wright M., Uddin A. Organic-inorganic hybrid solar cells: A comparative review // Solar Energy Materials & Solar Cells. 2012. V.107. P.87-111.

ВЕРОЯТНОСНЫЙ ПОДХОД ДЛЯ АНАЛИЗА ДЛИННОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ АПВУ ВСЛЕДСТВИИ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ОБРАБОТКИ

Г.В. Миленин, Р.А. Редько

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, г. Киев
E-mails: milenin.gv@gmail.com, redko.rom@gmail.com

Среди механизмов, ответственных за взаимодействие микроволнового излучения с полупроводниковым материалом, чаще всего оказывается тепловой фактор. Однако существуют работы, которые свидетельствуют о наличии некоторой нетепловой составляющей этого процесса [1, 2]. Особенно заметны явле-

ния такого рода при коротких обработках на небольших мощностях, когда термический разогрев если и присутствует, то составляет десятки градусов [3]. В таких экспериментах чаще всего наблюдается осциллирующий характер изменения измеряемого физического параметра облучаемого материала после прекращения обработки. Для интерпретирования данного явления можно воспользоваться результатами работы [4], в которой показано, что физические процессы обусловлены случайными событиями, а соответствующие случайные величины - времена до событий подчиняются распределению Вейбулла-Гнеденко.

Объектами исследований были структуры $n-n^+$ -GaAs с толщиной эпитаксиального n -слоя ~ 3 мкм и n^+ -подложки 300 мкм, легированные Te. Концентрации свободных носителей в эпитаксиальной пленке и подложке составляли $\sim 5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и $\sim 1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$, соответственно. Исследовались также эпитаксиальные пленки GaN, выращенные на подложке Al_2O_3 , толщиной ~ 430 мкм, методом MOCVD, легированные кремнием до концентрации $1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Толщина пленки составляла от 2 до 2.5 мкм. Фотолюминесцентные (ФЛ) исследования проводились при комнатной температуре на спектрометре Perkin-Elmer LS55 с разрешением 0.5 нм.

Поскольку спектр фотолюминесценции полупроводников определяется каналами излучательной и безызлучательной рекомбинации, а за примесную область ответственны дефекты собственной и примесной природы, в рамках концепции, развитой в [4], введем следующие случайные события: случайное событие перемещение дефекта (дислокации, вакансии галлия) из приповерхностной области к поверхности (границе) и случайное событие перемещение дефекта в приповерхностную область из эпитаксиального слоя (источника), примыкающего к приповерхностной области и соизмеримого с размерами последней. Под приповерхностной областью будем понимать толщину слоя, в котором генерируются электронно-дырочные пары под действием света возбуждения фотолюминесценции. Тогда случайная величина – это время до случайного события. Соответственно, $F_1(t)$ - функция распределения времени до перемещения дефекта из приповерхностной области к границе (вероятность перемещения из приповерхностной области к границе); $F_2(t)$ - функция распределения времени до перемещения дефекта в приповерхностную область из источника (вероятность перемещения в приповерхностную область из источника).

Рассмотрим новое случайное событие – отсутствие дефекта в приповерхностной области. Данное событие является сложным и состоит из случайного события - перемещения дефекта из приповерхностной области к границе и случайного события - отсутствия перемещения дефекта в приповерхностную область из источника. Будем считать эти события независимыми. Тогда вероятность данного сложного события равна произведению вероятностей составляющих событий, то есть:

$$P_{1-2}(t) = \left[1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^{m_1}} \right] e^{-\left(\frac{t}{\tau_2}\right)^{m_2}} . \quad (1)$$

Соответственно, чем больше (или меньше) значение $P_{1-2}(t)$, тем больше (или меньше) должно быть значение интенсивности полосы фотолюминесценции $I(t)$, то есть $I(t)$ пропорционально $P_{1-2}(t)$:

$$I(t) = I_{in} \pm I_0 \left\{ \left[1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^{m_1}} \right] e^{-\left(\frac{t}{\tau_2}\right)^{m_2}} \right\}, \quad (2)$$

где I_{in} - начальное значение интенсивности полосы фотолюминесценции; I_0 - коэффициент пропорциональности. Данная функция (в случае «+») имеет экстремум (максимум).

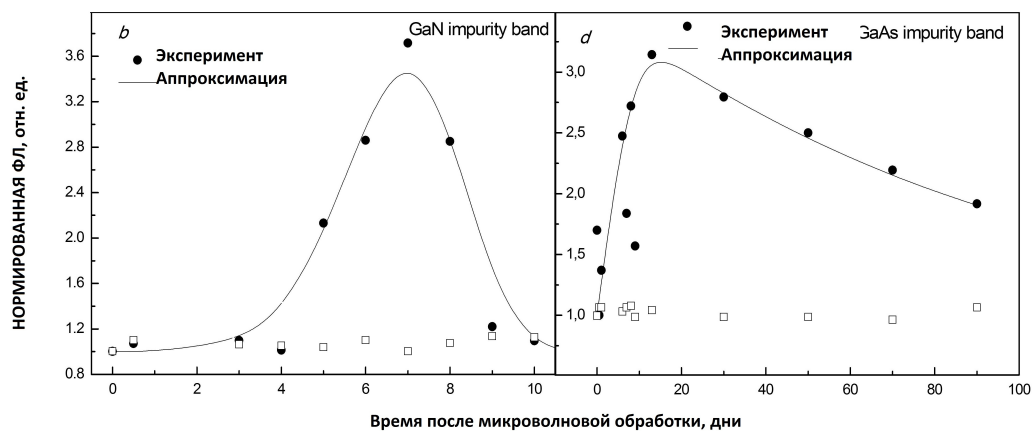


Рис. 1. Моделирование экспериментальных результатов временного изменения интегральной интенсивности примесной ФЛ с помощью (2)

На рис. 1 представлены результаты аппроксимации по методу наименьших квадратов выражением (2) изменения интенсивности интегральной ФЛ для примесных полос эпитаксиальной структуры n -GaAs и GaN/Al₂O₃, с параметрами $\tau_1 = 5.8$ суток, $\tau_2 = 90.08$ суток, $m_1 = 1.51$, $m_2 = 1.10$, $I_{in} = 1$, $I_0 = 2.46$; $\tau_1 = 6.99$ суток, $\tau_2 = 8.05$ суток, $m_1 = 5.02$, $m_2 = 7.08$, $I_{in} = 1$, $I_0 = 6.22$ для GaAs и GaN, соответственно. Можно отметить хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов, а также тот факт, что в зависимости от количества введенных случайных событий число максимумов (или минимумов) может варьироваться.

Таким образом, используемый вероятностно - физический подход анализа трансформации дефектной структуры во времени после СВЧ - обработки позволяет объяснить наблюдаемые длинновременные изменения излучательной рекомбинации нитрида галлия и арсенида галлия. Для обоснования причин эволюции дефектной подсистемы могут быть предложены механизмы открепления и перемещения дислокаций, обусловленные резонансными колебаниями дисло-

каций, и распада примесно-дефектных комплексов, вызванные совпадением частот ионно-плазменных колебаний примесных атомов с частотой внешней принудительной силы, роль которой играет электрическая составляющая СВЧ - излучения. В заключении стоит отметить, что предлагаемые механизмы имеют атермическую природу, то есть не предполагают заметного нагрева исследуемых образцов, что само по себе является весомым вкладом в создание детальной и последовательной картины взаимодействия СВЧ - излучения с полупроводниковым материалом

Библиографический список

1. Ермолович И.Б., Миленин В.В., Конакова Р.В., Редько Р.А. Влияние микроволнового облучения на излучательную рекомбинацию соединений A^3B^5 // Физика и химия обработки материалов. 2006. №5. С.13-18.
2. Gerbec J. A., Magana D., Washington A., Strouse G. F., Microwave-enhanced reaction rates for nanoparticle synthesis // Journal of the American Chemical Society. 2005. V. 127. P. 15791–15800,
3. Редько Р.А., Будзуляк С.И., Корбутяк Д.В., Лоцько А.П., Вахняк Н.Д., Демчина Л.А., Калитчук С. М., Конакова Р.В., Миленин В.В., Быков Ю.В., Егоров С.В., Еремеев А.Г. Влияние СВЧ-обработок на люминесцентные свойства монокристаллов CdS и CdTe:Cl // ФТП. 2015. Т.49. №7. С.916-919.
4. Milenin G.V. Analysis of random events in the physical and chemical processes flowing in materials of semiconductor products under external influences and thermal aging // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2015. V. 18(3). P. 233-247.

СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНОГО PbS

М.И. Шишкин, А.Г.Роках, Д.М. Уткин
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: shishkin1mikhail@gmail.com

В микро- и нанотехнологии понимание особенностей структуры и оптических свойств покрытий, получаемых при высыхании жидкостей, содержащих полупроводниковые частицы, является важной технологической задачей. Такое покрытие в виде слоя на основе частиц, например, узкозонного полупроводника PbS можно представить как совокупность кристаллитов с разной плотностью упаковки, при этом воздушные или иные прослойки между кристаллитами будут определять степень однородности такой структуры. В качестве связующего между частицами, а также между частицами и подложкой будет выступать органическое поверхностно-активное вещество и растворитель, и, тем не менее, структуру такого покрытия при рентгеновском анализе, например, будут определять частицы полупроводника PbS. На рис. 1 показана рентгенограмма квантовых точек (КТ), высаженных из суспензии PbS в толуоле с объемным содер-

жанием 10% на поверхность стеклянной подложки, а также порошка, полученного химической реакцией гидроксида натрия и нитрата свинца с осаждением сероводородом марки «химически чистый».

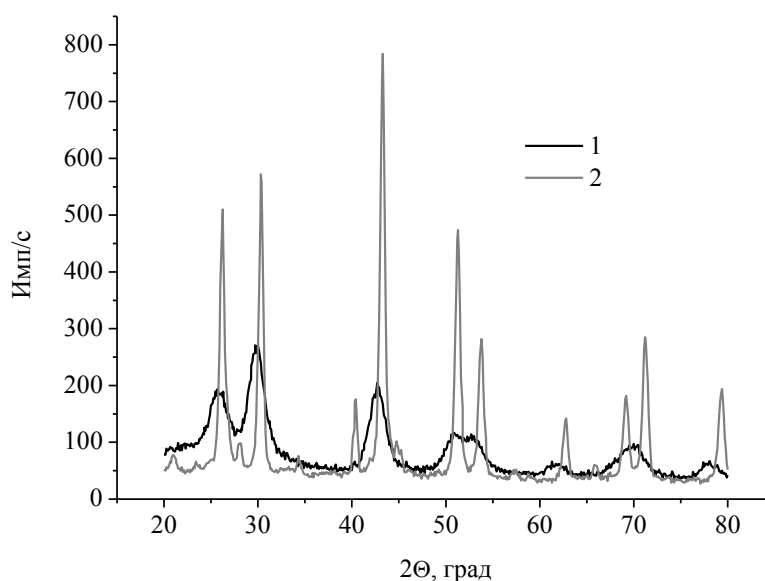


Рис.1. Рентгенограмма КТ (1) и порошка PbS (2)

Исходный размер КТ в суспензии по данным производителя (~4нм) был значительно меньше самых мелких частиц осажденного порошка (50-70 нм по данным электронной микроскопии). Уширение максимумов дифракции рентгеновских лучей показало, что при осаждении средний размер КТ, определенный в соответствии с формулой Дебая-Шеррера [1], практически не изменялся, а размер частиц порошка оказался порядка 15 нм. Из анализа спектров на рис. 1 также следует присутствие в слоях КТ и в меньшей степени в порошке PbS фазы окислов свинца, что говорит об активной роли кислорода, поскольку окисление нанопорошков PbS с размером частиц 10-20 нм, как обнаружено [2], начинается при температуре на 450 К ниже температуры начала окисления объемного сульфида свинца (870К).

Исследование оптических свойств в инфракрасном (ИК) диапазоне 3-6 мкм дает информацию не только о характерных линиях поглощения связанных с валентными колебаниями C-H, C=C, -OH и других групп органических связующих [3], но и о поведении носителей заряда в самой фазе PbS, которая вследствие малых размеров может проявлять квантово-размерные свойства такие как существование экситонов при комнатной температуре [4], переходы между подуровнями в разрешенных зонах [5] и, в том случае, если концентрация носителей достаточно велика, плазменного отражения [6]. На рис. 2 показаны спектры пропускания в ИК диапазоне КТ PbS и порошка PbS (предварительно помещенного в изопропиловый спирт в соотношении 1 к 3), осажденных на слюду мусковит толщиной 50 мкм.

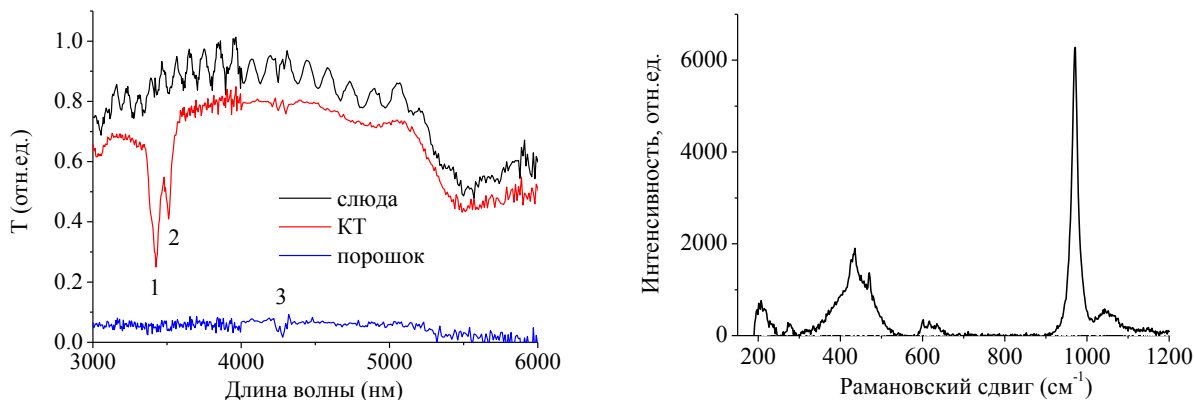


Рис. 2. Пропускание слоя КТ, порошка PbS на подложке из слюды и самой слюды (слева); рамановский спектр порошка PbS (справа)

Как видно из рис. 2, на спектрах пропускания имеются выраженные минимумы, связанные с поглощением у КТ (1 и 2) и менее выраженный минимум на спектре пропускания порошка (3). В пользу того, что эти сдвоенные минимумы связаны именно с фазой сульфида свинца, а не с органическими связующими, говорит тот факт, что эти же минимумы в той же спектральной области обнаруживались на пленках CdS-PbS, полученных термическим напылением в вакууме [4], и там происхождение минимумов объяснялись серией экситонных линий узкозонной фазы с высоким содержанием PbS. Спектр рамановского рассеяния при возбуждении лазером 532 нм для порошка обнаруживает пики 210, 440, 602 и 970 см^{-1} , характерные для наноразмерного PbS [7]. Что касается КТ, то облучение указанным лазером вызывает интенсивную деградацию (выгорание) слоя и поэтому спектр их малоинформативен и в работе не приводится.

По представленным в работе результатам можно сделать предварительный вывод о сохранении нанокристаллических свойств PbS при формировании сплошного покрытия на основе КТ и наночастиц в составе порошка PbS из суспензии.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-37-00085 мол_а.

Библиографический список

1. Цыбуля С.В., Черепанова С.В. Введение в структурный анализ нанокристаллов // Новосибирск, Изд-во НГУ, 2008. 92 с.
2. Садовников С.И., Кожевникова Н.С., Ремпель А.А. Окисление нанокристаллического сульфида свинца на воздухе // Журн. неорганической химии, 2011, т. 56, №12, с. 1951-1957.
3. Тарасевич Б.Н. ИК спектры основных классов органических соединений. Справ. Мат. - Москва, Изд-во МГУ, 2012, 55 с.
4. Трофимова Н.Б., Роках А.Г., Бочкарев А.О., Шишкин М.И. Экситонные линии поглощения PbS в композите CdS-PbS // Письма в ЖТФ, 2018, Т. 44, В. 7., С. 78-87.
5. Ковалев А.И., Вайнштейн Д.Л. и др. Исследование зарождения квантово-размерных эффектов в полупроводниковых нанокристаллах сульфида свинца // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2010, т. 46, №6, с. 563-568.
6. Шишкин М.И., Роках А.Г. Использование ИК спектров отражения гетерофазных пленок CdS-PbS для анализа их морфологии и электронных свойств // Взаимодействие сверхвы-

сокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сб. мат. IV Всероссийской научной школы-семинара. Саратов, изд-во Саратов. Источник. 2017. С. 22-24.

7. *Mohsen Cheraghizade, Ramin Yousefi et al.* Comparative study of Raman properties of various lead sulfide morphologies // *Majlesi Journal of Telecommunication Devices*. 2013, Vol. 2, No. 1, p. 163-166.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНЧЕСКОГО ОТКЛИКА ТАКТИЛЬНЫХ ИНТЕРФЕЙСОВ ОТ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ

А.С. Колесникова¹, О.Ю. Кондратьева¹, Ю.В. Клинаев², С.П. Романчук², Д.В. Терин^{1,2}

¹Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина

E-mail: elka@sgu.ru,

В последние десятилетия оказались востребованными в широкой области применений датчики давления для тактильных сенсоров. Одним из перспективных физических принципов, на которых основывается разработка новых изделий микро- и наноэлектроники в этой области, является изменение проводимости композитных материалов на основе диэлектрической матрицы с проводящими включениями при их деформации. При моделировании свойств композитных материалов приходится сталкиваться с тем, что макроскопические свойства материала определяются процессами, которые происходят на принципиально различных масштабах. Причем, наличие векторных воздействий, например, одноосное сжатие, способно вызвать существенную анизотропию среды. Как правило, расчеты свойств, конфигураций, характеристик, выполненных на одном уровне, служат входными и/или граничными условиями для моделирования на следующем уровне масштабирования.

Исследование проводимости чистого и допированного вольфрамом полистирола осуществлялся на основе энергетического спектра при оценке изменения величины запрещенной зоны (энергетической щели). Поиск равновесного состояния композита осуществлялся с использованием энергетического потенциала AMBER, численные исследования проводимости чистой и допированной вольфрамом молекулы полистирола проводились методом функционала плотности с энергетическим потенциалом PM6. Исследования осуществлялись при температуре 300 К. Температурный режим моделировался при использовании термостата Берендсена [1]. В процессе численного эксперимента установлено, что запрещенная зона чистого полистирола составляет 6.902 эВ. При увеличении концентрации атомов вольфрама в полистироле наименьшее значение ве-

личины запрещенной зоны удалось достичь ~ 5.8 эВ. Для улучшения проводимости допированного атомами вольфрама полистирола проводилось его сжатие при резком сближении пластин (рис. 1). На рис. 2 представлена зависимость электронных свойств допированного вольфрамом полистирола от степени сжатия графеновой пластины.

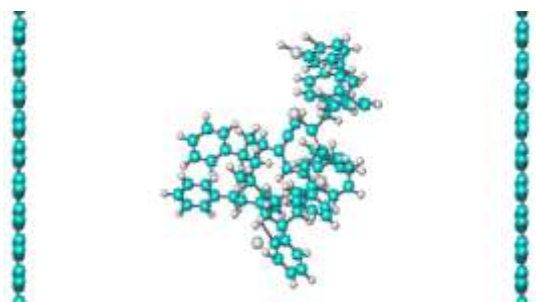


Рис.1. Расположение между двумя жестко закрепленными графеновыми пластинами допированного полистирола

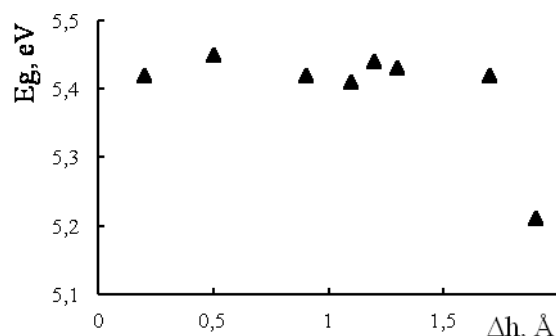


Рис.2 Зависимость электронных свойств допированного вольфрамом полистирола от степени сжатия графеновой пластиной

При сравнении значений энергетической щели (5.8 эВ) у допированного атомами вольфрама в полистироле со значением энергетической щели (5.16 эВ) при его сжатии наблюдается уменьшение энергетической щели на 0.64 эВ. Следовательно, можно заключить, что процесс допирования композита и процесс сжатия можно использовать в качестве способа управления изменением проводимости композитного материала, входящего в состав датчиков давления.

Использование полимерных матриц и гибких подложек позволяет реализовать в этих структурах высокую чувствительность, низкие уровни шумов, простоту управляющей электроники, приемлемую стоимость.

Задачи теории протекания состоят в описании корреляций между соответствующими физическими и геометрическими характеристиками анализируемых сред. Перколяционный переход является геометрическим фазовым переходом. Порог перколяции q_c или критическая концентрация разделяет две фазы: в одной фазе существуют конечные кластеры, в другой существует один бесконечный кластер. Значения порога перколяции q_c в задаче на случайных узлах объекты исследуемой системы расположены хаотически. Порог перколяции определяем, находя объемную долю, при которой образуется бесконечный кластер (рис. 3б). Таким образом, мы приходим к проблеме протекания по узлам [2]. Рассмотрим пример нанoeлектромеханической системы, в которой между подвижным и неподвижным электродами находится композит с проводящими включениями в диэлектрической матрице (рис.3 в). Под влиянием приложенной к электродам разности потенциалов и внешнего давления P (нагрузки) на подвижный электрод зазор d уменьшается на величину u .

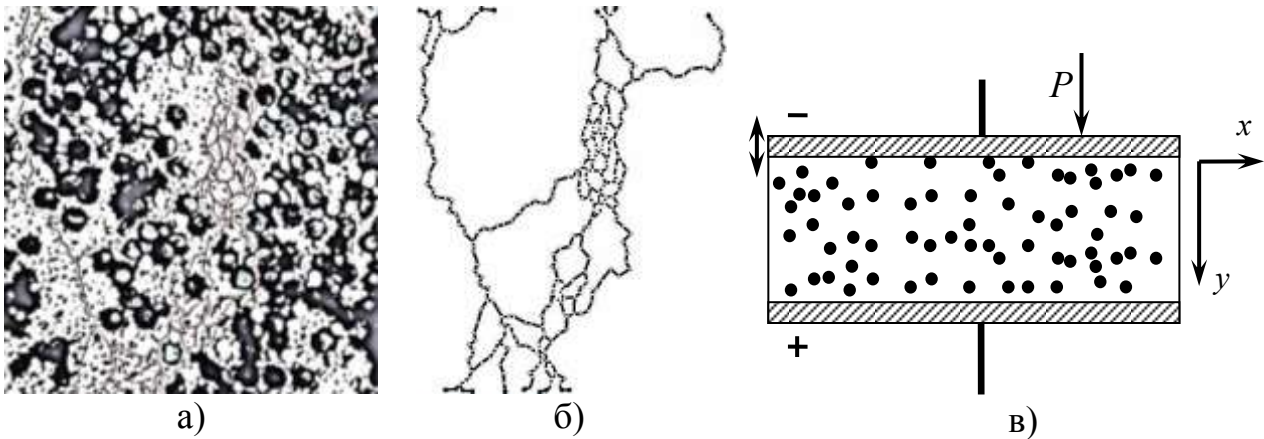


Рис. 3. Модельные перколяционные системы: система полистирол (светлые участки) - вольфрам (темные участки)(а); схема образования вероятностного канала проводимости в системе (из рис. 1а) полимер-металл (б); модель нано- или микроэлектромеханической системы (в)

Уменьшение толщины слоя от d до $d-y$ приводит к изменению свойств композита и системы в целом. Если объем композита изменяется за счет ухода связующего диэлектрика, то в первом приближении перемещение электрода ведет к изменению объемной доли проводящей фазы от исходной q_0 до q . В рассматриваемой системе падение сопротивления может наступить значительно раньше, если объемная доля q начнет превосходить порог перколяции q_c . Такие особенности могут проявляться не только в зависимости сопротивления системы от напряжения и давления, но и в зависимостях оптических, электродинамических свойств. Первый тип переключения имеет полностью обратимый характер, при котором система не обладает памятью воздействия на внешнее давление. Необходимо определить влияние на переход системы из непроводящего состояния в проводящее и наоборот величины внешнего давления и приложенной разности потенциалов в предположении, что $k \neq k(y)$ и $\varepsilon \neq \varepsilon(y)$, в первом приближении, без учета возможных зависимостей ε и k от q . Напряжение переключения показано в [3]. Уровень электростатического воздействия, при котором система обратимо переходит из не проводящего состояния в проводящее, определяется как

$$U_{onc} = \left(\frac{kd(q_c - q_0) - P}{\varepsilon_0 S q_c} \right)^{1/2} \left(d \frac{q_0}{q_c} \right)^2 \quad (1),$$

где: ε - диэлектрическая проницаемость среды между обкладками, ε_0 - диэлектрическая постоянная. Таким образом, при $q_c = q_0$ и $P = 0$ получаем $U_{onc} = 0$, а если $q_0 = 0.9q_c$, то $y_{onc} = 0.1d$, т.е. переключение по проводимости произойдет раньше механического переключения при $P = 0$. С ростом внешней нагрузки P напряжение переключения в проводящее состояние U_{onc} падает. Переключением в проводящее состояние можно управлять как внешней нагрузкой, так и разностью потенциалов. Зависимость (1) получена без учета влияния внешних электродинамических воздействий на ε композитной среды. Учет этого влияния может существенно изменить уровень U_{onc} .

Для моделирования особенностей влияния немонотонного изменения ε композита от доли проводящей фазы в системе диэлектрик-металл использован

ряд моделей теории «эффективной среды», исходные данные для расчета взяты из работ [4, 5]. До перколяционного порога q_c зависимость комплексной диэлектрической проницаемости композита от доли проводящей фазы в композите носит монотонно-тривиальный характер, постперколяционный диапазон характеризуется тем, что в наноразмерных металлических системах происходит модификация коллективных электронных возбуждений. Коллективное электронное возбуждение металлических наночастиц, размер которых меньше длины волны электромагнитного излучения в окружающей среде есть локализованный поверхностный плазмон. При возникновении условий совпадений частоты внешнего поля с частотой локализованного поверхностного плазмона возникает резонанс, приводящий к резкому усилению поля на поверхности частицы и увеличению сечения поглощения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект 18-07-00752 А).

Библиографический список

1. Berendsen H.J.C., Postma J.P.M., van Gunsteren W.F., DiNola A., Haak J.R. Molecular dynamics with coupling to an external bath. // J. Chem. Phys. 1984. V. 81 (8). P.3684-3690.
2. Займан Дж. Модели беспорядка. // М.: Мир. 1982 591 с.
3. Влияние и учет внешней нагрузки на переключение в наноэлектромеханической системе с композитной средой /Биленко Д.И., Терин Д.В.// Перспективные полимерные композиционные материалы. Альтернативные технологии. Переработка. Применение. Экология: доклады Международной конференции "Композит-2010". Саратов: Саратов.гос.техн.ун-т, 2010. С.287-290.
4. Sultanova N., Kasarova S. and Nikolov I. Dispersion properties of optical polymers. // Acta Physica Polonica A. 2009. 116, P.585-587.
5. Werner W.S.M., Glantschnig K., Ambrosch-Draxl C. Optical constants and inelastic electron-scattering data for 17 elemental metals // J. Phys Chem Ref. Data. 2009. 38. P.1013-1092.

ЭКРАНИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЛЁНОЧНЫМ СВЕРХПРОВОДЯЩИМ ЭКРАНОМ

В. Т. Ерофеенко¹, В.Ф. Бондаренко²

¹Учреждение Белорусского государственного университета «НИИ прикладных проблем математики и информатики», Минск, Беларусь

²Белорусская государственная академия связи, Минск, Беларусь

E-mail: bsu_erofeenko@tut.by

Решена краевая задача прохождения импульсного плоского электромагнитного поля через плоский экран, обладающий свойствами сверхпроводимости в рамках модели Гортера-Казимира [1,2]. Вычислен коэффициент эффективности экранирования [3]

$$\mathcal{E} = \max_{0 \leq t < \infty} |\vec{E}_0(\vec{r}, t)| / \max_{0 \leq t < \infty} |\vec{E}_2(\vec{r}, t)|,$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ - первичное поле, $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ - поле, прошедшее через экран.

Постановка задачи экранирования для импульсных электромагнитных полей

В пространстве R^3 с диэлектрической и магнитной постоянными ε_0, μ_0 размещён экран $D(0 < z < \Delta)$, толщины Δ , м. Экран D ограничен плоскостями $\Gamma_1(z=0), \Gamma_2(z=\Delta)$. Материал экрана характеризуется параметрами: $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость, $\mu = \mu_r \mu_0$, μ_r – относительная магнитная проницаемость, γ – удельная электрическая проводимость, См/м; γ_c – величина, характеризующая сверхпроводимость, См/м·с; n_e – концентрация электронов в экране, $1/\text{м}^3$; τ_e – время свободного пробега электронов, с; T – абсолютная температура материала экрана, $T_{кр}$ – критическая температура, $\beta = T/T_{кр}$ – относительная температура экрана.

На экран D из области $D_1(z < 0)$ воздействует первичное импульсное электромагнитное поле $\vec{E}_0(\vec{r}, t), \vec{H}_0(\vec{r}, t)$. Обозначим поля: $\vec{E}'_1(\vec{r}, t), \vec{H}'_1(\vec{r}, t)$ – отраженное импульсное поле в области D_1 ; $\vec{E}_2(\vec{r}, t), \vec{H}_2(\vec{r}, t)$ – импульсное поле, проникшее в область $D_2(z > \Delta)$; $\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}'_1(\vec{r}, t)$, $\vec{H}_1(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}, t) + \vec{H}'_1(\vec{r}, t)$ – суммарное поле в области D_1 , $\vec{E}(\vec{r}, t), \vec{H}(\vec{r}, t)$ – импульсное электромагнитное поле в слое D .

Поставим краевую задачу, описывающую проникновение первичного импульсного поля \vec{E}_0, \vec{H}_0 через экран D .

Краевая задача 1. Требуется при заданном импульсном поле \vec{E}_0, \vec{H}_0 определить поля: $\vec{E}'_1, \vec{H}'_1; \vec{E}_2, \vec{H}_2; \vec{E}, \vec{H}$, для которых выполнены условия

$$\text{rot } \vec{E}_j = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}_j}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{H}_j = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_j}{\partial t} \quad \text{в } D_j, \quad j=1, 2, \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \gamma \vec{E} + \gamma_c \int_{-\infty}^t \vec{E}(\vec{r}, \eta) d\eta \quad \text{в } D; \quad (2)$$

$$\left. (\vec{E}_{1r} - \vec{E}'_{1r}) \right|_{\Gamma_1} = 0, \quad \left. (\vec{H}_{1r} - \vec{H}'_{1r}) \right|_{\Gamma_1} = 0, \quad \left. (\vec{E}_{2r} - \vec{E}_r) \right|_{\Gamma_2} = 0, \quad \left. (\vec{H}_{2r} - \vec{H}_r) \right|_{\Gamma_2} = 0 \quad (3)$$

и условия излучения на бесконечность.

Краевая задача экранирования для монохроматических электромагнитных полей

К уравнениям (1), (2) и к условиям (3) применим интегральное преобразование Фурье по времени t

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt, \quad \vec{H}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{H}(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt. \quad (4)$$

В результате получим монохроматические электромагнитные поля $\vec{E}_0, \vec{H}_0; \vec{E}'_1, \vec{H}'_1; \vec{E}_2, \vec{H}_2; \vec{E}, \vec{H}$, соответствующие импульсным полям $\vec{E}_0, \vec{H}_0; \vec{E}'_1, \vec{H}'_1; \vec{E}_2, \vec{H}_2; \vec{E}, \vec{H}$. Сформулируем вспомогательную задачу для монохрома-

тических электромагнитных полей для экрана $D(0 < z < \Delta)$ с магнитной проницаемостью μ и с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_c = \epsilon_r^c \epsilon_0$, где $\epsilon_r^c = \epsilon_r + i\gamma/\omega\epsilon_0 - \gamma_c/\omega^2\epsilon_0$, $\gamma = f_c(n_e e_0^2 \tau_e / 2m_e)$, $\gamma_c = (1 - f_c)(n_e e_0^2 / m_e)$, $f_c = \beta^4$.

Краевая задача 2. Требуется при заданном поле \vec{E}_0, \vec{H}_0 определить поля $\vec{E}'_1, \vec{H}'_1; \vec{E}_2, \vec{H}_2; \vec{E}, \vec{H}$; для которых выполнены уравнения

$$\text{rot } \vec{E} = i\omega\mu \vec{H}, \quad \text{rot } \vec{H} = -i\omega\epsilon_c \vec{E} \quad \text{в } D, \quad (5)$$

$$\text{rot } \vec{E}_j = i\omega\mu_0 \vec{H}_j, \quad \text{rot } \vec{H}_j = -i\omega\epsilon_0 \vec{E}_j \quad \text{в } D_j, \quad (6)$$

$$(\vec{E}_{1\tau} - \vec{E}_\tau)|_{\Gamma_1} = 0, \quad (\vec{H}_{1\tau} - \vec{H}_\tau)|_{\Gamma_1} = 0, \quad (\vec{E}_{2\tau} - \vec{E}_\tau)|_{\Gamma_2} = 0, \quad (\vec{H}_{2\tau} - \vec{H}_\tau)|_{\Gamma_2} = 0 \quad (7)$$

и условия излучения на бесконечность.

Краевая задача (5) - (7) решена аналитически с использованием двухсторонних граничных условий [3, 4]. С помощью обратного интегрального преобразования для преобразования (4) определены импульсные поля исходной задачи (1) - (3).

Вычислительный эксперимент

Поле, проникшее в область $D_2(z > \Delta)$ задачи (1) - (3), представим через плоское импульсное поле [3]:

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = -A_2((t - p_+)/\tau_\Phi) \vec{v}_1, \quad \vec{H}_2(\vec{r}, t) = \frac{1}{Z_0} A_2((t - p_+)/\tau_\Phi) \vec{v}_2^{(-)}.$$

В качестве первичного поля выберем плоское импульсное поле, распространяющееся под углом θ_0 к экрану D в направлении вектора $\vec{p} = (p_1, p_2, p_3)$, $p_1 = \sin \theta_0 \cos \varphi_0$, $p_2 = \sin \theta_0 \sin \varphi_0$, $p_3 = \cos \theta_0$, $0 \leq \theta_0 < \pi/2$, $0 \leq \varphi_0 < 2\pi$. Поле представим в виде [3]:

$$\vec{E}_0(\vec{r}, t) = -A_0((t - p_+)/\tau_\Phi) \vec{v}_1, \quad \vec{H}_0(\vec{r}, t) = \frac{1}{Z_0} A_0((t - p_+)/\tau_\Phi) \vec{v}_2^{(-)},$$

$$A_0(t') = E_{\max} y(t'), \quad y(t') = y_0(t') \cos(2\pi n_0 t'),$$

$$y_0(t') = \begin{cases} y_1(t') = (t')^2 e^{-2(t'-1)}, & 0 < t' \leq 1, \\ y_2(t') = B((t' + C)^2 + D) e^{-A(t'-1)}, & 1 \leq t' < \infty, \\ = 0 & \text{при } -\infty < t' < 0. \end{cases} \quad (8)$$

$$T_0 = T_u/\tau_\Phi, \quad z_0 = 2,4773\dots, \quad C = \frac{T_0}{2} - 1, \quad D = \frac{(4 - z_0)}{4z_0} T_0^2, \quad A = \frac{z_0}{T_0}, \quad T_0 > 3, \quad B = \frac{z_0}{T_0^2},$$

где E_{\max} – максимальное значение, В/м; τ_Φ – время фронта импульса, с; T_u – время полуспада импульса, с; n_0 – число колебаний импульса за время фронта.

Для первичного импульса (8) вычислен коэффициент эффективности экранирования.

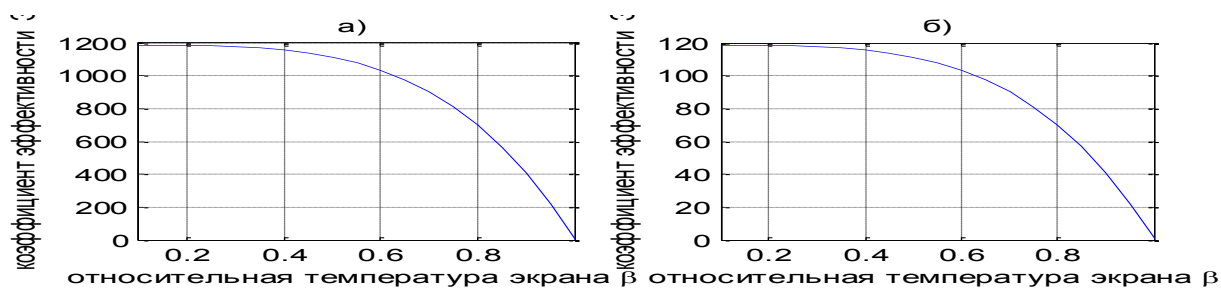


Рис. 1. График коэффициента эффективности экранирования в зависимости от температуры:

а) $-n = 3$; б) $-n = 4$. Исходные данные: $\tau_e = 10^{-12}$, $n_e = 7 \cdot 10^{15}$, $\epsilon_r = 8$, $\mu_r = 1$, $\Delta = 1 \cdot 10^{-4}$,

$$\theta_0 = \pi/3, E_{\max} = 1, \tau_\phi = 10^{-n}, T_u = 10 \cdot 10^{-n}, n = 3, n_0 = 1.$$

Работа выполнена по заданию ГПНИ «Информатика, космос и безопасность»

Библиографический список

1. Кравченко В.Ф., Ерофеев В. Т. Дифракция электромагнитных волн на сверхпроводящих тонких цилиндрических оболочках // ДАН. 1994. Т.337. № 1. С.25-27.
2. Кравченко В.Ф. Электродинамика сверхпроводящих структур. // М.: Физматлит, 2006. 280 с.
3. Бондаренко В. Ф., Ерофеев В. Т. Экранирование импульсных электромагнитных полей многослойными плоскопараллельными экранами с чередующимися магнитными и немагнитными слоями // Физические основы приборостроения. 2017. Т.6. № 2. С. 53-66.
4. Ерофеев В. Т., Козловская И. С. Аналитическое моделирование в электродинамике. // М.: ДК Либроком, 2014. 304 с.

3 МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ

НОВЫЕ ПЕРСПЕКТИВНЫЕ СПОСОБЫ УСИЛЕНИЯ МРТ СИГНАЛОВ

Ю.А. Пирогов

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

E-mail: yupi937@gmail.com

Магнитно-резонансная томография является исключительно эффективным средством изучения внутренней структуры радиопрозрачных тел, к каковым относятся и живые объекты. Метод исключительно информативен, особенно при диагностике мягких тканей живых организмов. В этом он серьезно отличается от многих других способов визуализации. Рентгеновская (так называемая компьютерная) томография плохо воспроизводит структуру мягких тканей и к тому же чревата весьма высокой дозой нагрузки. В отличие от рентгеновских способов, МРТ визуализация не оказывает никакого повреждающего воздействия на живые ткани и может многократно проводиться при необходимости получения информации о состоянии органов человека или животных. Кроме того, посредством МРТ в комбинации с ЯМР спектроскопией можно определять молекулярную структуру выделенного градиентными полями малого объема (воксела) сканируемого объекта. Такой метод, называемый локальной ЯМР спектроскопией, позволяет осуществлять неинвазивное, т.е. без хирургического вмешательства, измерение молекулярных характеристик ткани в пределах выделенного воксела и судить о ее нормальном или патологическом состоянии. Таким образом, локальная ЯМР спектроскопия представляет собой неинвазивный аналог медицинской биопсии, позволяющий в динамике отслеживать проявления патологии, определять степень ее развития, находить метастазированные образования и т.п. И хотя обычно медицинские томографы сориентированы на определение тканей, содержащих ядра атомов водорода, т.е. протоны, существуют многие задачи обнаружения тканей и введенных в организм фармпрепаратов, в которых протоны отсутствуют. Поэтому проблема настройки МРТ сканеров на отличные от протонов тяжелые ядра становится не менее важной, чем протонная настройка на традиционное медицинское обследование. Одной из таких задач является обнаружение фторсодержащих лекарственных препаратов, например, Перфторана – эффективнейшего кровезаменителя, в формулу которого входят только атомы фтора и углерода. Он был придуман уже давно,

более 40 лет назад, допущен для клинических применений и успешно использовался во многих критических ситуациях, в том числе, в условиях кровопотерь на поле боя. Однако до последнего времени в отсутствие МРТ сканеров, настроенных на ларморову частоту фтора, было неясно, как транспортируется по кровеносным сосудам этот препарат после инъекции, в каких органах задерживается, каким образом и сколь быстро выводится из организма. Все это удалось обнаружить с помощью томографов, настроенных на частоту фтора-19. Оказалось, например, что в течение первого дня присутствия в организме (эксперимент проводился на малых животных) Перфторан локализуется в почках, а на вторые сутки поступает в печень и селезенку, надолго задерживаясь в теле животного и только через неделю выводится естественным путем, в основном, через органы дыхания. Существуют и другие аналогичные задачи, связанные с обнаружением в организме молекул, содержащих ядра дейтерия, углерода, хлора, натрия, бора, фосфора и других биомедицински значимых элементов. Для проведения многопрофильных мультиядерных экспериментов на такие ядра были настроены имеющиеся в МГУ томографы с магнитным полем 0.5 Тл (медицинский прибор) и 7 Тл (для исследования малых животных). Результаты таких мультиядерных исследований в деталях обсуждаются в настоящем докладе. В режиме *in vivo* были получены весьма интересные данные о жизнедеятельности организмов с регистрацией внутренней структуры живых тканей и их локальных ЯМР спектров.

Однако уровень ЯМР сигналов, формирующих спектральный отклик и МРТ изображения, как правило, невелик и для повышения отношения сигнала к шуму приходится применять специальные методы накопления ЯМР отклика и математической обработки изображений с существенными временными затратами. Особенно малы сигналы, получаемые от тяжелых ядер. Но с помощью специальных гиперполяризационных приемов поляризация, а вместе с ней и ЯМР сигнал может быть увеличена на 5-6 порядков, приводя к кардинальному улучшению сигнальных характеристик – уменьшению времени анализа, увеличению пространственного разрешения и контраста получаемых изображений в режиме имиджинга. Гиперполяризационная методика позволила решить одну важнейшую, до этого нереализуемую задачу наблюдения тканей органов дыхания, внутренних очертаний легких, содержащих очень мало протонов, на ларморову частоту которых настроены регулярные медицинские томографы. Эта методика развивается и в последние два года получила серьезное, поистине прорывного характера продолжение: микрочастицы кремния-29, покрытые полимерной оболочкой, будучи подвергнутыми воздействию процедур динамической поляризации ядер смогли удерживать гиперполяризованное состояние при комнатной температуре в течение десятков минут, до получаса [1]. Теперь при использовании гиперполяризованных частиц кремния-29 в качестве либо самостоятельного лекарственного препарата

либо в качестве биоконтейнера можно уверенно регистрировать место их нахождения в организме.

Ясно, что гиперполяризационные технологии являются весьма затратными и трудоемкими, требуя для своей реализации наличие криогенной инфраструктуры в комбинации со специальными микроволновыми или лазерными установками. Одним из альтернативных гиперполяризационному методов является использование фторсодержащих препаратов, дающих на ларморовой частоте фтора-19 достаточно интенсивный сигнал. Наиболее ярко достоинство фторных методик МРТ проявляется при диагностике полых областей, например, легких [2,3] или желудочно-кишечного тракта [4]. Так, наполнение легких фторными газами дает четкое изображение внутренней структуры органов дыхания и позволяет выявить патологические морфологии на стенках легочной ткани. Инъекция специально синтезированных фторсодержащих жидкостей может также существенно улучшать контрастирование МРТ изображений.

Еще одна злободневная задача была поставлена перед локальной ЯМР спектроскопией и МРТ визуализацией на ядрах натрия-23, который определяет метаболические процессы солевого обмена в организме и при его нарушении инициирует такие патологии, как диабет, гипертонические проявления, почечную недостаточность, задержки в восстановлении травматических повреждений и др.

Дополнительное усиление ЯМР сигналов при МРТ сканировании удастся обеспечить также электродинамическими приемами – использованием пассивных индуктивно связанных с РЧ излучателями малогабаритных (сосредоточенного типа) или метаматериальных (распределенной конструкции) катушек, размещаемых над областью интереса или даже имплантированных в тело пациента возле патологического образования. Такой подход позволяет довольно просто получить усиление ЯМР отклика на порядок и более, существенно улучшая качество МРТ изображений [5].

Приведенные результаты по фторуглеродной МРТ диагностике получены на оборудовании ЦКП и УНУ «Биоспектротомография» и поддержаны грантом РФФИ №17-02-00465 А.

Библиографический список

1. *Cassidy M.C. et al.* In vivo magnetic resonance imaging of hyperpolarized silicon particles // Nature Nanotechnology. 2013. V. 8. May. P. 363-368.
2. *Fain S et al.* Functional lung imaging using hyperpolarized gas MRI // Journal of Magnetic Resonance. 2007. V. 25. P. 910-923.
3. *Павлова О.С. и др.* Магнитно-резонансная визуализация легких на ядрах фтора-19 с применением газа перфторциклобутана // Медицинская физика. 2017. №4. С.59-64.
4. *Volkov D.V. et al.* Visualization of digestion process using 19F MRI // Applied Magnetic Resonance. 2017. V.49. No.1. P.71-75.
5. *Гуляев М.В. и др.* Разработка и применение имплантных катушек для получения МРТ-изображений с высоким пространственным разрешением // Биомед. Радиоэлектроника. 2018. № 3. С.4-14.

СОВРЕМЕННЫЕ И ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ СЕКВЕНИРОВАНИЯ

А.В. Григорьев¹, А.О. Мантуров²

¹Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.
E-mail: manturovao@gmail.com

Генетическая информация определяет наследственные свойства живого организма и специальным образом кодируется в его геноме как цепь нуклеотидов в молекулах дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК) и рибонуклеиновой кислоты (РНК) [1,2].

Экстракция (чтение) генетической информации отдельного организма основывается на определении первичной нуклеотидной последовательности ДНК (РНК) и может предоставить впоследствии ценные данные для решения целого набора фундаментальных и прикладных проблем в медицине и биологии. Соответственно, растущий интерес к таким знаниям приводит к необходимости получать качественную информацию о геноме по возможности быстро и недорого. Процесс получения (или же определения) первичной нуклеотидной последовательности ДНК (РНК) называется секвенированием ДНК [3,4].

Разработка способов автоматизации процедуры секвенирования ДНК привела к созданию первых приборов - секвенаторов, получивших довольно широкое распространение в лабораторной практике 80х годов 20 века. Такие приборы автоматизировали рутинные последовательности манипуляций с реагентами и выполняли регистрацию результатов для методов химической дегградации (метод Максама-Гилберта) или терминации цепи (метода Сэнгера).

Исторически сложилось так, что впервые получившие наибольшее распространение автоматизированные методы секвенирования базировались, в основном, на использовании метода Сэнгера [5], адаптированного к оптическому (флюоресцентному) декодированию результатов электрофореза фрагментов ДНК. При этом одноцепочечные ДНК-фрагменты, генерирующие флюоресцентный сигнал, пространственно разрешались в процессе электрофореза в полиакриламидном геле в виде единой последовательности - «хроматограммы», после чего образующие её сгруппированные по массам фрагменты с терминирующими мечеными нуклеотидами идентифицировались оптической системой регистрации флюоресценции [6].

Принципиальной особенностью таких методов была их «поликлональность» в смысле единовременной регистрации суммарного сигнала от множества одинаковых фрагментов ДНК, что позволяло вести регистрацию сигнала относительно простыми методами. Кроме того, принципиальным было разделение во времени рабочего алгоритма - получение (считывание) оптических сигналов после выполнения процесса копирования фрагментов ДНК. Указан-

ные общие особенности, присущие группе рассмотренных выше приборов, позволили ввести понятие «первого поколения технологий секвенирования» [7].

Дальнейшее развитие методов секвенирования привело к существенному росту производительности коммерчески доступных секвенаторов. В указанных секвенаторах, относящихся ко «второму поколению технологий секвенирования» преимущественно использовалась оптическая регистрация результатов, а рабочие алгоритмы были весьма сложными. Само же «второе поколение технологий секвенирования» унаследовало принцип «поликлональности».

подавляющее большинство современных практически внедренных технологий высокопроизводительного секвенирования ДНК широко использует так называемый принцип «секвенирования путем синтеза» (Sequencing By Synthesis, SBS) [7], включающий в себя выделение одной нити фрагмента ДНК, подлежащего секвенированию, с последующим ферментативным синтезом комплементарной к ней цепи, например, при помощи ДНК-полимеразы [2]. Таким образом, данные секвенирования (первичные нуклеотидные последовательности, или риды) получают непосредственно одновременно с удлинением, или синтезом, комплементарной цепи. Использование принципа SBS приводит к необходимости введения специальных сигнальных признаков - репортёров, которые позволяют (I) обнаруживать события присоединения нуклеотидов к растущей цепи ДНК и (II) определять, какой именно при этом нуклеотид был включен в растущую цепь ДНК.

Дальнейшее развитие технологий секвенирования привело к появлению понятия Next Generation Sequencing, или же NGS. Термин NGS в настоящее время наиболее точно может быть интерпретирован как «методы высокопроизводительного секвенирования» [7].

Как одно из основных достижений NGS обычно отмечают переход к «одномолекулярному секвенированию», т.е., к получению информации о риде только с одного изучаемого фрагмента ДНК. Важность такого достижения состоит в том, что исключается возможность ошибок, связанных с необходимостью наработки определённого количества строго одинаковых копий фрагмента, например, при помощи полимеразной цепной реакции (ПЦР) на стадии пробоподготовки.

В качестве типичного примера NGS-технологии можно рассмотреть SMRT (Single-Molecule Real-Time sequencing), технологию секвенирования, разработанную и практически реализованную Pacific BioSciences [8]. Технология SMRT предполагает оптическую регистрацию флуоресценции, возникающей в ходе актов присоединения флуоресцентно-меченых нуклеотидов. Таким образом, в реальном времени наблюдается последовательность оптических сигналов-вспышек, от отдельных собираемых фрагментов. Наблюдение и регистрация этих сигналов ведётся при помощи специализированного конфокального микроскопа, что совместно с крайне дорогими реактивами - в первую очередь, флуоресцентно-мечеными нуклеотидами, делает технологию SMRT весьма дорогостоящей для практического применения.

Как безусловный прорыв в дальнейшем развитии технологий NGS можно отметить начало применения электронной регистрации результатов процесса SBS. Уход от сложных и дорогих в технической реализации методов оптической регистрации привёл к ещё одному принципу, получающему сейчас широкое применение - Label-Free Sequencing, LFS («принцип безметочного секвенирования»). Как пример современной практически реализованной и коммерчески успешной технологии LF-SBS можно рассматривать технологию «полупроводникового секвенирования» [9]. Она была разработана как следствие обнаружения возможности образования свободных ионов водорода - протонов в ходе элонгации комплементарного фрагмента ДНК при присоединении комплементарных нуклеотидов [10]. Технология ионного полупроводникового секвенирования, таким образом, может базироваться на использовании стандартного набора реактивов, например, для ПЦР, но сам процесс секвенирования все еще остаётся технологически сложным, а использование специализированного одноразового полупроводникового сенсорного чипа увеличивает стоимость материалов и, как результат, общую стоимость получаемых данных. Под технологической сложностью здесь, в первую очередь, понимается последовательность действий для достижения результата - нетривиальная последовательность повторно выполняемых секвенатором операций, которые включают, по крайней мере, три этапа - поочерёдное добавление одного из четырех дезоксирибонуклеотидтрифосфатов (dNTP), регистрации образующихся в ходе реакции протонов, и удаление неиспользованных нуклеотидов. Специально подчеркнём, что отмеченная последовательность операций повторяется циклически в зависимости от длины прочитываемого фрагмента ДНК.

Ещё одна альтернативная LF-NGS технология - «Nanopore sequencing» - также опирается на электронное чтение нуклеотидной последовательности [11]. Несмотря на наличие на рынке приборов, использующих данную технологию, говорить о законченности технологических решений здесь преждевременно. Это связано, прежде всего, с принципиальными особенностями самой технологии - в ней используется прочтение изменения сопротивлений отдельных нуклеотидов в одноцепочечном фрагменте при протягивании его через наноразмерное отверстие, что принципиально сопряжено с существенными ошибками измерений. Другая серьёзная проблема здесь - принципиальная невозможность более чем двукратного прочтения одного и того же фрагмента. Всё это ограничивает достижимую точность получаемых ридов величиной не свыше 80-85 %.

Из сказанного становится понятно, что дальнейшее развитие принципа LF-SBS должно использовать иные, более эффективные методы обнаружения события присоединения нуклеотидов к растущей цепи ДНК и определения вида присоединённого нуклеотида.

Как одним из перспективных направлений такого развития можно рассматривать введение новых типов сигнальных признаков - репортёров.

Так, например, возможным направлением дальнейшего развития метода SBS, как видится, может быть определение последовательности нуклеотидов в

риде путем мониторинга кинетики включения нуклеотидов в растущую цепь ДНК. При таком подходе роль репортеров могут сыграть некоторые особенности кинетики присоединения dNTP, например, мгновенные изменения скорости их присоединения.

Мгновенные изменения скорости присоединения нуклеотидов могут быть обусловлены стохастическим характером доставки до сайта копирования ДНК-полимеразы за счёт диффузии из объёма раствора; вариации скорости присоединения нуклеотидов могут также быть обусловлены зависимостью процессивности полимеразы от параметров реакции (температура, pH раствора, его состав), а также общей энергетикой реакции полимеризации [12-14].

Из приведённых факторов, влияющих на мгновенную скорость полимеризации собираемого фрагмента ДНК, относительно легко можно управлять процессом диффузии нуклеотидов. Такое управление в простейшем случае возможно через изменение концентрации нуклеотидов. Можно легко показать, что в двух предельных случаях кинетика сборки фрагмента ДНК будет сильно различаться. В первом предельном случае, при одинаковой концентрации всех четырёх нуклеотидов, мгновенная скорость реакции полимеризации будет случайным образом варьировать вблизи некоторого равновесного значения. С течением времени указанное равновесное значение будет монотонно уменьшаться в связи с общим понижением концентрации нуклеотидов в растворе (этот эффект известен в кинетике ПЦР [15]). Второй предельный случай соответствует отсутствию одного из нуклеотидов в растворе. В этом случае возможна элонгация фрагмента максимум на 3 п.о., после чего реакция остановится. Все промежуточные значения концентраций одного из нуклеотидов (от нуля до нормальной) будут приводить к образованию пауз, или же задержек, в ходе элонгации фрагмента ДНК.

Возможность определения последовательности присоединения dNTP путем измерения средней задержки их присоединения к растущей цепи фрагмента была предложена впервые в патенте [16]. Принципиальная работоспособность такого подхода была подтверждена позднее, в экспериментах с механической и оптической регистрацией кинетики сборки фрагмента ДНК [13,14,17]. Численное моделирование и оценки эффективности этого метода (в частности, потенциальные возможности этого метода по реконструкции первичной нуклеотидной последовательности ДНК) были выполнены и представлены в работах [18-21]. Необходимо отметить, что процесс сборки комплементарного фрагмента здесь может происходить со скоростью, определяемой характеристиками (естественной процессивностью) используемой полимеразы. Это определяет предельную скорость получения рида в рассматриваемом методе близкой к таковой в естественных условиях работы полимеразы.

Также, в настоящее время разработаны и экспериментально опробованы одноэлектронные и нанопроводные транзисторы [22,23], образующие сенсорную основу для детекции кинетики реакции полимеризации ДНК. Интересно отметить, что указанные сенсоры обеспечивают предельную чувствительность

менее одного электрона, что позволяет рассматривать их как потенциальных кандидатов на роль одномолекулярных сенсоров.

Таким образом, можно предполагать, что создана технологическая основа для развития перспективной платформы одномолекулярного секвенирования в реальном времени, которая принципиально допускает реализацию максимально возможной производительности получения ридов, при минимальном количестве ошибок на один рид.

Библиографический список

1. *Brooker R.J.* Genetics: Analysis and Principles. 4th Edition. // McGraw-Hill. 2012. 868 p.
2. *Maga G., Hubscher U., Spadari S., Villani G.* DNA Polymerases: Discovery, Characterization and Functions in Cellular DNA Transactions. // World Scientific Publishing Company Co. Pte. Ltd., Singapore, 2010. 321 p.
3. *Chan E.Y.* Advances in sequencing technology // Mutation Research. 2005. V.573. №1-2. P.13-40
4. *Pettersson E., Lundeberg J., Ahmadian A.* Generations of sequencing technologies // Genomics. 2009. V.93. №2 P.105-111
5. *Sanger F., Nicklen S., Coulson A.R.* DNA sequencing with chain-terminating inhibitors // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1977. V.74 P.5463–5467
6. *Prober J.M., Trainor G.L., Dam R.J., Hobbs F.W., Robertson C.W., Zagursky R.J., Cocuzza A.J., Jensen M.A., Baumeister K.A.* System for rapid DNA sequencing with fluorescent chain-terminating dideoxynucleotides // Science. 1987. V.238. №4825. P.336-341
7. *Ребриков Д.В., Коростин Д.О., Шубина Е.С., Ильинский В.В.* NGS: высокопроизводительное секвенирование. // М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015. 235 с.
8. <https://www.pacb.com/smrt-science/smrt-sequencing/> Advance genomics with long-read sequencing, enabled by single molecule, real-time (SMRT) sequencing: Pacific BioSciences site. Обращение к ресурсу 11.04.2018
9. *Rothberg J.M., Hinz W., Rearick T.M., Schultz J., Mileski W. et al.* An integrated semiconductor device enabling non-optical genome sequencing. Nature. 2011. V.475. № 7356. P.348-352.
10. *Pourmand N., Karhanek M. et al.* Direct electrical detection of DNA synthesis // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2006. V.103. №17. P.6466-6470
11. <https://nanoporetech.com/how-it-works/> How does nanopore DNA/RNA sequencing work? Oxford Nanopore Technologies site. Обращение к ресурсу 11.04.2018
12. *Bai L, Shundrovsky A and Wang M.D.* Sequence-dependent Kinetic Model for Transcription Elongation by RNA Polymerase // J. Mol. Biol. 2004. V.344. P.335–349
13. *Shundrovsky A, Santangelo T.J., Roberts J.W., and Wang M.D.* A Single-Molecule Technique to Study Sequence-Dependent Transcription Pausing // Biophysical Journal. 2004. V.87. P.3945–3953
14. *Bai L, Fulbright R.M., Wang M.D.* Mechanochemical Kinetics of Transcription Elongation // Phys. Rev. Lett. 2007. V.98. P.068103
15. *Whitney S.E., Sudhir A., Nelson R.M., Viljoen H.J.* Principles of rapid polymerase chain reactions: mathematical modeling and experimental verification // Comput. Biol. Chem. 2004. V.28. №3. P.195-209
16. Patent US6280939B1. Method and apparatus for DNA sequencing using a local sensitive force detector / Michael J. Allen. Issued Aug 28, 2001
17. *Greenleaf W.J., Block S.M.* Single-molecule, motion-based DNA sequencing using RNA polymerase // Science. 2006. V.313. P.801
18. *Григорьев А.В., Мантуров А.О.* Кинетика диффузно-ограниченной элонгации фрагмента ДНК. // Известия Саратовского университета. Новая серия. Сер.: Физика. 2014. Вып. 2. №2. С. 57-59

19. *Manturov A.O. and Grigoryev A.V.* DNA sequencing by synthesis based on elongation delay detection // Proc. SPIE 9448, Saratov Fall Meeting 2014: Optical Technologies in Biophysics and Medicine XVI; Laser Physics and Photonics XVI; and Computational Biophysics, 94481T (March 19, 2015)
20. *Manturov A.O. and Grigoryev A.V.* Synchronization of DNA array replication kinetics // Proc. SPIE 9917, Saratov Fall Meeting 2015: Third International Symposium on Optics and Biophotonics and Seventh Finnish-Russian Photonics and Laser Symposium (PALS), 991720 (April 21, 2016)
21. *Григорьев А.В., Мантуров А.О.* О возможности синхронной элонгации массива одноцепочечных фрагментов днк // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2015 : материалы Всерос. шк.-семинара. - Саратов, 2015. - С. 293-296
22. *Sapkov I.V., Soldatov E.S., Kolesov V.V.* Using a focused ion beam for the creation of a molecular single-electron transistor // Moscow University Physics Bulletin. 2009. V. 64. № 4. P.384-388
23. *Каушин В.В., Колесов В.В., Крупенин С.В., Решетилов А.Н., Солдатов Е.С.* Биосенсорные системы на основе планарных наноструктур // Современные проблемы биофизики, генетики, электроники и приборостроения : материалы II Всероссийского семинара памяти профессора Ю.П. Волкова. - Саратов, 2015. - С.61-68

ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИММУННЫХ КОМПЛЕКСОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОЧАСТИЦ КОЛЛОИДНОГО ЗОЛОТА

А.Н. Спицын¹, Д.В. Уткин¹, М.Н. Куреев¹, Н.А. Шаранова¹, В.Г. Германчук¹, В.И. Кочубей²

¹ФКУЗ Российский научно-исследовательский противочумный институт «Микроб»

Роспотребнадзора, г. Саратов,

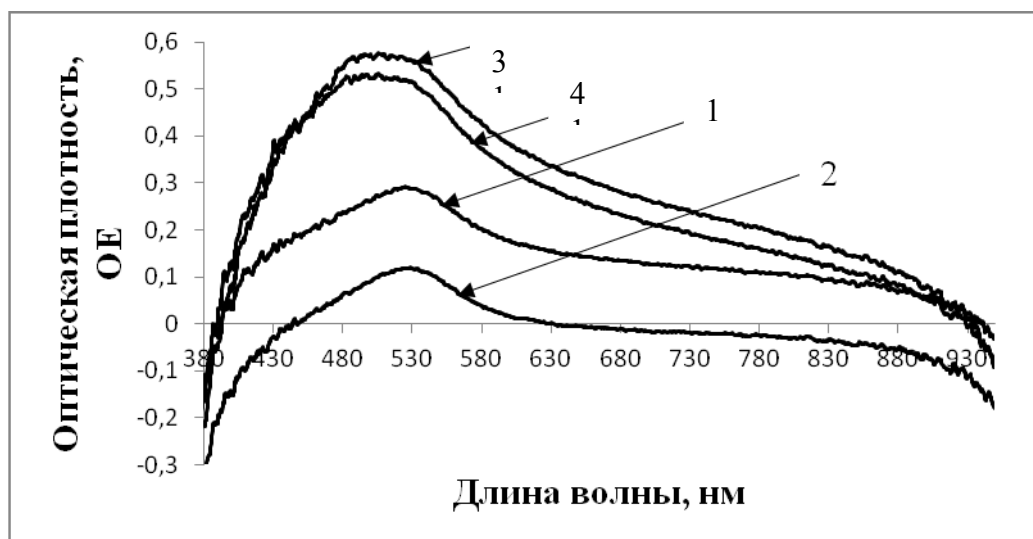
²Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: rusrapi@microbe.ru

Для индикации и идентификации возбудителей инфекционных болезней наряду с молекулярно-генетическими и бактериологическими методами применяют иммунологические методы диагностики, основанные на реакции взаимодействия специфических антител с антигенами микроорганизмов и выявлении образовавшихся иммунных комплексов [1]. Для оптической и визуальной регистрации специфической иммунологической реакции традиционно применяют антитела с ферментными, флуоресцентными метками или иммобилизованные на различных видах носителей (эритроцитарных, латексных) [2-3]. В настоящее время представляет интерес использование различных видов наноматериалов для выявления антигенов микроорганизмов, характеризующиеся высокой стабильностью и устойчивостью к воздействию различных факторов, изменяющих свои оптические свойства при образовании иммунных комплексов [4].

Цель данной работы – оценка возможности применения антител, меченных коллоидным золотом, для оптической регистрации образования иммунных комплексов; оптимизация способов выявления специфической реакции; определение критериев дифференциации специфического взаимодействия от неспецифических изменений в результате агрегации и седиментации частиц.

В работе использовали иммуноглобулины чумные меченые наночастицами коллоидного золота (Ig-Au) диаметром 15 нм, синтезированных по методу G. Frens [5]. Иммуноглобулины конъюгировали с наночастицами коллоидного золота согласно Л. Дыкману [6]. В качестве антигенов использовали взвеси бактерий чумного микроба *Yersina pestis* EV НИИЭГ и туляремийного микроба *Francisella tularensis* 15 НИИЭГ Государственной коллекции патогенных бактерий «Микроб» в концентрации 1×10^8 м.к./мл, обеззараженных в соответствии с СП 1.3.3118-13 [7]. Измерения спектральных характеристик образовавшихся комплексов проводили с использованием спектрометра HR-4000 (Ocean Optics, США) в диапазоне длин волн от 200 до 1100 нм. Измерение оптических характеристик (спектра поглощения) исследуемых взвесей осуществляли до инкубации с антителами и после инкубации в течение 30 мин при температуре 37 оС (рис. 1).



1 – IgAu + *Y. pestis* 0 мин, 2- IgAu + *Y. pestis* 30 мин, 3 – IgAu + *F. tularensis* 0 мин, 4 - IgAu + *F. tularensis* 30 мин

Рис. 1. Спектры поглощения взвесей микроорганизмов *Y. pestis* и *F. tularensis* при инкубации с иммуноглобулинами чумными мечеными коллоидным золотом (IgAu)

В результате исследований установлено изменение оптических характеристик взвеси *Y. pestis* при инкубации с гомологичными антителами и его отсутствие при инкубации *F. tularensis* с гетерологичными (чумными) антителами. Для количественной оценки изменений применяли три способа: графический, статистический и с использованием специализированной программы анализа.

При графическом анализе изменений установлено, что при инкубации с гомологичными антителами максимальное изменение оптической плотности составляет 0,15-0,2 ОЕ, при инкубации с гетерологичными антителами – 0-0,05 ОЕ (рис. 2).

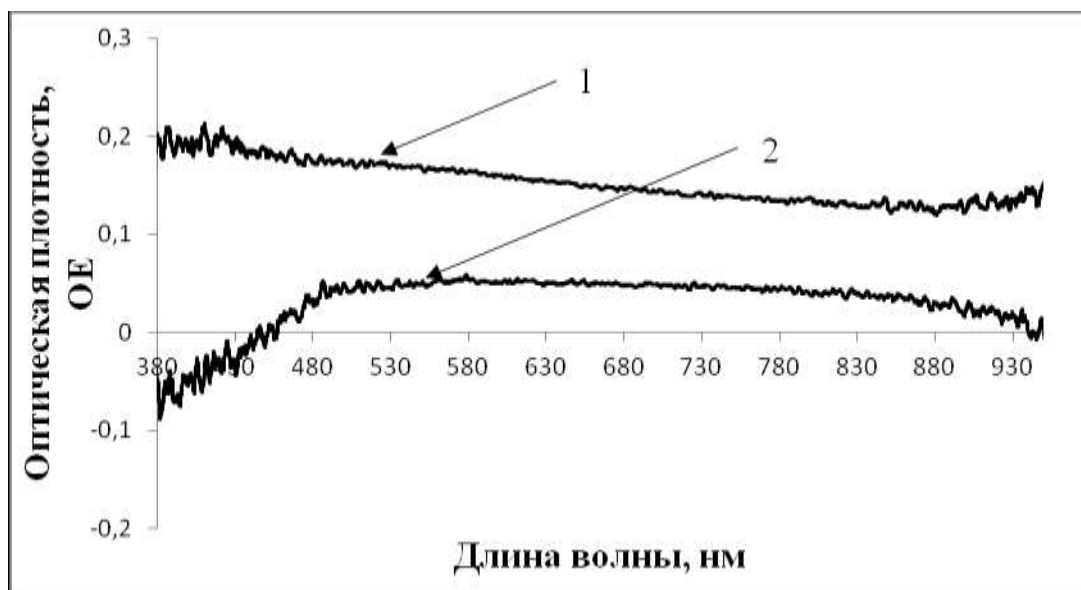


Рис. 2. График изменений спектров поглощения взвесей *Y. pestis* (1), *F. tularensis* (2) после инкубации с иммуноглобулинами чумными мечеными коллоидным золотом

Для определения достоверности разности двух спектров (до инкубации и после инкубации с антителами) определяли критерии Стьюдента (t). Разность изменений в обоих случаях (при специфическом и неспецифическом взаимодействии) была достоверной с вероятностью безошибочного прогноза 95%. Однако критерий достоверности при специфической реакции был выше в 13 раз, чем при неспецифической ($t_1=54,2$ и $t_2=4,08$, соответственно).

Анализ полученных спектров с использованием программы по учету и анализу результатов на базе оптоволоконного спектрометра (свидетельство о государственной регистрации № 2011619582 от 19.12.2011 г.) показал наличие специфического взаимодействия в случае с гомологичными антителами и отсутствие — с гетерологичными антителами.

На основании полученных данных, можно сделать вывод, что данный методический прием является альтернативой традиционным иммунологическим методам идентификации возбудителей. В отличие от иммуноферментного анализа, при использовании наночастиц коллоидного золота, сокращается время проведения анализа, отсутствует необходимость дополнительного этапа инкубации с антивидовыми конъюгатами и субстратного проявления комплексов антител с антигеном.

При анализе спектров оптимальным является использование специализированных компьютерных программ. Критериями наличия специфического взаимодействия может служить изменение оптической плотности более 0,1 ОЕ. В то же время, статистический анализ показал, что изменения оптических характеристик, обусловленные агрегацией и седиментацией частиц, могут происходить и при неспецифическом взаимодействии.

Библиографический список

1. Петров Р.В. Иммунология. // М.: Медицина, 1987. 416 с.

2. Специфическая индикация патогенных биологических агентов. Практическое руководство / Под ред. акад. РАН Г.Г. Онищенко, акад. РАН В.В. Кутырева. 2-е изд., переработанное и дополненное. // ООО «Буква», 2014. 284 с.
3. *Бойко А.В.* Композитный диагностикум для выявления антител к видоспецифическому антигену чумного микроба (фракция 1) методом дот-иммуноанализа // Биотехнология. 2016. Т. 32. №4. С.49-55.
4. *Хлебцов Н.Г.* Золотые наноструктуры с плазмонным резонансом для биомедицинских исследований // Российские нанотехнологии. 2007. Т. 2. № 3–4. С. 69-86.
5. *Frens G.* Preparation of gold dispersions of varying particle size: Controlled nucleation for the regulation of the particle size in monodisperse gold suspensions // Nature Phys Sci. 1973. V. 241, N 1. P. 20–22.
6. *Дыкман Л.А.* Применение дот-анализа и иммунозолотых маркеров для экспресс-диагностики острых кишечных инфекций // Журн. микробиол., эпидемиол. и иммунобиол. 1999. № 4. С. 93–94.
7. Санитарно-эпидемиологические правила «Безопасность работы с микроорганизмами I-II групп патогенности (опасности)»: СП 1.3.3118-13. – 180 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БИОМОЛЕКУЛ И ФУНКЦИОНАЛИЗИРОВАННЫХ НАНОАЛМАЗОВ С ВОДНЫМИ КЛАСТЕРАМИ

А.Н. Бокарев, И.Л. Пластун

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А.Гагарина

E-mail: andreybokarev@mail.ru, inna_pls@mail.ru

Сфера применения функционализированных наноалмазов в биохимии и медицине постоянно расширяется (см., например, [1]). Одной из перспективных задач, связанных с наноалмазами, является использование их в качестве средства доставки и удержания лекарственных препаратов в клетках организма [1], когда наноалмаз, подобно якорю, за счёт своего размера удерживает молекулу лекарства от выталкивания из клетки. Это свойство способствует повышению степени терапевтической активности лекарств и снижению побочных эффектов. Возможность присоединения лекарства к наноалмазу достигается за счёт образования комплексных соединений путем ковалентной прививки. Помимо этого механизма нами также была рассмотрена возможность образования молекулярных соединений наноалмаза и лекарства за счёт образования водородных связей [2]. В этом исследовании на основе молекулярного моделирования обосновывается повышение терапевтической активности препарата доксорубин в присутствии карбоксилированных наноалмазов, ранее обнаруженное экспериментально [3]. Данные исследования выполнялись для случая кристаллической фазы лекарства и наноалмаза, однако для естественных условий более характерной является водная фаза, что вполне закономерно требует проведения исследования образования водородных связей в молекулярных комплексах функ-

ционализированных наноалмазов и биомолекул с водой на примере водных кластеров.

Целью представленной работы является исследование методами молекулярного моделирования параметров водородных связей, структуры и спектров молекулярного комплекса, образованного карбоксилированным наноалмазом внутри водного кластера. Моделирование структуры и расчёт ИК-спектров получаемых молекулярных комплексов осуществлялось на основе теории функционала плотности с использованием функционала B3LYP и базисного набора 6-31G(d). Для расчётов был использован программный комплекс Gaussian 09. Поскольку основным объектом лекарственного воздействия на клеточном уровне как правило является ДНК, то помимо наноалмазов, были рассмотрены также основные структурные составляющие ДНК и РНК, а именно два азотистых основания – аденин ($C_5H_5N_5$) и тимин ($C_5H_6N_2O_2$), образующие комплементарную пару.

На рис.1 показана структура и рассчитанный ИК-спектр водного кластера.

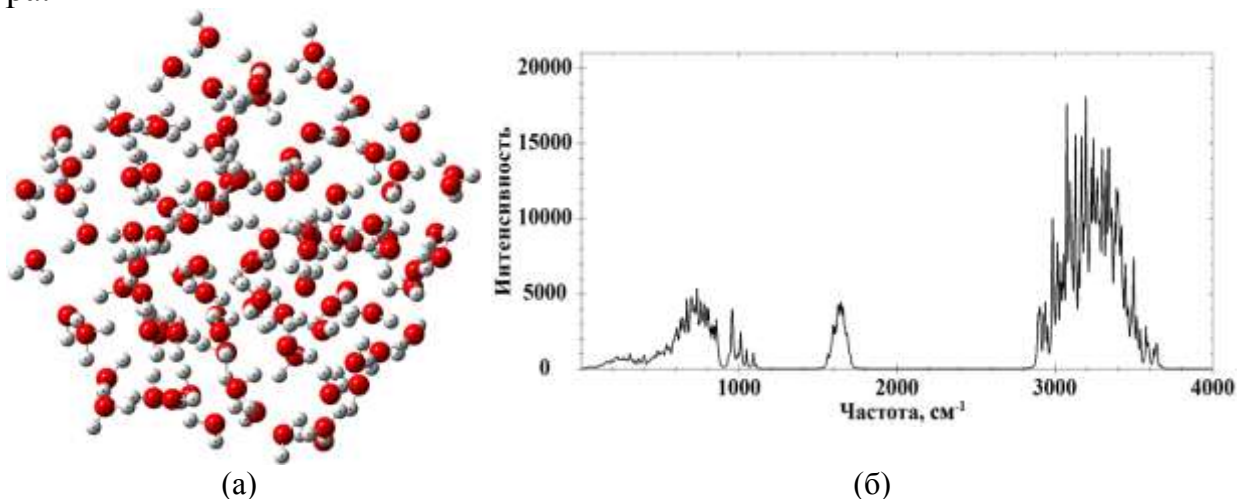


Рис. 1. Структура (а) и рассчитанный ИК-спектр (б) водного кластера из 100 молекул воды

Энергия всех водородных связей в кластерах рассчитывалась на основе вычитания из общей энергии комплексов значений энергии для одиночных молекул. Средняя величина энергии водородной связи в кластере получается путём деления энергии всех связей на число водородных связей в комплексе. Рассчитанная энергия одной молекулы воды составляет $-76,4089532885$ а.е.; энергия 100 молекул воды без учёта межмолекулярных связей: $-76,4089532885$ а.е. $\cdot 100 = -7640,89532885$ а.е.

Поскольку используемые в практических экспериментах наноалмазы имеют диаметр от 4 до 40 нм и состоят из более 1000 атомов, то моделирование взаимодействия реального наноалмаза на уровне изучения возможности образования межмолекулярных связей представляется весьма затруднительным на персональных компьютерах.

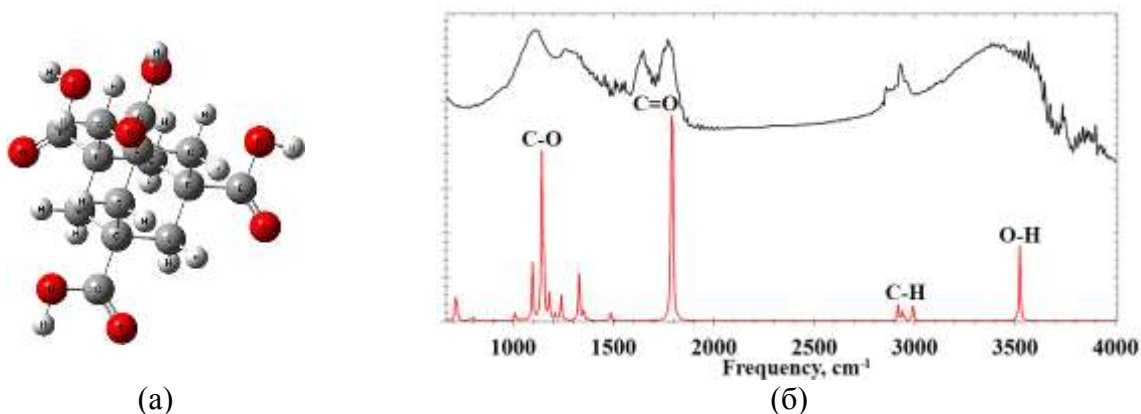


Рис. 2. Структура (а) и рассчитанный ИК-спектр (б, внизу) 1,3,5,7-адамантантетракарбоновой кислоты (б, внизу) и экспериментальный ИК-спектр наноалмаза, обогащённого карбоксильными группами (б,верху)

В связи с этим необходимо использовать в качестве модели алмазоподобное соединение небольшого размера, которые по своим характеристикам и возможностям межмолекулярного взаимодействия были бы сходны с наноалмазом. В качестве такого модельного вещества нами используется 1,3,5,7-адамантантетракарбоновая кислота ($C_{14}H_{16}O_8$), или адамантан, обогащённый четырьмя $COOH$ -группами (её структура показана на рис.2а). Ранее нами было показано, что данное вещество по своим свойствам и возможностям взаимодействия практически идентично карбоксилированным детонационным наноалмазам [3]. Структура и ИК спектр этого вещества, соотнесенный с экспериментальным спектром карбоксилированного наноалмаза, показаны на рис.2. Структура и спектр молекулярного соединения, представляющего собой молекулу 1,3,5,7-адамантантетракарбоновой кислоты внутри водного кластера. Его структура и рассчитанный ИК-спектр показаны на рис.3.

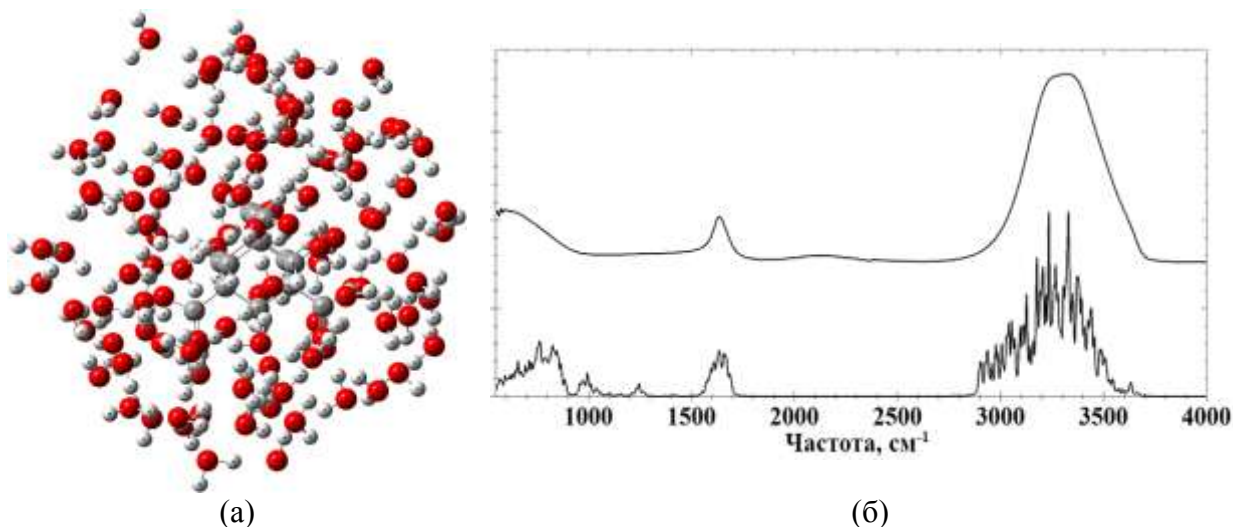


Рис. 3. Структура (а), рассчитанный ИК-спектр (б, внизу) молекулярного комплекса 1,3,5,7-адамантантетракарбоновая кислота+100 молекул воды и экспериментальный ИК-спектр водного раствора карбоксилированных наноалмазов (б,верху)

Из сравнения рассчитанного и экспериментального ИК-спектров видно, что они практически идентичны. Рассчитанная средняя энергия водородной связи в комплексе: $-2,60529676/188 = -0,0138579614893617$ а.е.== $-8,695912408458935$ ккал/моль. Между молекулами воды и СООН-группами 1,3,5,7-адамнантетракарбоновой кислоты в данном комплексе возможны 9 водородных связей, которые образуются с участием ОН-связей в молекулах воды и атомов кислорода в карбоксильных группах кислоты, а также с участием ОН-связей в карбоксильных группах кислоты и атомов кислорода в молекулах воды. При этом длины образовавшихся водородных мостиков для шести из девяти случаев существенно ниже средней величины длины водородного мостика в кластере. Таким образом, в среднем между 1,3,5,7-адамнантетракарбоновой кислотой и молекулами воды образуются более сильные водородные связи, чем между молекулами воды, что говорит о том, что водный раствор карбоксилированных нанодIAMAZOV может обладать теми же терапевтическими свойствами, что и кристаллическая фаза.

Библиографический список

1. Гонсалес К., Хальберштадт К., Лоренсин К., Наур Л.. Наноструктуры в биомедицине. // М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2012. 519 с.
2. Bokarev, A.N., Plastun I.L. Possibility of drug delivery due to hydrogen bonds formation in nanodiamonds and doxorubicin: molecular modeling // *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*, 2018, V.9, № 3, p.157-165
3. Salaam A.D., Hwang P.T.J., Poonawalla A., Green H.N., Jun H-w., Dean D. Nanodiamonds enhance therapeutic efficacy of doxorubicin in treating metastatic hormone-refractory prostate cancer // *Nanotechnology*, 2014, **25** (42), P. 425103

АТОМНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ПРИ АНАЛИЗЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЦИТОСКЕЛЕТА МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ

А.А. Доронкина¹, Н.В. Ткаченко¹, Н.А. Наволокин², А.Б. Правдин¹,
В.И. Кочубей¹, В.В. Тучин¹

¹Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского
E-mail: annador95@bk.ru

В современной медицине для лечения онкологических заболеваний широко используется метод фотодинамической терапии, требующий различных сенсibilizаторов для активации фотодинамического действия. Существует множество различных сенсibilizаторов, в последнее годы активно разрабатываются сенсibilizаторы на основе наночастиц. Одними из перспективных являются углеродные наночастицы фуллероидного типа – Астралены [1-3]. Их

влияние на изменение структуры цитоскелета мембраны удобно изучать методом атомно-силовой микроскопии, позволяющим получать детальное изображение поверхности клетки.

В экспериментах использовалась 1% суспензия эритроцитов белых лабораторных крыс со следующими сенсibilизаторами: гибридными наночастицами Астраленами (гидрофобные Астралены В + гидрофильные Астралены С) (0,03 мг/мл) и раствором Рингера (контроль). Для получения образцов к 0,02 мл взятой после центрифугирования эритроцитарной массы добавили 1,8 мл суспензией гибридных наночастиц Астраленов (0,03 мг/мл) / раствора Рингера, после чего суспензия осаждалась на стекло, закрепленное на сапфировой подложке, и фиксировалась 1% глутаровым альдегидом при нормальных условиях в течение 30 минут, затем трижды отмывалась дистиллированной водой[4].

Сканирование образцов проводилось на атомно-силовом микроскопе Solver P47 (NT-MDT): коэффициент усиления (FB Gain) составил 1,5 – 3; скорость сканирования 1 - 1,7 Гц, область сканирования $43 \times 43 \mu\text{m}$.

В ходе проведения экспериментальной работы были получены трехмерные АСМ-изображения, по которым проводился анализ цитоскелета мембраны эритроцита: строились графики шероховатости контрольного образца (без наночастиц) и с нанесенными углеродными наночастицами (Рис.1).

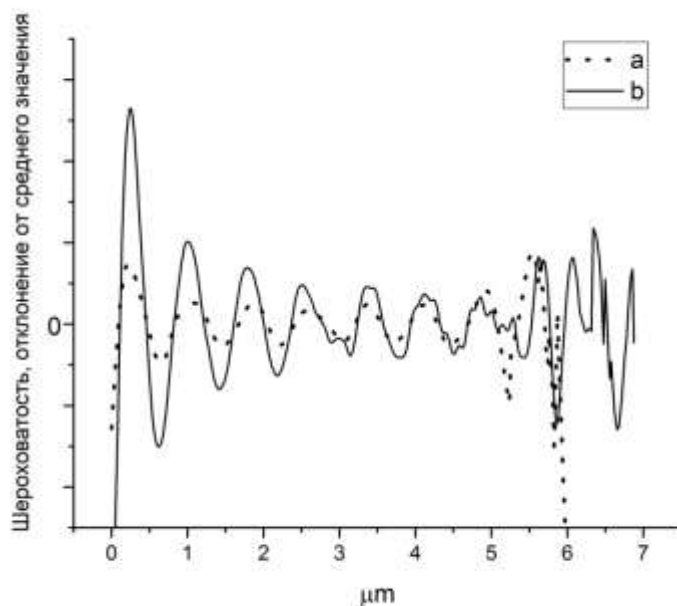


Рис.1 Шероховатость профиля эритроцитов: а) с наночастицами, б) без наночастиц

По графику шероховатости видно, что эритроциты с адсорбированными углеродными наночастицами имеют более гладкую поверхность, чем эритроциты без наночастиц, и изменяют форму: наблюдается поднятие центрального углубления клетки до уровня наружного тора с образованием эхиноцитов, что является признаком изменения цитоскелета мембраны за счет влияния наночастиц. Возможно, это связано с тем, что гибридные наночастицы встраиваются в

наружный слой мембраны, с последующими ее структурными изменениями за счет перераспределения липидов в мембране, ведущему к «сглаживанию» естественных белковых выступов.

Библиографический список

1. Патент РФ 2000124887/12, 21.09.2000. Пономарев А.Н., Никитин В.А. Полиэдральные многослойные углеродные наноструктуры фуллероидного типа // Патент РФ №2196731. 20.01.2003.
2. *Беляева М.А., Грязнова М.В., Данилов В.В., Хапова О.В.* Новые гетеронаноструктуры на основе Астраленов. Спектральные характеристики и некоторые аспекты использования. Оптика и спектроскопия, Т.99, №5, 2005, с. 791-796.
3. Патент РФ 2002132213/15, 20.11.2002. Белоусова И.М, Белоусов В.П, Пиотровский Л.Б, Мак А.А, Пономарев А.Н. Способ фотодинамического воздействия на вирусы и клетки // Патент РФ №2291700. 20.01.2007.
4. *Доронкина А.А., Ткаченко Н.В., Правдин А.Б., Кочубей В.И., Тучин В.В.* Визуализация эритроцитов с адсорбированными углеродными наночастицами методом атомно-силовой микроскопии. Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине – 2017: Материалы Всерос. Школы-семинара / под ред. проф. Д.А. Усанова. – г. Саратов, 2017, с. 92-94.

ПОЛУЧЕНИЕ И АНАЛИЗ КОНЬЮГАТОВ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ИММУНОДИАГНОСТИКИ ОСОБО ОПАСНЫХ ИНФЕКЦИОННЫХ БОЛЕЗНЕЙ

*Д.В. Уткин, П.С. Ерохин, О.С. Кузнецов, Н.А. Осина, В.Е. Куклев,
С.А. Пионтковский*

ФКУЗ Российский научно-исследовательский противочумный институт «Микроб»
Роспотребнадзора, г. Саратов
E-mail: rusrap@microbe.ru

Успехи в развитии технологии синтеза полупроводниковых нанокристаллов или квантовых точек (QD – англ. *quantum dot*), функционализации их биологическими молекулами открыли возможности получения нового класса флуорофоров для биологических и медицинских применений, в том числе для маркировки и визуализации биологических молекул и клеток [1-3]. Полупроводниковые флуорофоры обладают рядом принципиальных преимуществ по сравнению с органическими флуоресцентными красителями, традиционно используемыми в иммунологическом анализе: высокой фотостабильностью, широким спектром поглощения и узким пиком флуоресценции, что позволяет использовать их для многопараметрического люминесцентного анализа.

Целью данной работы было - получение высокоактивных конъюгатов флуоресцентных нанокристаллов, анализ их оптических и функциональных свойств с помощью стандартных физических и иммунологических методов.

В работе использовали коллоидные растворы квантовых точек с максимумом флуоресценции при длине волны 530 нм, 570 нм (Нанотех-Дубна, Россия), 550 нм, 593 нм, 640 нм (СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Россия) диаметром от 5 до 10 нм, стабилизированные полимером. Квантовые точки QD530, QD570 содержали ядро CdSe и оболочку CdS/ZnS; квантовые точки QD550, QD593, QD640 – ядро CdSe и оболочку ZnS. Для прикрепления биологических молекул поверхность квантовых точек была активирована 3-меркаптопропионовой кислотой, содержащей карбоксильные группы. Оптические свойства квантовых точек изучали с применением волоконно-оптического спектрометра HR4000 (Ocean Optics, США) при длине волны от 200 нм до 1100 нм. Для получения конъюгатов использовали иммуноглобулины чумные, холерные O1, O139 (ФКУЗ РосНИПЧИ «Микроб», Россия). Конъюгирование иммуноглобулинов с квантовыми точками осуществляли карбодииимидным способом по J.A. Kloepfer *et al.* [4]. Очистку конъюгатов проводили с использованием спин-колонок (Molecular Probes, США). Оценку функциональных свойств конъюгатов квантовых точек осуществляли на панели 23 штаммов микроорганизмов видов *Yersinia pestis*, *Yersinia pseudotuberculosis*, *Yersinia enterocolitica*, *Vibrio cholerae*, *Vibrio parahaemolyticus*, *Vibrio mimicus*, *Escherichia coli* «Государственной коллекции патогенных бактерий» ФКУЗ РосНИПЧИ «Микроб». Люминесцентную микроскопию выполняли на исследовательском микроскопе AxioImager D3 (Carl Zeiss, Германия) при возбуждении 460-490 нм, эмиссии 500-600 нм.

В результате измерений установлено, что все используемые в работе квантовые точки поглощают излучение света в широком спектральном диапазоне (от 350 нм до 625 нм). Разные виды квантовых точек имели различное значение длины волны флуоресценции, что делает их подходящими для многоцветной маркировки биологических объектов (Рис. 1).

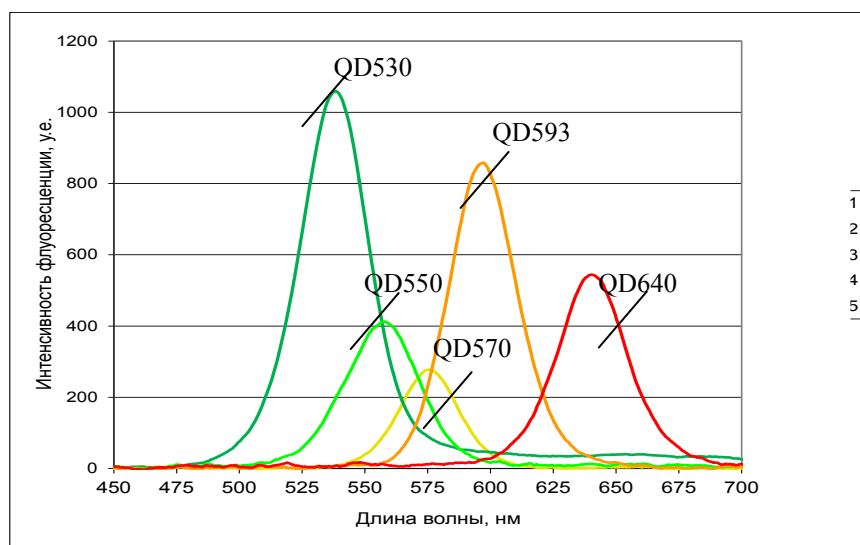


Рис.1. Спектры флуоресценции квантовых точек

Конъюгаты квантовых точек специфически окрашивали клетки штаммов возбудителя чумы, не взаимодействовали со штаммами близкородственных

микроорганизмов и превосходили традиционные флуоресцирующие иммуноглобулины по яркости и фотостабильности (Рис. 2).

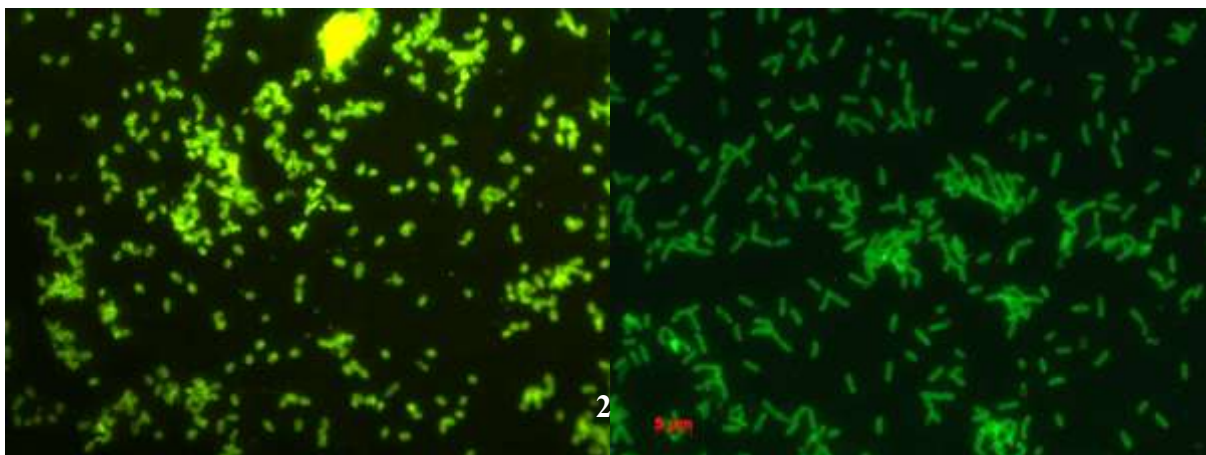


Рис. 2 Люминесцентная микроскопия *Y. pestis* EV НИИЭГ с окраской QD550 (1) и иммуноглобулинами чумными флуоресцирующими (2). Увеличение $\times 1000$

Для дифференциации штаммов возбудителя холеры, принадлежащих к разным серогруппам (O1 и O139), иммуноглобулины холерные O1 конъюгировали с квантовыми точками QD570, иммуноглобулины холерные O139 конъюгировали с квантовыми точками QD530. При проведении анализа штаммы *V. cholerae* O1 серогруппы специфически окрашивались QD570 в ярко-желтый цвет, штаммы *V. cholerae* O139 серогруппы специфически окрашивались QD530 в ярко-зеленый цвет, что может служить основой для разработки систем многопараметрического дифференциального анализа (рис. 3). При окрашивании смешанной культуры холерных вибрионов, содержащей как клетки *V. cholerae* O1 серогруппы, так и *V. cholerae* O139 серогруппы, в поле зрения наблюдали клетки холерных вибрионов O1 серогруппы и O139 серогруппы с различным окрашиванием.

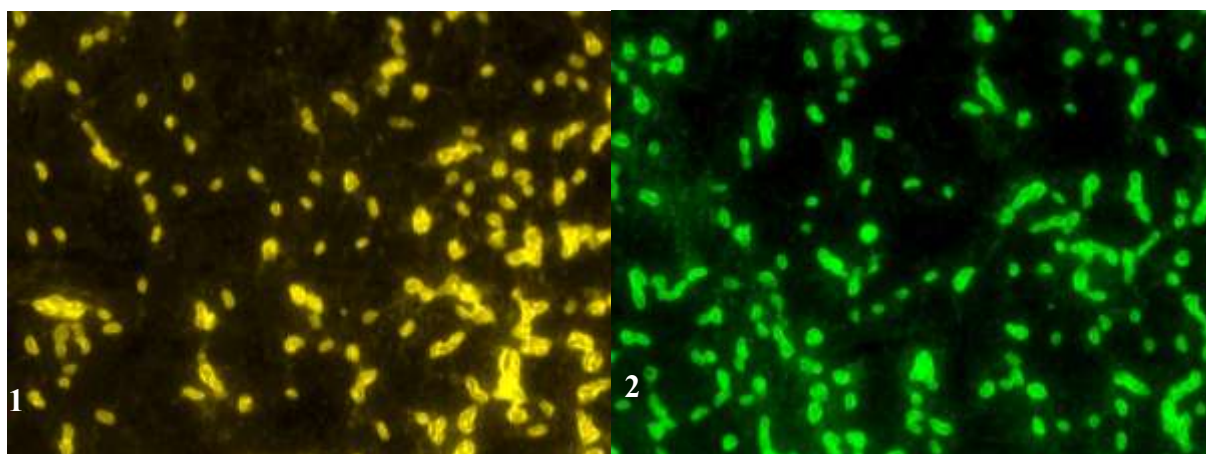


Рис. 3 Люминесцентная микроскопия *V. cholerae* 569B O1 серогруппы с окраской QD570 (1), люминесцентная микроскопия *V. cholerae* MO-45 O139 серогруппы с окраской QD530 (2). Увеличение $\times 1000$

Таким образом, в результате проведенной работы получены высокоочищенные иммуноконъюгаты на основе квантовых точек и иммуноглобулинов чумных и холерных, которые характеризовались широким спектром поглощения, узким пиком эмиссии, высоким уровнем флуоресценции, высокой фотостабильностью, что делает их применение перспективным для специфической индикации возбудителей чумы и холеры с использованием метода флуоресцирующих антител.

Библиографический список

1. *Горячева И.Ю.* Современные тенденции развития иммунохимических методов анализа медицинских объектов // Журнал аналитической химии 2015. Т. 70, N 8. С. 787.
2. *Олейников В.А.* Полупроводниковые флуоресцентные нанокристаллы (квантовые точки) в белковых биочипах // Биоорг. химия. 2011. Т. 37, N 2. С. 171-189.
3. *Суханова А.В.* Многопараметрическая высокочувствительная иммунодиагностика с использованием флуоресцентных полупроводниковых нанокристаллов: дис. ... д-ра мед. наук: 14.03.09/ Суханова Алена Владимировна. // Москва, 2017. 317 с.
4. *Kloepfer J.A.* Quantum Dots as Strain- and Metabolism-Specific Microbiological Labels // Applied and environmental microbiology. 2003. V. 69. N 7. P. 4205-4213.

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ НАГРЕВА ОПУХОЛЕЙ И ОКРУЖАЮЩИХ ТКАНЕЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЛИЖНЕГО ИК СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА ПРИ ВВЕДЕНИИ В ТКАНЬ ЗОЛОТЫХ НАНОЧАСТИЦ

В.Д. Генин¹, А.Н. Башкатов^{1,2}, Э.А. Генина^{1,2}, А.Б. Бучарская³, М.Л. Чехонацкая³, Г.С. Терентюк³, Н.Г. Хлебцов⁴, В.В. Тучин^{1,2,5}

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского»

²Томский государственный национальный исследовательский университет

³Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского

⁴Институт биохимии и физиологии растений и микроорганизмов РАН, г. Саратов

⁵Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов

E-mail: versetty2005@yandex.ru

Рост числа онкологических заболеваний обуславливает интенсивную разработку методов ранней диагностики опухолей и методов их терапии. Наряду с целым рядом других методов и методик достаточно перспективным способом терапии злокачественных новообразований является лазерная гипертермия опухолей (ЛГО) с применением плазмонно-резонансных наночастиц, в качестве которых могут быть использованы золотые наностержни (ЗНС) с плазмонным резонансом в области 800 нм [1, 2].

Несмотря на многочисленные исследования в этой области, данный вид терапии требует как оптимизации дозировки и методов введения наночастиц, так и методики их нагрева. Достаточно важным параметром, влияющим на эф-

фективность применения ЗНС для ЛГО, является степень васкуляризации опухоли, т.е. развитость её сосудистой системы, поскольку она прямо влияет на степень накопления наночастиц непосредственно в объекте воздействия – опухолевой ткани [3]. К сожалению, несмотря на всю актуальность, данная проблема еще далека от своего окончательного решения. В свете этого, целью данной работы является исследование кинетики нагрева опухолей с разной степенью васкуляризации при внутривенном введении ЗНС.

Объектом исследования стали 40 лабораторных беспородных крыс-самцов весом 200 ± 20 г. Экспериментальная модель холангиокарциномы крысы линии PC-1 была получена путем подкожной инъекции суспензии опухолевых клеток (2×10^6 клеток/0.5 мл раствора Хэнкса). Когда объем опухоли достигал приблизительно 3 см^3 , опухоли крыс исследовались с помощью ультразвуковой (УЗ) системы Voluson E8 Expert (GE Healthcare, США) в доплеровском режиме на частоте 7.2 МГц. Трехмерная доплеровская УЗ визуализация позволила оценить степень васкуляризации опухолей с помощью стандартной методики [4].

Исходя из степени развития опухолей, животные были разделены на две партии по 20 животных: 1) с опухолями со слабо развитой васкуляризацией; 2) с опухолями с хорошо развитой сосудистой системой. Внутри данных партий животные были случайным образом разделены на 4 группы (всего 8 групп, по 5 крыс в каждой группе). Перед началом облучения крысам шести экспериментальных групп внутривенно вводилась суспензия ЗНС; описание условий эксперимента представлено в таблице I.

Таблица I. Описание групп животных, участвовавших в экспериментах (по 5 крыс в каждой группе).

Номер группы	Режим введения доз суспензии ЗНС	Общая доза суспензии
<i>Слабо развитая сосудистая система опухоли</i>		
1	Облучение без введения наночастиц	-
2	Однократное введение (1 мл) за 24 часа до облучения	400 мкг/мл
3	Двукратное введение (по 1 мл, 400 мкг/мл) за 48 и 24 часа до облучения	800 мкг/мл
4	Трехкратное введение (по 1 мл, 400 мкг/мл) за 72, 48 и 24 часа до облучения	1200 мкг/мл
<i>Хорошо развитая сосудистая система опухоли</i>		
5	Облучение без введения наночастиц	-
6	Однократное введение (1 мл) за 24 часа до облучения	400 мкг/мл
7	Двукратное введение (по 1 мл, 400 мкг/мл) за 48 и 24 часа до облучения	800 мкг/мл
8	Трехкратное введение (по 1 мл, 400 мкг/мл) за 72, 48 и 24 часа до облучения	1200 мкг/мл

ЗНС были синтезированы и функционализированы тиолированным полиэтиленгликолем (молекулярный вес 5000, Nektar, США) методами, описанными в работе [5]. Геометрические параметры ЗНС, определенные с помощью просвечивающей электронной микроскопии (Libra-120, Carl Zeiss, Германия), составили 41 ± 8 нм (длина) и 10 ± 2 нм (диаметр). Для исследования была использована суспензия ЗНС с концентрацией 400 мкг/мл, что соответствует оптиче-

ской плотности 20 на длине волны 810 нм. Для облучения опухолей использовался диодный лазер LS-2-N-808-10000 с длиной волны 808 нм (Laser Systems Ltd., Россия). Облучение проводили в течение 15 мин при плотности мощности 2.3 Вт/см². Площадь лазерного пятна на поверхности кожи составляла ~0.5 см². Температурный контроль нагрева опухолей проводился с помощью ИК-визуализатора IRI4010 (IRYSYS, Великобритания) с интервалом в 30 сек. Перед всеми процедурами крысы подвергались анестезии с использованием препарата Zoletil 50 (Virbac, Франция) в дозе 0.05 мг/кг.

Кинетика нагрева экспериментальных опухолей представлена на рисунке 1. Как видно из рисунка, лазерное облучение опухолей без предварительного введения ЗНС в группах 1 и 5 вызывало незначительное увеличение температуры поверхности опухоли приблизительно до 40°C вне зависимости от степени васкуляризации опухоли. Однократное внутривенное введение суспензии ЗНС при слабо развитой сосудистой системе также не вызывало роста температуры выше 40°C при лазерном облучении (группа 2). На наш взгляд, это связано с тем, что накопление достаточного количества частиц в опухолях не происходит в связи с низкой васкуляризацией опухолевых тканей. Данное предположение подтверждается тем, что средняя температура опухолей в группе 6 (с хорошо развитой сосудистой системой) при такой же дозе, как и в группе 2 (со слабо развитой сосудистой системой), достигала значений 49.9±4.3°C, что объясняется большим накоплением частиц в ткани опухоли.

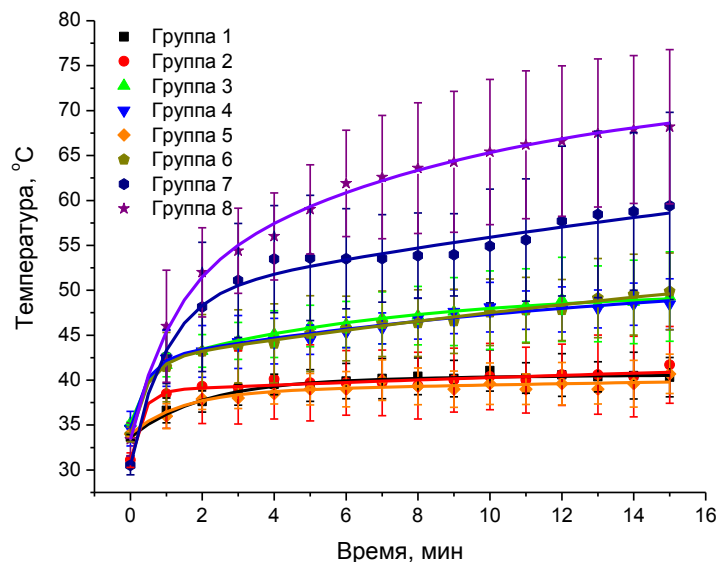


Рис. 1. Кинетика нагрева экспериментальных опухолей лазерным излучением ближнего ИК-спектрального диапазона

Помимо этого хорошо видно, что удвоение и утроение дозы (группы 3 и 4 с плохо развитой сосудистой системой опухоли) достаточно слабо влияет на рост температуры. В этих группах максимальная температура достигла в среднем значений от 47°C до 52.2°C, что позволяет заключить, что в данных

группах накопление достаточного количества частиц в опухолях не происходило в связи с низкой васкуляризацией опухолевых тканей. Для сравнения в группе 7 (высокая степень васкуляризации) наблюдалось увеличение температуры до $59.4 \pm 10.4^\circ\text{C}$ при той же введенной дозе суспензии ЗНС, что и в группе 3 (низкая степень васкуляризации).

Наибольший рост температуры (до $68.2 \pm 8.6^\circ\text{C}$) наблюдался для группы 8, что, по нашему мнению, связано с максимальным накоплением ЗНС как в связи с высокой суммарной дозой введенной суспензии, так и с высокой васкуляризацией опухолевых тканей. В тоже время, для группы 4 температура на поверхности опухоли достигала значений $48.5 \pm 2.8^\circ\text{C}$ при той же дозе введенных ЗНС.

Полученные результаты позволяют сравнить методики введения золотых наностержней для обеспечения максимального нагрева опухоли с помощью лазерного излучения. Наибольшее повышение температуры опухоли связано с максимальным накоплением золотых наностержней в опухолевых тканях при трёхкратной внутривенной инъекции по 400 мкг/мл (суммарная доза 1200 мкг/мл) за 72, 48 и 24 часа до облучения при условии достаточно развитой сосудистой системы опухоли, поскольку накопление наночастиц в опухолевой ткани зависит от степени ее васкуляризации.

Библиографический список

1. Сироткина М.А., Елагин В.В., Бугрова М.Л., Ширманова М.В., Надточенко В.А., Загайнова Е.В. Оптическая диагностика и лазерная гипертермия опухолей с применением плазмонно-резонансных наночастиц // Альманах клинической медицины. 2012. №26. С.63-67.
2. Bucharskaya A.B., Maslyakova G.N., Dikht N.I., Navolokin N.A., Terentyuk G.S., Bashkatov A.N., Genina E.A., Tuchin V.V., Khlebtsov B.N., Khlebtsov N.G. Cancer cell damage pathways at laser induced plasmon-resonant photothermal therapeutics of transplanted liver tumor // BioNanoScience. 2016. V.6(3). P. 256-260.
3. Li L., Wang R., Wilcox D., Zhao X., Song J., Lin X., Kohlbrenner W.M., Fesik S.W., Shen Y. Tumor vasculature is a key determinant for the efficiency of nanoparticle-mediated siRNA delivery // Gene Therapy. 2012. V.19, P. 775–780.
4. Yang W.T., Tse G., Lam P., Metreweli C., Chang J. Correlation between color power Doppler sonographic measurement of breast tumor vasculature and immunohistochemical analysis of microvessel density for the quantitation of angiogenesis // J. Ultrasound Med. 2002. V.21, P. 1227–1235.
5. Khlebtsov B.N., Tuchina E.S., Khanadeev V.A., Panfilova E.V., Petrov P.O., Tuchin V.V., Khlebtsov N.G. Enhanced photoinactivation of Staphylococcus aureus with nanocomposites containing plasmonic particles and hematoporphyrin // J. Biophotonics. 2013. V.6. P. 338–351.

ГЛУБОКАЯ ЧИСТКА КОЖИ КАК СРЕДСТВО УСИЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА *IN VIVO* ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ 40% -ГЛЮКОЗЫ

П.А. Тимошина^{1,2}, Д.К. Тучина^{1,2}, А.Н. Баикатов^{1,2}, Э.А. Генина^{1,2}, В.В. Тучин^{1,2,3}

¹Саратовский национальный исследовательский

государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Томский национальный исследовательский государственный университет

³Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов

E-mail: timoshina2906@mail.ru

Оптическое просветление является одной из инновационных технологий биомедицинской оптики, которая помогает решить проблему рассеяния света в биологических тканях. Рассеяние ограничивает применение оптических методов в биомедицинской диагностике и терапии из-за малой глубины проникновения световых пучков и размытия оптического изображения при сильном рассеянии. Принцип оптического просветления основан на взаимодействии биологически совместимого гиперосмотического иммерсионного агента с многокомпонентной биотканью. При таком взаимодействии имеет место согласование показателей преломления компонентов ткани и окружающей их внутритканевой жидкости за счет частичного замещения ее просветляющим агентом, а также более регулярная упаковка компонентов ткани за счет ее дегидратации, все это вместе приводит к снижению рассеяния света в ткани, и, соответственно, увеличению глубины зондирования кожи излучением видимого и ближнего ИК спектрального диапазона. Однако защитная функция верхнего слоя кожи – рогового слоя препятствует проникновению любых агентов в глубокие слои кожи, которые определяют ее оптические характеристики.

В данной работе проведено исследование возможности повышения эффективности оптического просветления кожи человека *in vivo* при использовании глубокой косметической чистки кожи с помощью микродермабразии и клеевых кожных отрывов, обеспечивающей частичное механическое удаление мертвых клеток рогового слоя.

Для оценки эффективности оптического просветления кожи проводилось сканирование кожи человека *in vivo* с помощью оптического когерентного томографа (ОКТ) Spectral Radar OCT System OCP930SR 022 (Thorlabs Inc., США), работающего на средней длине волны 930 нм (рис 1). Ширина спектральной полосы ОКТ составляла 100 нм, выходная мощность – 2 мВт, оптическая глубина сканирования – 1.6 мм, пространственное разрешение системы по глубине было равно 6.2 мкм.



Рис 1. Экспериментальная установка: 1 – ПК; 2 – ОКТ (Spectral Radar OCT System OSP930SR 022); 3 – регистрирующее устройство

В измерениях участвовало 5 добровольцев, возраст которых составлял 19-21 год. Исследования были разделены на две серии: первая включала в себя исследование эффективности применения водного 40 %- раствора глюкозы; вторая включала в себя увеличение эффективности просветления с помощью применения микродермабразии исследуемого участка и последующего частичного снятия верхнего рогового слоя с исследуемого участка кожи.

Микродермабразия проводилась с помощью косметического аппарата для сапфировой микродермабразии Gezatone MD-3a 933 (Gezanne I.T.C., Франция). Верхний слой эпидермиса (3-5 мкм) снимался с помощью трех отрывов медицинской клейкой ленты по технологии, принятой в косметологии при глубокой чистке кожи.

Измерения проводились на участке кожи тыльной стороны кисти руки добровольцев (рис. 2). Для первой серии экспериментов запись сканов проводилась до нанесения агента, после чего наносился агент, и запись сканов производилась каждые 10 мин во время действия агента, процедура записи повторялась в течение 50 мин. Запись сканов для второй серии проводилась после микродермабразии перед снятием рогового слоя, последующая запись производилась после снятия рогового слоя и нанесения агента и далее, как в первой серии.

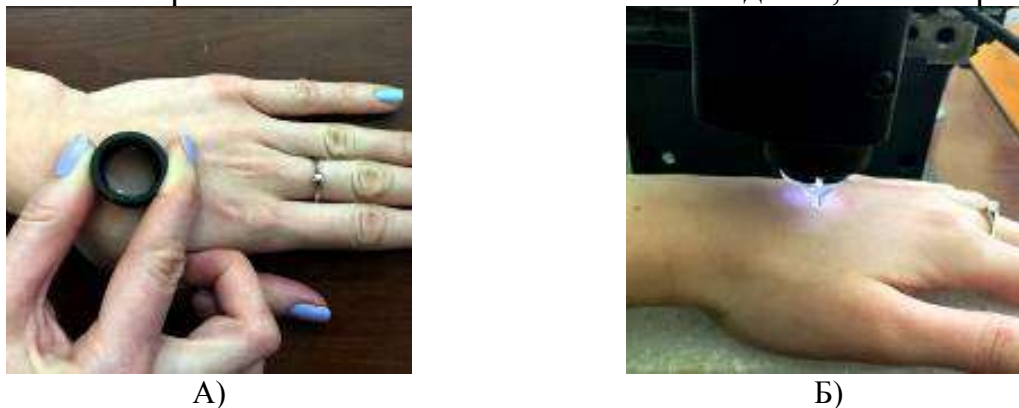


Рис. 2 Схема проведения эксперимента: а) агент заливается в специальную кювету и держится 5 мин; б) запись ОКТ сканов с исследуемого участка.

В качестве иммерсионного агента использовался водный 40%-раствор глюкозы, с показателем преломления 1.391. Показатель преломления раствора измерялся на длине волны 589 нм на рефрактометре Аббе ИРФ-454Б2М (Россия).

На рис. 3 представлены типичные ОКТ - изображения исследуемых участков кожи до воздействия просветляющего агента (ПА), через 50 мин после нанесения ПА для первой (а) и второй (б) серий экспериментов.

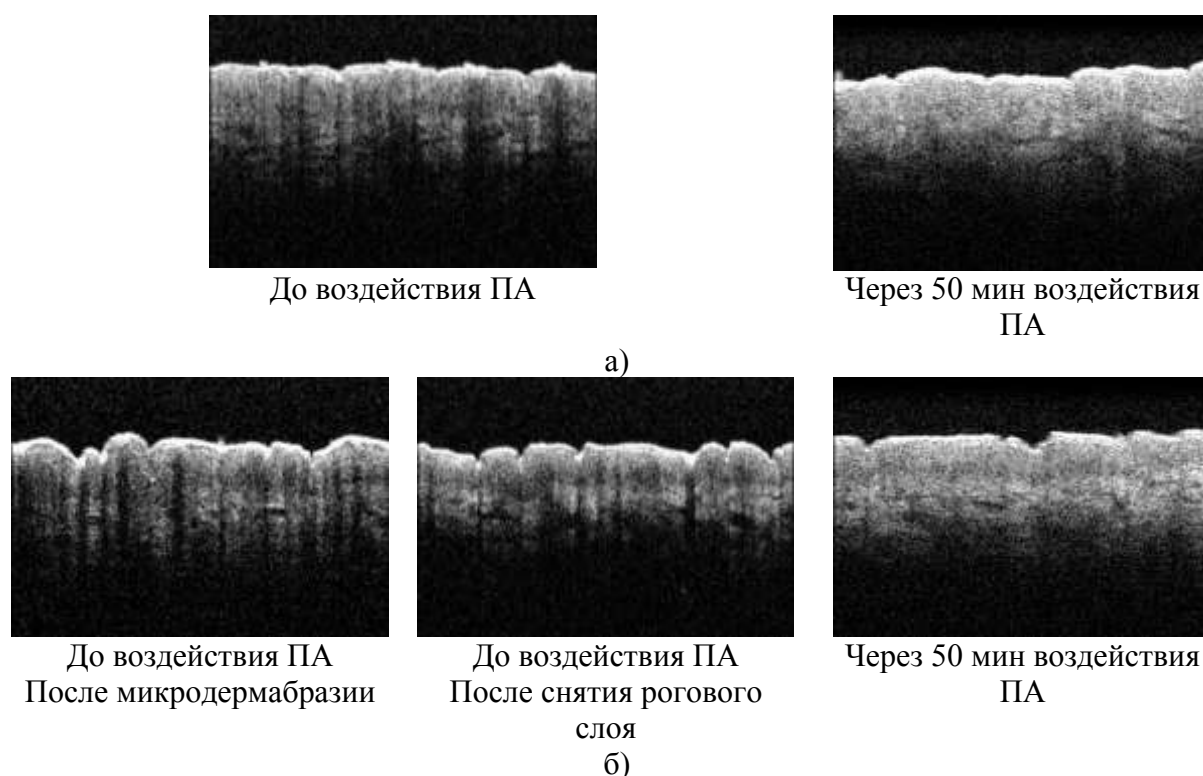


Рис. 3 Типичные ОКТ сканы исследуемого участка кожи для а) первой серии экспериментов, б) второй серии экспериментов до воздействия просветляющего агента (ПА) после микродермабразии, после кожных отрывов и через 50 мин после нанесения ПА.

Записанные ОКТ сканы использовались для расчета кинетики изменения коэффициента ослабления света в коже, из анализа которой производилась оценка эффективности оптического просветления кожи.

Коэффициент ослабления света μ_t в коже в момент времени t определялся при аппроксимации зависимости интенсивности отраженного света $I(z)$ от глубины исследуемой области z А-скана, записанного в момент времени t , с помощью уравнения:

$$I(z) = A_D \exp(-\mu_t z) + y_0,$$

где A_D – коэффициент пропорциональности, равный $P_0\alpha(z)$, P_0 – оптическая мощность в пучке, падающем на поверхность биоткани, $\alpha(z)$ – отражательная способность биоткани на заданной глубине, y_0 - фоновый сигнал. Глубина исследуемой области составляла 1.1 мм.

На рис. 4 представлены нормированные кривые зависимости коэффициента ослабления света в коже от времени оптического просветления под дей-

ствием водного 40%-раствора глюкозы без снятия рогового слоя (а) и после микродермабразии и снятия рогового слоя (б). Нормировка проводилась по начальному значению коэффициента ослабления, т.е. по значению коэффициента ослабления без воздействия агента.

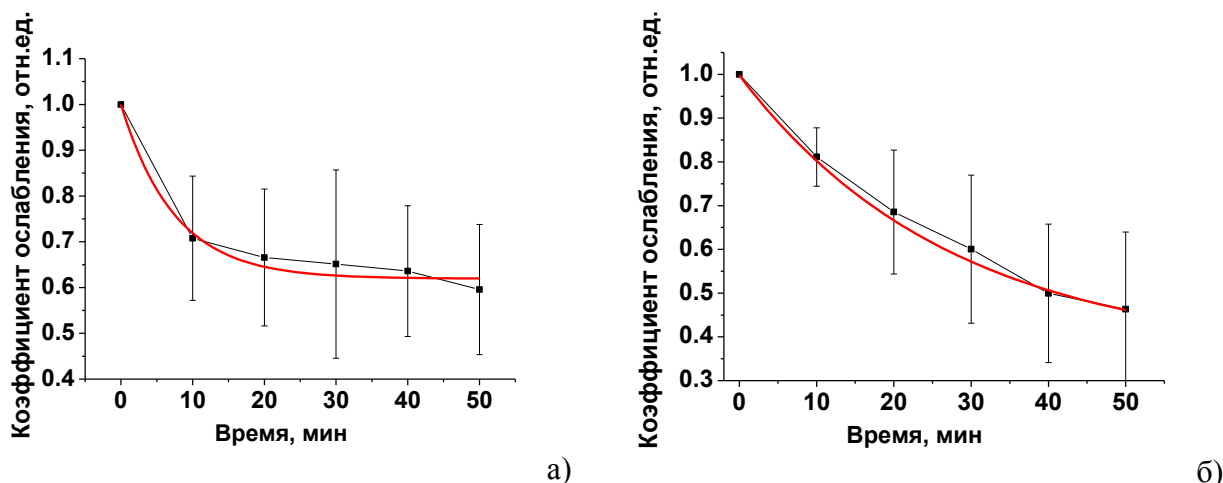


Рис.4. Зависимость коэффициента ослабления света в коже от времени воздействия водного 40%-раствора глюкозы без снятия рогового слоя (а), после микродермабразии и снятия рогового слоя (б).

Из представленных графиков видно, что в обоих случаях коэффициент ослабления света снижается, что свидетельствует о снижении рассеяния в ткани. При этом, в случае воздействия водного 40%-раствора глюкозы без снятия рогового слоя значение коэффициента ослабления снизилось в 1.69 раз, а в случае воздействия водного 40%-раствора глюкозы после микродермабразии и снятия рогового слоя значение коэффициента ослабления снизилось в 2.17 раз. Таким образом, это свидетельствует об увеличении эффективности оптического просветления кожи после проведения микродермабразии и снятия рогового слоя.

Данные исследования выполнены при поддержке гранта Правительства РФ № 14.Z50.31.0044.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ АГЕНТОВ ПРИ ДЕТЕКТИРОВАНИИ НАНОКОНТЕЙНЕРОВ В КОЖЕ С ПОМОЩЬЮ ОКТ

С.М. Зайцев¹, Ю.И. Свенская¹, А.Н. Башкатов^{1,2}, В.В. Тучин^{1,2,3}, Э.А. Генина¹

¹Саратовский национальный исследовательский

государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Томский национальный исследовательский государственный университет

³Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов

E-mail: sergey.zaycev.1995@bk.ru

В результате многолетних исследований было установлено, что наночастицы, нанесенные на поверхность кожи, могут проникать в более глубокие слои. Естественными путями проникновения частиц в дерму являются волосяные фолликулы [1,2].

Оптическая когерентная томография (ОКТ) широко используется для визуализации распределения частиц в биологических тканях [3,4]. Однако сильное рассеяние биотканей снижает контраст и разрешение ОКТ изображений. Простым и удобным методом повышения глубины детектирования и улучшения визуализации неоднородностей в биотканях, в том числе областей локализации частиц, с помощью ОКТ является оптическое просветление биоткани [5].

Целью данной работы являлось сравнительное исследование различных биосовместимых оптических просветляющих агентов и определение их эффективности для увеличения оптической глубины детектирования наночастиц внутри волосяного фолликула.

В работе использовались 9 лабораторных крыс альбиносов *ex vivo* возрастом около 1 года весом 250-300 г.

В качестве исследуемых частиц использовались микроконтейнеры карбоната кальция CaCO_3 в форме ватерита диаметром 1.0 ± 0.2 мкм. Навеска частиц при аппликации на исследуемый участок составляла 5 мкг.

В качестве иммерсионных агентов использовались 9 различных растворов. Состав и показатели преломления оптических просветляющих агентов (ОПА) представлены в таблице 1. Выбор агентов осуществлялся на основании анализа литературы и предварительных исследований.

Таблица 1. Состав и показатели преломления оптических просветляющих агентов.

ОПА	Концентрация, %	Показатель преломления (586 нм)
Смесь ДМСО* и ПЭГ-400**	20:80	1.4605
Смесь ДМСО и ПЭГ-400	10:90	1.4615
Смесь тиазона и ПЭГ-400	20:80	1.4820
Смесь тиазона и ПЭГ-400	10:90	1.4710
Минеральное масло	100	1.4615
Смесь минерального масла и ДМСО	20:80	1.4610
Смесь минерального масла и ДМСО	10:90	1.4620
Олеиновая кислота	100	1.4600
Смесь олеиновой кислоты и ПЭГ-400	20:80	1.4620

*диметилсульфоксид

**полиэтиленгликоль с молекулярной массой 400

Для улучшения проникновения суспензий частиц в фолликулы использовался УЗ излучатель Dinatron 125 (Dinatronics, США). Частота УЗ составляла 1 МГц, плотность мощности - 0.5 Вт/см^2 в непрерывном режиме, время воздействия - 2 мин. При данных параметрах УЗ частицы эффективно проникали вглубь фолликулов, но их разрушения или кристаллизации не происходило.

На предварительно депилированные участки кожи наносился исследуемый иммерсионный агент объемом 200 мкл, затем поверх агента осуществлялась аппликация навески исследуемых частиц, после этого происходило внедрение внутрь волосяного фолликула с использованием УЗ. Затем излишки агента и частиц удалялись с поверхности кожи. После этого на этот участок дополнительно наносился тот же иммерсионный агент объемом 200 мкл, время экспозиции составляло 1 час.

Для визуализации кожи использовался спектральный оптический когерентный томограф Thorlabs OCP930SR (Thorlabs, США) с центральной длиной волны излучения 930 нм, шириной спектра излучения 100 нм, продольным разрешением 6.2 мкм, поперечным разрешением 9.6 мкм на воздухе и длиной области сканирования 2 мм. ОКТ-мониторинг исследуемых участков происходил перед аппликацией частиц, после их внедрения, а также в процессе оптического просветления кожи в течение часа с интервалом 5 минут.

По полученным А-сканам ОКТ-изображений была оценена оптическая глубина проникновения частиц.

На рис. 1 представлен график кинетики оптической глубины детектирования частиц CaCO_3 при использовании различных оптических просветляющих агентов.

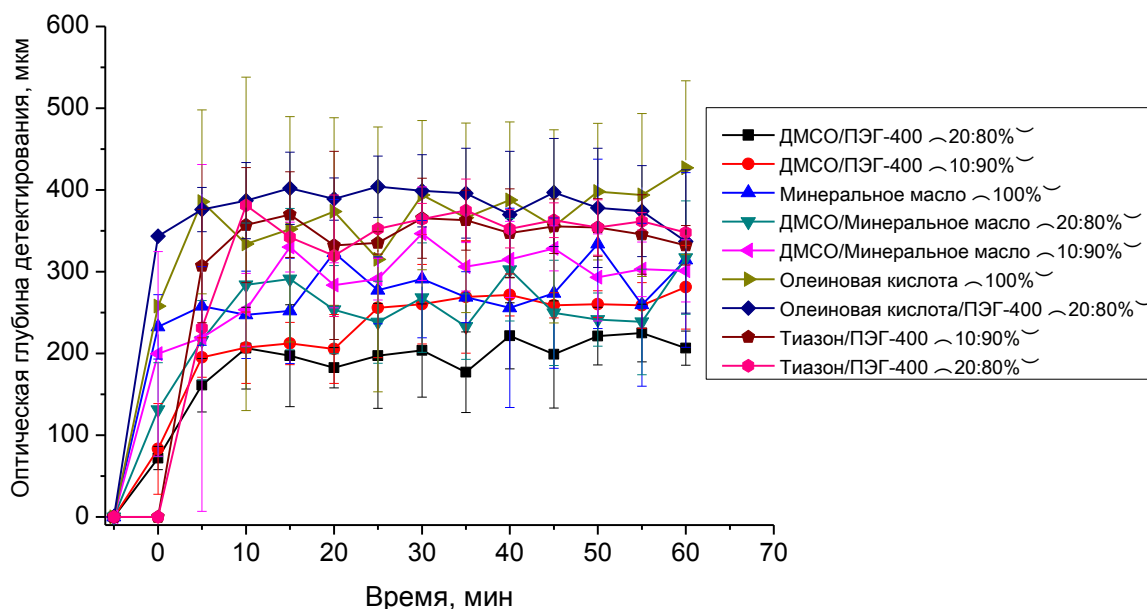


Рис. 1. Кинетика оптической глубины детектирования частиц карбоната кальция при воздействии в течение 1 часа различных оптических просветляющих агентов.

Как видно из рисунка 1, наибольшего среднего значения оптическая глубина детектирования (427.2 ± 106 мкм) частиц карбоната кальция достигла при использовании в качестве иммерсионного агента олеиновой кислоты. Смесь олеиновой кислоты и ПЭГ-400 в соотношении 20:80%, показала близкие результаты (404 ± 37 мкм). Однако максимальное значение оптической глубины детектирования при использовании только олеиновой кислоты было достигнуто на 60 минуте оптического просветления, в то время как при использовании смеси олеиновой кислоты и ПЭГ-400 – через 25 минут.

В результате проведенных исследований с использованием нескольких гидрофильных и липофильных оптических просветляющих агентов, некоторые из которых включали в свой состав иммерсионные агенты и усилители проницаемости рогового слоя эпидермиса (ДМСО и тиазон), показано, что наиболее оптимальным агентом для увеличения оптической глубины детектирования исследуемых частиц CaCO_3 в волосяных фолликулах является смесь олеиновой кислоты и ПЭГ-400 в соотношении 20:80%. При ее использовании была достигнута глубина детектирования 404 ± 37 мкм в течение 25 минут оптического просветления. В данном случае была достигнута высокая степень оптического просветления уже в процессе УЗ обработки кожи в течение 2 мин при внедрении суспензии частиц.

Исследование поддерживалось грантом РФФ № 17-73-20172.

Библиографический список

1. *Lademann J., Richter H., Teichmann A., Otberg N., Blume-Peytavi U., Luengo J., Weiss B., Schaefer U.F., Lehr C.M., Wepf R., Sterry W.* Nanoparticles—an efficient carrier for drug delivery into the hair follicles // *Eur. J. Pharm. Biopharm.* 2007. V. 66. P. 159–164.
2. *Cevc G., Vierl U.* Nanotechnology and the transdermal route. A state of the art review and critical appraisal // *J. Control. Release.* 2010. V. 141. P. 277-299.
3. *Genina E.A., Svenskaya Yu.I., Yanina I.Yu., Dolotov L.E., Bashkatov A.N., Navolokin N.A., Terentyuk G.S., Bucharskaya A.B., Maslyakova G.N., Gorin D.A., Tuchin V.V., Sukhorukov G.B.* Optical monitoring of transcutaneous delivery of composite microparticles in vivo // *Biomedical Optics Express.* 2016. V. 7(6). P. 2082-2087.
4. *Кириллин М.Ю., Агрба П.Д., Сироткина М.А., Ширманова М.В., Загайнова Е.В., Каменский В.А.* Контрастирование структурных элементов кожи наночастицами в оптической когерентной томографии: количественная оценка // *Квантовая Электроника.* 2010. Т. 40. № 6. С. 525-530.
5. *Sdobnov A.Yu., Darwin M.E., Genina E.A., Bashkatov A.N., Lademann J., Tuchin V.V.* Recent progress in tissue optical clearing for spectroscopic application // *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy.* 2018. V. 197. P. 216–229.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛИН ВОЛН 780 НМ И 1270 НМ В ТКАНИ ГОЛОВЫ ЛАБОРАТОРНЫХ КРЫС *EX VIVO*

Д.К. Тучина^{1,2}, П.А. Тимошина^{1,2}, Н.А. Наволокин³, Л.Е. Долотов¹, В.В. Тучин^{1,2,3}

¹Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Томский национальный исследовательский государственный университет

³Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского

⁴Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов

E-mail: tuchinadk@mail.ru

Гематоэнцефалический барьер (ГЭБ) представляет собой защитный механизм нервной системы от воздействия чужеродных объектов, циркулирующих по кровеносной системе. Однако, при проведении лечения заболеваний нервной системы, например, таких как глиома головного мозга, ГЭБ блокирует проникновение лекарственных веществ к целевой области. Вследствие этого разрабатываются различные технологии временного «открытия» ГЭБ. В настоящее время широко исследуется использование фотодинамического эффекта для этих целей. Именно химически активный синглетный кислород, генерируемый в результате фотодинамической реакции, «нарушает» барьер и делает его проницаемым к лекарственным препаратам. Недостатком такого подхода является необходимость введения экзогенных фотодинамических красителей в кровь и малая эффективность накопления фотодинамического красителя в целевой области. Однако возможна и прямая генерация синглетного кислорода при оптическом возбуждении растворенного в тканях молекулярного кислорода [1]. Для этого необходимо использовать лазерное излучение на длинах волн поглощения молекулярного кислорода в диапазоне 720 – 800 нм, 1064 нм или 1270 нм. В данном случае эффективность воздействия на ГЭБ должна быть существенно ниже и поэтому необходимо повышать плотность мощности лазерного излучения и соответственно обеспечивать аккуратную дозиметрию лазерного излучения как в области воздействия, так и на внешних тканях головы.

В связи с этим в работе изучалось проникновение лазерного излучения соответствующих длин волн в ткани головы лабораторных крыс. Были проведены экспериментальные исследования ослабления мощности лазерного излучения на длинах волн 780 и 1270 нм при прохождении через ткани кожи, черепа и мозга белых лабораторных крыс *ex vivo*. Для проведения исследований была собрана экспериментальная установка, в которой в качестве источников излучения были использованы два непрерывных лазера, один с длиной волны 780 нм, мощностью 100 мВт и шириной пучка 2 мм на выходе, а другой с длиной волны в ИК диапазоне (1270 нм) с регулируемой мощностью излучения от 0.16 до 2.7 Вт. Лазерное излучение подводилось к образцу ткани, после прохождения образца сигнал принимался измерителем мощности PM100D (Thorlabs, США) с приемным окном диаметром 3 мм.

При использовании лазера с длиной волны 780 нм исследования проводились с разными расстояниями между источником излучения и приемником с образцом: в первом случае расстояние от источника излучения до образца ткани составляло 3.2 см, во втором – 2 см. В таблице 1 представлены результаты, полученные в обоих случаях. В первом случае лазерный пучок с длиной волны 780 нм падал на фотоприемник измерителя мощности, его измеренная мощность составляла 92 мВт. После этого на фотоприемник помещался образец кожи толщиной 0.9 мм, показания мощности снизились до 7 мВт. По аналогии были проведены измерения с черепом крысы (толщина 0.96 мм) - 5.4 мВт и мозгом (толщина 6.2 мм) - 1 мВт. Во втором случае лазерный пучок с длиной волны 780 нм падал на фотоприемник измерителя мощности, на котором была зафиксирована величина 79 мВт. После этого на фотоприемник помещались образцы кожи (скальпа), мозга, центральной части черепа, затем лазерный луч смещали от центральной части черепа в сторону. Далее на череп поместили снятую ранее кожу (скальп), затем составили сэндвич из трех тканей - череп с кожей (скальпом) и ткани мозга.

Таблица 1. Значения толщины образцов тканей, мощности и плотности мощности лазерного излучения на длине волны 780 нм после прохождения через биоткани *ex vivo*

Длина волны лазера	780 нм	
Расстояние от лазера до приемника	3.2 см	2 см
Начальная мощность (плотность мощности) излучения	92 мВт (1314 мВт/см ²)	79 мВт (1128 мВт/см ²)
Толщина кожи (скальп)	0.9 мм	0.47 мм
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через кожу (скальп)	7 мВт (100 мВт/см ²)	8.6±0.3 мВт (122±4 мВт/см ²)
Толщина черепа	0.96 мм	0.83 мм
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через череп	5.4 мВт (77 мВт/см ²)	Центр - 4 мВт (57 мВт/см ²) При смещении - 3.9 мВт (56 мВт/см ²)
Толщина образца ткани мозга	6.2 мм	8.5 мм
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через ткани мозга	1 мВт (14 мВт/см ²)	1.3±0.1 мВт (18±2 мВт/см ²)
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через кожу (скальп) и череп	-	Центр - 2.3 мВт (33 мВт/см ²) При смещении - 3.9 мВт (56 мВт/см ²)
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через кожу (скальп), череп и ткани мозга	-	0.5±0.5 мВт (14±14 мВт/см ²)

Исследования проводились также для лазера с длиной волны 1270 нм, расстояние от источника излучения до образца ткани составляло 5 см. Начальная мощность излучения, измеренная измерителем мощности с диафрагмой диаметром 3 мм была равна 70 мВт, т.е. плотность мощности - 1000 мВт/см^2 . После этого на фотоприемник помещались образцы кожи (скальпа), черепа, мозга, кожи на черепе. В табл. 2 сведены результаты измерений.

Таблица 2. Значения толщины образцов тканей, мощности и плотности мощности лазерного излучения с длиной волны 1270 нм после прохождения через образцы биотканей *ex vivo*

Длина волны лазера	1270 нм
Расстояние от лазера до приемника	5 см
Начальная мощность (плотность мощности) излучения	70 мВт (1000 мВт/см^2)
Толщина кожи (скальп)	0.47 мм
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через кожу (скальп)	13 мВт (186 мВт/см^2)
Толщина черепа	0.83 мм
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через череп	11 мВт (157 мВт/см^2)
Толщина тканей мозга	8.5 мм
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через ткани мозга	2 мВт (58 мВт/см^2)
Мощность (плотность мощности) излучения после прохождения излучения через кожу (скальп) и череп	6 мВт (86 мВт/см^2)

Эффективность проникновения лазерного излучения с длиной волны 780 нм через кожу (скальп) составило приблизительно 9%, через череп – 5%, через мозг – 1%, через кожу (скальп) и череп – 5%. Эффективность проникновения лазерного излучения длины волны 1270 нм через кожу (скальп) составило приблизительно 19%, через череп – 16%, через мозг – 6%, через кожу (скальп) и череп – 9%.

Полученные результаты позволят оптимизировать параметры лазерного излучения для прямой генерации синглетного кислорода, эффективной для повышения проницаемости ГЭБ, что будет способствовать усилению проникновения препаратов в мозг, а, соответственно, более эффективной терапии глиом и других опухолей мозга.

Работа поддержана грантом РФФИ №17-02-00358 и грантом МОН РФ 17.1223.2017/АР, авторы выражают свою благодарность Эдику Рафаилову (Астон университет, Великобритания) за предоставление лазерного модуля (1270 нм), О. В. Семячкиной-Глушковской за интерес к работе.

Библиографический список

1. *Semyachkina-Glushkovskaya O.V., Sokolovski S.G., Goltsov A.S., Gekaluyk A., Saranceva E.I., Bragina O.A., Tuchin V.V., Rafailov E.U.* Laser-induced generation of singlet oxygen and its role in the cerebrovascular physiology // *Progress in Quantum Electronics*, 55, 112-128, 2017

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖИРОВОЙ ТКАНИ В УСЛОВИЯХ ТЕРМОЛИЗА

С.Р. Князев¹, И.Ю. Янина^{1,2}, Э.А. Генина^{1,2}, А.Н. Башкатов^{1,2}

¹Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Томский государственный национальный исследовательский университет

E-mail: knyazeff112@yandex.ru

Среди разнообразных видов злокачественных болезней рак молочной железы считается одним из самых распространённых – у женщин он уступает только раку кожи. Одним из таких факторов риска, повышающих вероятность развития этого типа рака, называют избыточный вес. Ожирение вообще считается тесно связанным с раком, однако именно опухоль молочной железы возникает при избыточном весе особенно часто [1].

Известен способ лазерного фототермолиза опухолей на основе плазмонно-резонансных золотых наночастиц [2]. Способ включает локальное введение золотых плазмонно-резонансных наночастиц в область опухоли и облучение лазерным излучением с длиной волны, совпадающей с полосой поглощения наночастицами и вызывающей локальный нагрев наночастиц и, соответственно, некроз раковых клеток.

В связи с этим интерес представляет исследование изменений оптических свойств жировой ткани в условиях термолиза. Термолиз достигался посредством помещения на образец наночастиц и облучения образца с наночастицами на длине волны, близкой к длине волны плазмонного резонанса. Использовались золотые наностержни с длиной 41 ± 8 нм и диаметром 10 ± 2 нм (соотношение сторон 1:4) и нанозвёзды с диаметром в районе 32 ± 2 нм.

Материалом для исследования послужили образцы подкожной жировой клетчатки свиньи. До проведения экспериментов образцы хранились при температуре -18 °С. Площадь образцов ~ 3 см². Для измерения толщины образцы помещались между двумя предметными стеклами, и измерения выполнялись микрометром в нескольких точках образца. Погрешность каждого измерения 0.01 мм. Полученные значения усреднялись. Толщина экспериментальных образцов варьировалась, в среднем составляла 0.4 см до и после воздействия. Облучение производилось диодным лазером (808 нм) в течение 1.5, 2 и 3-х мин.

Исследование оптических свойств жировой ткани проводилось в спектральном диапазоне 350-2000 нм на спектрофотометре Shimadzu UV-3600 (Япония) с интегрирующей сферой.

Для обработки результатов экспериментов и определения оптических параметров использовался инверсный метод «добавления-удвоения» [3].

На рис. 2 и 3 представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения и транспортного коэффициента рассеяния до и после облучения образцов с наностержнями и нанозвездами соответственно.

В спектрах поглощения присутствуют характерные пики липидов на 1210, 1720, 1760 нм и воды на 1415 нм.

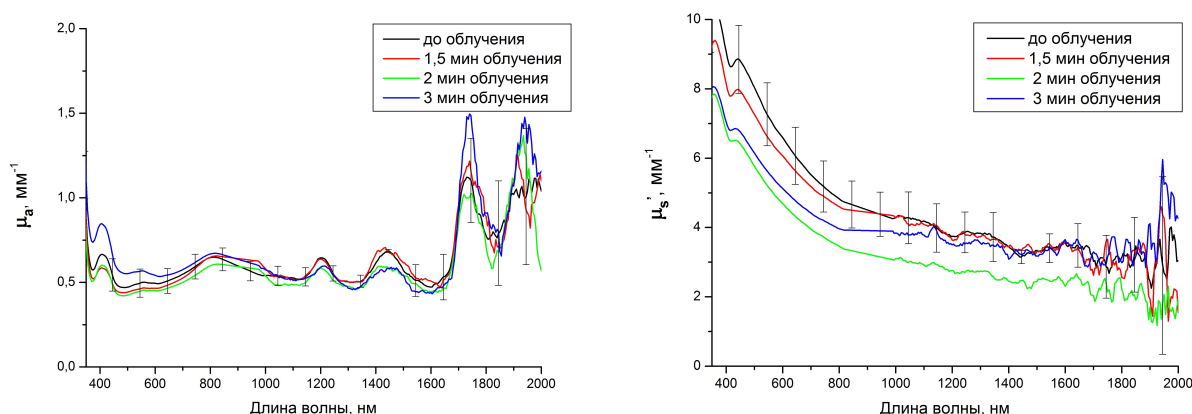


Рис. 2. Спектры коэффициента поглощения (μ_a) и транспортного рассеяния (μ'_s) жировой ткани с наностержнями до (чёрная кривая) и после облучения (красная, зелёная и синяя кривые соответствуют времени облучения 1,5, 2 и 3 мин). Спектральные зависимости до облучения усреднены по трём образцам и обозначены чёрной кривой, вертикальными линиями обозначено стандартное отклонение.

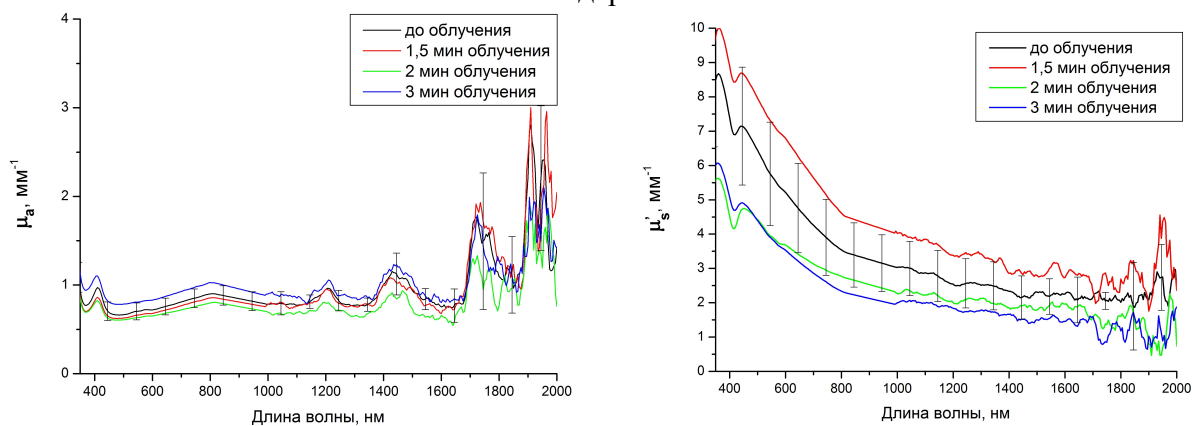


Рис. 3. Спектры коэффициента поглощения (μ_a) и транспортного коэффициента рассеяния (μ'_s) жировой ткани с нанозвездами до (чёрная кривая) и после облучения (красная, зелёная и синяя кривые с временем облучения 1,5, 2 и 3 мин, соответственно). Спектральные зависимости до облучения усреднены по трём образцам и обозначены чёрной кривой, вертикальными линиями обозначено стандартное отклонение

Характер изменений спектров в зависимости от дозы облучения соответствует изменению морфологии биоткани [4,5]. Полученное поведение оптических параметров жировой ткани может быть обусловлено повышением темпе-

ратуры в образце, что приводит к перестройке структуры жировой ткани в процессе термализа. В мембранах клеток происходит дополнительное порообразование и внутриклеточное содержимое клеток вытекает в межклеточное пространство. Это приводит к повышению однородности образца в целом и к снижению рассеяния.

Представленные экспериментальные результаты показывают возможность управления оптическими свойствами жировой ткани при внедрении наночастиц и облучении на длине волны, близкой к длине волны плазмонного резонанса.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00202. Авторы выражают благодарность Скапцову А.А. и Хлебцову Н.Г. за любезно предоставленные золотые наночастицы, а также Кочубею В.И. за предоставленные сведения.

Библиографический список.

1. *Nelson E.R., Wardell S.E., Jasper J.S., Park S., Suchindran S., Howe M.K., Carver N.J., Pillai R.V., Sullivan P.M., Sondhi V., Umetani M., Geradts J., McDonnell D.P.* 27-Hydroxycholesterol Links Hypercholesterolemia and Breast Cancer Pathophysiology // *SCIENCE* 2013, V. 342, № 6162. P.1094-1098.
2. *Jain P.K., El-Sayed I.H., El-Sayed M.A.* Au nanoparticles target cancer // *Nanotoday*, 2007. V.2. №1. P.18-29.
3. *Prahl S.A., van Gemert M.J.C., Welch A.J.* Determining the optical properties of turbid media by using the adding-doubling method // *Appl. Opt.* 1993. V. 32. P. 559.
4. *Баикатов А.Н., Генина Э.А., Кочубей В.И., Тучин В.В.* Оптические свойства подкожной жировой ткани в спектральном диапазоне 400-2500 нм // *Оптика и спектроскопия*. 2005. Т.99. №5. С.868-874.
5. *Янина И.Ю., Тучина Д.К., Генина Э.А., Баикатов А.Н., Тучин В.В.* Изменение оптических параметров жировой ткани в условиях гипертермии *in vitro* // *Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине – 2016: материалы Всерос. школы-семинара / под ред. проф. Д.А. Усанова.* - Саратов: Изд-во Саратовский источник, 2016. С. 192-196.

ТРАНСПОРТ МЕТИЛЕНОВОГО СИНЕГО В КОЖЕ КРЫСЫ EX VIVO

Е.А. Баско¹, М.В. Клементьева¹, А.Н. Баикатов^{1,2}, В.В. Тучин^{1,2,3}, Э.А. Генина^{1,2}

¹Саратовский национальный исследовательский

государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,

²Томский государственный национальный исследовательский университет

³Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов

E-mail: basko_e@bk.ru

Метиленовый синий (МС) давно известен как эффективный фотогенератор синглетного кислорода [1]. В последнее время он привлекает внимание как перспективный сенсбилизатор для фотодинамической терапии рака и инфек-

ционных заболеваний [2-4], а также как маркер раковых опухолей кожи [5]. На современном этапе развития медицины изучение транспорта метиленового МС в биотканях представляет большой интерес с точки зрения биомедицинской диагностики и терапии онкологических и инфекционных заболеваний [6,7]. Тем не менее, скорость окрашивания тканей, в частности кожи, с помощью МС при использовании различных растворителей изучена недостаточно.

Целью данной работы является оценка эффективного коэффициента диффузии МС в водном и водно-спиртовых растворах, с концентрацией этилового спирта 0%, 30%, 40% и 50% и концентрацией красителя 0.5 мг/мл.

Материалом для исследования послужили 10 образцов кожи белых лабораторных крыс для каждой группы исследуемых растворов, полученных в результате аутопсии, из области бедра или спины. Волосяной покров удалялся с помощью крема для депиляции. Жировой слой также тщательно удалялся.

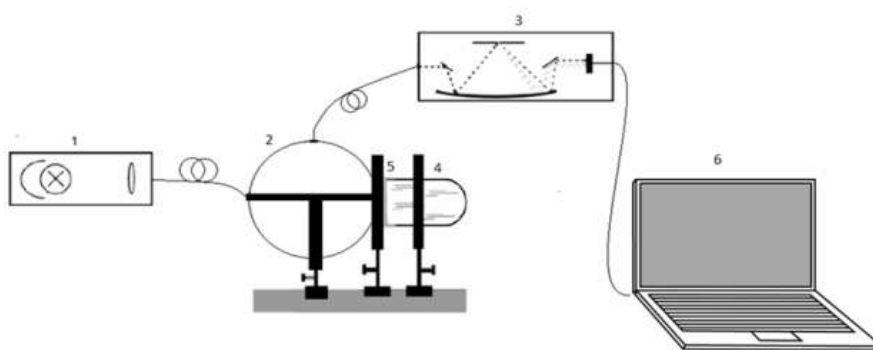


Рис.1. Схема установки. 1 - галогенная лампа, 2 – интегрирующая сфера, 3 – спектрометр, 4 - кювета с раствором МС, 5 - образец биоткани на кювете, 6 – ПК.

Схема установки представлена на рисунке 1. Измерения производились на спектрометре USB4000-UV-NIR (Ocean Optics, USA) с интегрирующей сферой USB-ISP-50 (Ocean Optics, USA) в диапазоне длин волн 450-850 нм каждые 5 минут.

Оценка эффективных коэффициентов диффузии проводилась на основе анализа кинетики спектров обратно рассеянного излучения образцом в диапазоне полос поглощения МС.

Для количественной оценки изменения содержания красителя в биоткани использовался метод, основанный на использовании модифицированного закона Бугера-Ламберта-Бера, согласно которому эффективная оптическая плотность (ЭОП) биоткани A определяется как

$$A = -\ln(R), \quad (1)$$

где R – коэффициент отражения биоткани.

Разностное значение ЭОП образца биоткани, измеренное в различные моменты времени при проникновении красителя в биоткань, определялось следующим образом:

$$\Delta A(t, \lambda) = A(t, \lambda) - A(t=0, \lambda) = \Delta \mu_a(t, \lambda) L, \quad (2)$$

где t – время, λ - длина волны, $\Delta \mu_a(t, \lambda) = \varepsilon(\lambda) C(t)$ - разность между коэффициентами поглощения биоткани в каждый момент времени и в начальный момент времени (фактически определяет коэффициент поглощения красителя внутри биоткани), $\varepsilon(\lambda)$ - молярный коэффициент поглощения красителя, $C(t)$ - концентрация красителя в биоткани и $A(t=0, \lambda)$ - ЭОП образца, измеренная в начальный момент времени до его окрашивания.

Анализ кинетики увеличения ΔA позволил определить скорость транспорта красителя. Исследование транспорта МС в коже может быть выполнено в рамках модели свободной диффузии. Коэффициент диффузии D определялся путем минимизации целевого функционала [8]:

$$f(D) = \sum_{i=1}^{N_t} (\Delta A(D, t_i) - \Delta A^*(t_i))^2 \quad (3)$$

На рисунке 2 представлены зависимости значения ΔA в полосе поглощения МС от времени в процессе транспорта МС в образцах кожи при использовании нескольких спиртовых растворов.

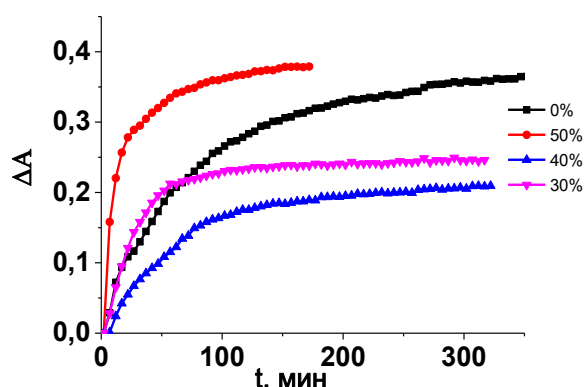


Рис. 2. Кинетика разностной эффективной оптической плотности образцов кожи на длине волны 669 нм под действием водного и водно-спиртовых растворов МС с концентрациями 50%, 40% и 30%.

Коэффициенты диффузии вычислялись для каждого образца на пяти длинах волн в диапазоне 600-700 нм, полученные значения усреднялись. Временные зависимости разностной ЭОП позволили оценить характеристическое время процесса окрашивания кожи. Результаты оценки представлены в таблице 1.

Таблица 1. Полученные результаты диффузии и толщины образцов.

Раствор МС	l , мм	D , см ² /с	τ , мин
Водный	0.65	$(1.85 \pm 0.06) \times 10^{-7}$	79.4 ± 11.92
50% водно-спиртовой	0.51	$(3.34 \pm 0.07) \times 10^{-6}$	24.6 ± 4.42

40% водно-спиртовой	0.71	$(3.05 \pm 0.08) \times 10^{-6}$	40.1 ± 3.16
30% водно-спиртовой	0.40	$(2.59 \pm 0.07) \times 10^{-6}$	46.8 ± 2.7

Согласно полученным значениям эффективного коэффициента диффузии, скорость окрашивания кожи МС при использовании водно-спиртового раствора выше, чем при использовании водного раствора. Максимальное значение коэффициента диффузии и минимальное характеристическое время было получено для 50% водно-спиртового раствора МС. С уменьшением концентрации этилового спирта в растворе значение коэффициента диффузии уменьшалось, а характеристического времени окрашивания увеличивалось.

Библиографический список

1. *Bonneau R., Pottier R., Bagno O., Jousset-Dubien J.* pH dependence of singlet oxygen production in aqueous solutions using thiazine dyes as photosensitizers // *Photochem. Photobiol. (Kronb.)*. – 1975. – Vol. 21. – P. 159-163.
2. *Shiryayev A.A., Musaev G.Kh., Loshenov M.V. et al.* Fluorescence diagnosis and photodynamic therapy in combined treatment of cholangiocarcinoma // *Biomedical Photonics*. – 2016. – Vol. 5. – № 4. – P. 15-24.
3. *Genina E.A., Bashkatov A.N., Chikina E.E., Knyazev A.B., Mareev O.V., Tuchin V.V.* Methylene Blue Mediated Laser Therapy of Maxillary Sinusitis // *Laser Physics*. – 2006. – Vol. 16. – № 7. – P. 1128-1133.
4. *George S., Kishen A.* Photophysical, photochemical, and photobiological characterization of methylene blue formulations for light-activated root canal disinfection // *J. Biomed. Opt.* – 2007. Vol. 12. № 3. – 034029.
5. *Yaroslavsky A.N., Feng X., Neel V.A.* // *Lasers in Surgery and Medicine*. – 2017. – Vol. 49. №9. – p. 43-54.
6. *Генина Э.А., Башкатов А.Н., Чикина Е.Э., Тучин В.В.* Диффузия метиленового синего в слизистой оболочке верхнечелюстной пазухи человека // *Биофизика*. – 2007. – Т. 52. № 6. – С. 1104-1111.
7. *Genina E.A., Bashkatov A.N., Tuchin V.V.* Effect of ethanol on the transport of methylene blue through stratum corneum // *Medical Laser Application*. – 2008. – Vol. 23. № 1. – P.31-38.
8. *Б. Банди.* Методы оптимизации // *Радио и связь*. – 1998.

ЭФФЕКТЫ ЗАТЯГИВАНИЯ ЧАСТОТЫ, СИНХРОНИЗАЦИИ И ВЫКЛЮЧЕНИЯ АВТОКОЛЕБАНИЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЕТА

Д.А. Усанов, А.П. Рытик, А.В. Гагарина, О.Ю. Кутикова
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail.ru: Ra4csz@ya.ru

Для исследования механизма влияния периодических колебаний света на биообъекты, в частности, на живой организм, представляет интерес рассмот-

реть такое влияние на чувствительные к свету химические процессы, а именно на автоколебательные химические реакции. Автоколебательные химические реакции обладают высокой чувствительностью к воздействию внешних факторов [1]. Известны, в частности, работы по влиянию света на автоколебательные реакции, одна из которых – реакция Бриггса-Раушера. Авторы работы [2] исследовали эффект влияния непрерывного потока света на характер осцилляций среды реакции БР. К настоящему моменту поставлены эксперименты с непрерывным освещением, с периодическим освещением различной частоты и длительности световых импульсов. Был описан эффект синхронизации колебаний реакции БР при частотах внешнего возбуждения, близких к частоте ее собственных колебаний. Авторы [3] предложили модель синхронизации реакции БР периодическими световыми импульсами.

Важно отметить, что при внешнем воздействии света наблюдаются эффекты затягивания частоты и синхронизации колебаний в автоколебательных системах различной природы. Так, например, в работе [4] была показана возможность использования эффекта «затягивания частоты», синхронизации и срыва колебаний для коррекции движения глаз при нистагме.

Целью настоящей работы являлось выявление изменения характера концентрационных колебаний реакции Бриггса-Раушера при различных параметрах периодического воздействия света.

Для регистрации автоколебательного процесса в среде реакции, использовали рН-метр-иономер серии «Эксперт-001» с ионоселективным электродом «Иод». Анализ показаний приборов проводился в программе Exр2rg, в которой в режиме реального времени отражается динамика электрического потенциала йодоселективного электрода (была установлена относительная погрешность результатов таких измерений, она составляет ~ 10 %). Дополнительно в ходе эксперимента производилась видеорегистрация изменений в среде реакции. Затем каждую секунду анализировалась цветность раствора среды реакции БР, по периодическим изменениям которой делался вывод о частоте химических колебаний среды реакции. В качестве источника света использовалась лампа, которая устанавливалась под прозрачное дно емкости с реакцией БР. Для контроля использовалась реакция, проходящая без освещения.

Полученные данные анализировали в программе MS Excel 2007. Были проведены эксперименты с периодическим воздействием света. Период (T) был равен 35, 30, 25, 20, 15, 10, 7, 6 с., что соответствовало частотам от 0,03 до 0,17 Гц. При этом скважность импульсов света составляла 5 с.

Анализ полученных данных показал, что если период воздействия несколько меньше или больше периода собственного автоколебательного режима ($T=35$ с, 30с, 8с, 7с), то наблюдалось явление затягивания частоты. При частоте воздействия с периодом, близким к периоду собственных колебаний БР, например, 25 с (0,04 Гц), при световом потоке из диапазона 250-3000 Лм, собственные колебания БР постепенно синхронизируются с вынужденными колебаниями. Для периода внешнего воздействия от 30 до 10с (от 0,03 до 0,1 Гц)

при использовании лампы со световым потоком более 250 Лм частота колебаний БР становилась равной частоте внешнего воздействия, то есть наблюдался эффект синхронизации. Таким образом, было установлено, что диапазон синхронизации при внешнем световом воздействии с частотой модуляции из диапазона – 0,03 - 0,1 Гц.

Были проведены эксперименты, выявляющие зависимость области синхронизации от мощности излучения. Чтобы избежать нагрева раствора реакции использовались светодиодные лампы. При световом потоке менее 250 Лм синхронизация колебаний не наблюдалась, наблюдалось лишь затягивание частоты. Результаты измерений приведены на рисунке 1.

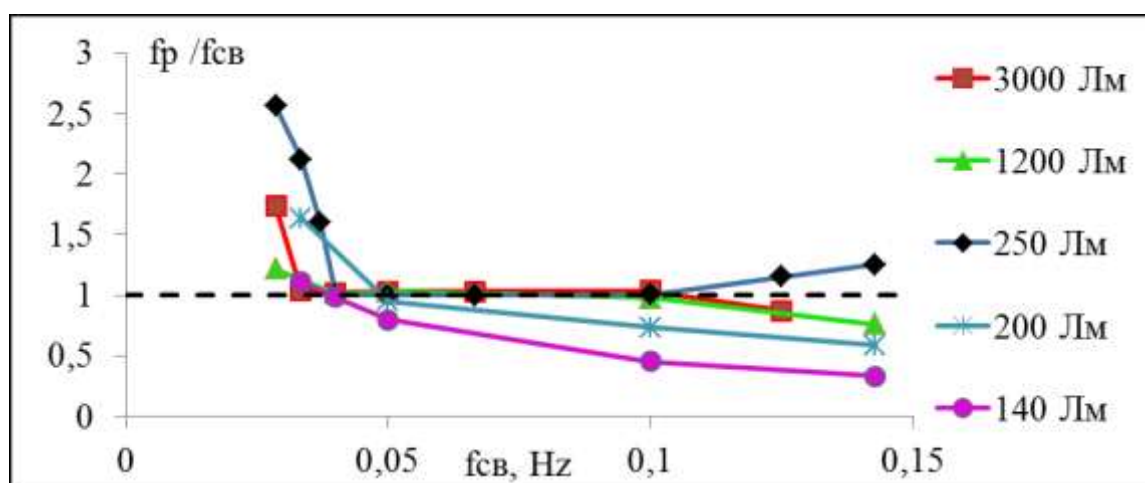


Рис. 1. Зависимость средней частоты осцилляций при различной частоте модуляции освещения для разных мощностей излучения. По горизонтали отложена частота модуляции внешнего освещения f_{cv} Гц, по вертикали – отношение частоты осцилляций среды реакции БР к частоте модуляции внешнего освещения f_p/f_{cv}

Из рисунка следует, что минимальный световой поток от лампы накаливания, при котором происходила синхронизация в относительно большом диапазоне частот, составлял 250 Лм. Видно, что эффект «затягивания» частоты наблюдался для частоты модуляции светового внешнего воздействия 0,029; 0,033; 0,039; 0,125 и 0,143 Гц при световом потоке 250 Лм. Для той же лампы на частотах из диапазона 0,04–0,10 Гц возникал эффект синхронизации, т.е. совпадение частоты света с частотой колебаний реакции БР. При этом собственная частота осцилляций в контроле в среднем составляла 0,036 Гц.

Так же при увеличении светового потока излучения диапазон синхронизации сдвинулся в низкочастотную область, при этом его ширина изменялась сравнительно слабо. Так, при световом потоке 3000 Лм синхронизация начиналась с 0,03 Гц и происходила примерно до 0,07 Гц. Следует отметить, что включение света всегда инициировало желтый цвет фазы реакции, а при выключении цвет раствора становился синим, при этом, чем мощность излучения больше, тем с большей скоростью происходили изменения цвета. При некоторых частотах периодического воздействия света цвет раствора реакции БР до включения света становился желтым, либо при включении освещения резко пе-

переходил из синего в желтый цвет. При световом потоке излучения более 1200 Лм реакция на последних осцилляциях начинала переходить в синий цвет раствора еще до момента выключения освещения. При более низком световом потоке (250 Лм) такого не происходило. При воздействии светового потока от лампы более 5000 Лм происходило «выключение» реакции, возможно, из-за того, что скорости образования промежуточных веществ настолько велики, что происходил слишком высокий рост концентраций данных интермедиатов, при которых система выходила из состояния автоколебательного режима в стационарное состояние.

Таким образом, показана возможность существования в растворе с автоколебательной реакцией Бриггса-Раушера, характерных для радиоэлектронных автоколебательных систем эффектов: затягивания частоты, синхронизации и «выключения» автоколебаний в результате периодического светового воздействия белым светом. Наблюдавшиеся закономерности могут представлять интерес при исследовании влияния световых воздействий на биообъекты, в том числе на живые системы.

Библиографический список

1. *Вавилин В.А.* Автокатализ и флуктуации в природе // Природа. 2005. № 6. С. 52.
2. *Dulos E., De Kepper P.* Experimental study of synchronization phenomena under periodic light irradiation of a nonlinear chemical system // Biophysical chemistry. 1983. Т. 18. №. 3. С. 211-223.
3. *De Kepper P., Epstein I. R.* Mechanistic study of oscillations and bistability in the Briggs-Rauscher reaction // Journal of the American Chemical Society. 1982. Т. 104. №1. С. 49–55
4. *Усанов Д.А., Рытик А.П.* Свойства фотонного кристалла, образованного раствором с автоколебательной реакцией Бриггса–Раушера // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. №12. С.45-50.

КОМПРЕССИОННАЯ ЭЛАСТОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ ЭНДОСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕМОДИНАМИКИ В ЗАДАЧАХ ВЫБОРА ПОТОКОНАПРАВЛЯЮЩИХ СТЕНТОВ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭНДОВАСКУЛЯРНЫХ ОПЕРАЦИЙ

С.В. Фролов, А.Ю. Потлов, С.Г. Проскурин, С.В. Синдеев
Тамбовский государственный технический университет
E-mail: zerner@yandex.ru

Сравнение структурных изображений, получаемых методом оптической когерентной томографии до и после деформирующего воздействия, позволяет оценить даже незначительные (несколько микрон) деформации, возникшие в исследуемом биообъекте [1-4]. Зная эти деформации, а также величину деформирующей силы и площадь её воздействия можно оценить модуль Юнга и коэффициент Пуассона для исследуемого биообъекта. Такая технология получила

название оптической когерентной эластографии или компрессионной (воздействие, как правило, является динамическим) эластографии в ОКТ [1,3].

В рамках авторских исследований предлагается совместное использование математического моделирования гемодинамики и компрессионной эластографии на основе эндоскопической ОКТ [5] для повышения эффективности операций по установке потоконаправляющих стентов в церебральные артерии с аневризмой [6]. В частности, предлагается рассчитывать модуль Юнга и коэффициент Пуассона для стенки церебральной артерии на основе данных эндоскопической ОКТ, получаемых во время диагностики аневризмы и использовать эту информацию для более точного моделирования гемодинамики в церебральной артерии до и после установки потоконаправляющего стента.

Перед проведением малоинвазивной операции по установке потоконаправляющего стента с помощью системы для эндоскопической ОКТ зондом прямого обзора получают структурные ОКТ изображения стенки аневризмы в моменты систолы и диастолы. Полученные структурные изображения подвергают фильтрации для удаления шумов. Затем на очищенных изображениях выделяют контрольные точки (не менее 100 штук), по которым эти В-сканы можно сравнить [7, 8]. Вычисляют смещение для каждой пары контрольных точек, т.е. находят деформацию отдельных участков стенки артерии под воздействием пульсовой волны. Модуль Юнга, E , рассчитывается следующим образом:

$$E = \frac{F}{S} \cdot \frac{l}{\Delta l},$$

где F – нормальная составляющая деформирующей силы. Поскольку кровяное давление представляет собой силу, с которой кровь действует на стенки сосудов, F приближённо можно вычислить через разность систолического и диастолического давления. Причем чем ближе к исследуемому сосуду будет измерено (инвазивно) кровяное давление, тем ниже будет погрешность в расчётах. Также для повышения точности расчётов возможен вариант нахождения F по математической модели церебральной гемодинамики [5]; S – площадь поверхности, на которую воздействует деформирующая сила. В данном S считается равной площади области сканирования зонда прямого обзора эндоскопической ОКТ системы [9]; l – продольные размеры деформируемой области, т.к. толщина стенок аневризмы соизмерима с глубиной когерентного зондирования (ГКЗ) эндоскопической ОКТ системы, l приближённо считается равной ГКЗ; Δl – усреднённое значение вычисленной по контрольным точкам относительной продольной деформации для отдельных участков стенки церебральной артерии с аневризмой. Причем, при вычислении Δl берутся во внимание только вертикальные составляющие векторов деформаций отдельных участков стенки артерии под воздействием пульсовой волны [5].

Коэффициент Пуассона, μ , находится по следующей формуле:

$$\mu = \left| \frac{\Delta d}{d} \cdot \frac{l}{\Delta l} \right|,$$

где d – поперечные размеры деформируемой области, равные длине области сканирования эндоскопической ОКТ системы, Δd – усреднённое значение относительной поперечной деформации для отдельных участков стенки церебральной артерии с аневризмой, вычисленное по горизонтальным составляющим векторов деформаций [5].

Совместное использование методов математического моделирования церебральной гемодинамики и методов эндоскопической ОКТ осуществляется следующий образом: при проведении виртуальных экспериментов используется индивидуальная модель церебральной артерии с аневризмой, повторяющая морфологию церебральной артерии пациента и индивидуализированные значения биомеханических свойств стенки аневризмы церебральной артерии, полученные с помощью метода компрессионной эластографии в эндоскопической ОКТ; с помощью индивидуализированной математической модели проводится серия виртуальных экспериментов по имплантации различных моделей потоконаправляющих стентов в пораженную церебральную артерию с аневризмой; результаты каждого виртуального эксперимента используются для оценки гемодинамических изменений в области аневризмы церебральной артерии, вызванных установкой каждой конкретной модели потоконаправляющего стента, с учетом индивидуализированных значений биомеханических свойств стенки аневризмы, что позволяет существенно повысить точность выбора потоконаправляющего стента для эндоваскулярных операций по установке потоконаправляющего стента [5].

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 16-15-10327).

Библиографический список

1. Gora M.J., Suter M.J., Tearney G.J., Li X. Endoscopic optical coherence tomography: technologies and clinical applications // *Biomedical Optics Express*. 2017. Vol. 8. № 5. P. 2405–2444.
2. Wang S, Larin K.V. Optical coherence elastography for tissue characterization: a review // *Journal of Biophotonics*. 2015. Vol. 8. № 4. P. 279–302.
3. Larin K.V., Sampson D.D. Optical coherence elastography - OCT at work in tissue biomechanics // *Biomedical Optics Express*. 2017. Vol. 8. № 2. P. 1172–1202.
4. Liang X., Crecea V., Boppart S.A. Dynamic optical coherence elastography: a review // *Journal of Innovative Optical Health Sciences*. 2010. Vol. 3. № 4. P. 221–233.
5. Frolov S.V., Potlov A.Yu., Sindeev S.V. Selection of Flow-Diverter Stent Models Using Optical Coherence Tomography and Mathematical Modeling of Hemodynamics // *Biomedical Engineering*. 2018. Vol. 51 (6). P. 381–384.
6. Balasso A., Bauer J.S., Liebig T., et. al. Evaluation of intra-aneurysmal hemodynamics after flow diverter placement in a patient-specific aneurysm model // *Biorheology*. 2014. Vol. 51. № 6. P. 341–354.

7. Frolov S.V., Potlov A.Yu., Petrov D.A., Proskurin S.G. Modelling of a structural image of a biological object obtained by means of optical coherent tomography using the Monte Carlo method based on the voxel geometry of a medium // Quantum Electronics. 2017. Vol. 47 (4). P. 347–354.
8. Фролов С.В., Потлов А.Ю., Проскурин С.Г., Синдеев С.В. Моделирование оптических и механических свойств биологических тканей // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2017615206, заявка №2017611990, дата поступления 13.03.2017г, дата регистрации 05.05.2017г.
9. Фролов С. В., Потлов А. Ю., Синдеев С. В., Проскурин С. Г. Эластография мягких биологических тканей и эндоскопические исследования с помощью оптической когерентной томографии [Электронный ресурс] : монография. // Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВО «ТГТУ». 2017. 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ «ПОЛИКОН - NPS A-Si»

И.В. Галушка¹, Д.В. Терин^{1,2}, М.М. Кардаш², L. Karpenko-Jereb³

¹Саратовский национальный исследовательский

государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

²Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

³Технологический университет, Грац, Австрия

E-mail: igor.galushka.90@mail.ru

В настоящее время интерес в медицинском и биологическом направлении приобретают композитные среды на основе биополимерных материалов, которые носят многофакторный характер зависимостей свойств [1,2]. Перспективным материалом с обширной областью применения является материал серии «Поликон» [3]. Анализ литературных и патентных исследований показал, что физические свойства композитных сред на основе материала серии «Поликон» не достаточно изучены. Цель исследования заключается в изучении спектральных характеристик композита «Поликон», содержащего аморфные пористые наночастицы кремния (NPs a-Si). Комплексная диэлектрическая проницаемость NPs a-Si рассчитана на основе базовых данных программы для моделирования оптических свойств многослойных структур (IMD). Рассматриваем модель, в которой NPs a-Si полностью заполняет пустоты матрицы. NPs a-Si обладают высокой биосовместимостью, биodeградируемостью, проникающей и сорбционной способностью.

В качестве матрицы для исследуемых композитов применяются следующие образцы материалов серии «Поликон»: 1 – толщина образца 200 мкм ± 25 мкм, пористость разреженного наволачного фенолформальдегидного волокна (НФФ) $0,8 \pm 7\%$; 2 – толщина образца 400 мкм ± 25 мкм, пористость НФФ волокон (производства Kynol Fabric) $0,48 \pm 2\%$, 3 – толщина образца 500 мкм ± 25 мкм, пористость стандартного НФФ волокна $0,13 \pm 2\%$; Толщина образцов НФФ волокон оценивалась посредством оптического микроскопа методом усреднения толщин, измеренных по периметру образца. Объемная доля воло-

кон в образце оценивалась с помощью жидкостного волнометра. Рабочей жидкостью служила деионизованная вода. Объём тела определялся по объёму вытесненной им жидкости. Достоверность результатов достигалась трехкратным измерением [4]. Основопологающим фактором погрешности измерения является особенности изготовления образца, включая основные показатели нитей (материал, структуру и толщину) и систему переплетения. Для нахождения оптических постоянных достаточно измерить спектры отражения и пропускания [5]. Отражение на границе сильно поглощающего материала при нормальном падении в воздухе определяется с учетом пропускания согласно [6].

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad T = \frac{(1-R)^2 \cdot \exp(-\alpha x)}{1-R^2 \cdot \exp(-2\alpha x)}, \quad \alpha = \frac{4\pi\nu k}{c} \quad (1)$$

где n – коэффициент преломления, k – коэффициент экстинкции, ν – частота измерения, c – скорость света в вакууме, R – коэффициент отражения, T – коэффициент пропускания

Коэффициенты экстинкции и показатель преломления составляют действительную и мнимую диэлектрические проницаемости согласно (2):

$$\varepsilon' = n^2 - k^2, \quad \varepsilon'' = 2nk \quad (2)$$

где ε' – действительная диэлектрическая проницаемость, ε'' – мнимая диэлектрическая проницаемость

Обработка экспериментальных спектров проводилась с применением системы компьютерной алгебры. На основе спектральных характеристик образцов матрицы, с учетом характеристик кремниевого наполнителя без учета его сложного строения [3], проводился расчет композита по модели Максвелла-Гарнета (модель не рассматривает линейные размеры наполнителя). Результаты расчета спектральных характеристик композитных материалов «Поликон - NPs a-Si» выражены в виде спектральных зависимостей действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости (рисунок 1).

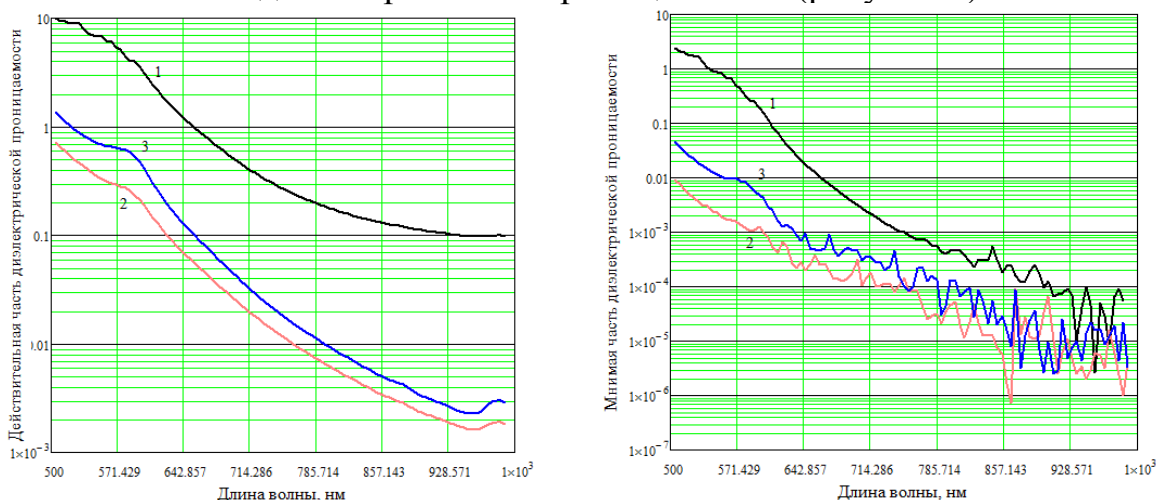


Рис. 1. Действительная и мнимая диэлектрическая проницаемость композитных материалов «Поликон - NPs a-Si» при объемной доли наночастиц: 1 - 0.8 (матрица №1); 2 - 0.13 (матрица №2); 3 - 0.48 (матрица №3)

Спектральная зависимость мнимой диэлектрической проницаемости для кремниевого композита на основе НФФ волокон имеет слабо выраженный параболический характер, близкий к линейному. В ближней ИК области наблюдается влияние теплового шума на снятие спектрофотометрических характеристик (отражения, пропускания). С уменьшением объемной доли кремниевого наполнителя спектральная характеристика мнимой компоненты уменьшается более, чем в 200 раз (образцы 1 и 2).

Спектральная зависимость действительной диэлектрической проницаемости кремниевых композитов на основе НФФ волокон имеет также параболический характер, имеются линейные участки в области 600 – 900 нм (образцы 2 и 3). Во всех трех случаях показатель преломления меньше 1, достоверность результатов подтверждается статьями [7-10].

Из анализа спектральных зависимостей комплексной диэлектрической проницаемости следует, что основной вклад в изменения характеристик вносят NPs a-Si. Эффект линейности в характеристиках подтверждает актуальность исследований в представленной области. Предложенная методика является универсальной и позволяет оценивать различные наполнители и матрицы в составе композита.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-07-00752

Библиографический список

1. *Tongwen Xu* Ion exchange membranes: State of their development and perspective, Laboratory of Functional Membrane // School of Chemistry and Material Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, PR China Received 13 December 2004.
2. *Тюрин И.А.* Разработка Технологии нанополимерных композитов «Поликон к» многофункционального назначения. // Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. Саратов. 2013
3. *Кардаш М.М., Александров Г.В., Тюрин И.А., Терин Д.В.* Пат. 2471822 Российская Федерация, МПК С 08 J 5/04. Способ получения полимерного пресс-материала // № 2011127563/05 ; заявл. 05 июля 2011 г. ; опубл. 10.01.2013, Бюл. № 1. - 3 с.
4. *Фандеев В.П., Самохина К.С.* Методы исследования пористых структур // интернет-журнал «Науковедение», Том 7, №4, 2015
5. *Раков А.В.* Спектрофотометрия тонкопленочных полупроводниковых структур, М.: Сов. радио, 1975. – 176 с.
6. *Веселаго В.Г.* «Электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления» // УФН 173 с.790–794, 2003.
7. *Pendry J.B. Smith D.R.* Reversing Light with Negative Refraction // Physics Today. Vol. 57. No. 6. 2004. P. 37–43.
8. *Eleftheriades G.V., Balmain K.* Negative-Refraction Metamaterials: Fundamental Principles and Application // Wiley-IEEE Press, 2005. 620 с.
9. *Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Physical Review Letters 84 (2000) 4184.
10. *Пендри Дж., Смит Д.* В поисках суперлинзы // В мире науки №11, 2006. 43 с.

ОСВЕТИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ПЕРЕДНЕГО СЕГМЕНТА ГЛАЗА

В.В.Бакуткин¹, В.А. Зеленов, И.В.Бакуткин

¹ФБУН Саратовский НИИ Сельской гигиены Роспотребнадзора

ООО "МАКАО", г. Саратов

E-mail: bakutv@bk.ru

Биомикроскопия глаза является одним из наиболее информативных методов исследования органа зрения. Для этого используются различные оптические приборы, в частности, щелевые лампы, офтальмоскопы [1,2]. Для повышения точности диагностики, определения динамики состояния различных структур переднего сегмента глаза применяется фоторегистрация, как основной метод объективизации данных [3]. Существенным недостатком всех описанных устройств является использование фокального или бокового варианта освещения переднего сегмента глаза и области зрачка, что вызывает наличие бликов, возникающих из-за отражения от роговицы световых потоков, площадь которых во многом зависит от размеров светового источника [4]. Наличие бликов значительно снижает информативность методик биомикроскопии и пупиллометрии. Блики при получении изображения переднего отдела глаза имеют вид «белых пятен», за которыми в том числе не дифференцируются структуры, находящиеся глубже [5,6].

Одной из наиболее важных проблем получения качественных цифровых изображений переднего сегмента глаза является оптимальное освещение, исключающее блики на роговице. Отсутствие стандартизации процесса фоторегистрации обусловлено различными условиями освещения, расстояния до органа зрения, баланса белого цвета. В связи с этим создание осветительных систем для переднего сегмента глаза является актуальной задачей.

Цель работы: создание осветительной системы для переднего сегмента глаза. Задача исследования заключалась в создании устройства со специальным осветителем для получения изображения переднего сегмента глаза, который значительно повышает информативность данных и диагностических признаков, обеспечивает устранение шума на изображении в виде бликов от источников света.

Был разработан осветитель оригинальной конструкции (Патент номер 175913 от 27 декабря 2017 года «Осветитель для переднего сегмента глаза»). Он представляет собой блок, фиксируемый к оптической системе и имеющий излучатели светового потока (светодиоды), равномерно расположенные по окружности. Также имеется отражатель, имеющий вид усеченного тора с матовым отражателем, и защитный экран, который не позволяет непосредственно освещать передний отдел глаза. Световой поток направлен на матовый отражатель и обеспечивает равномерность освещения, а также отсутствие бликов на роговице. Возможно использование поляризованного света, для этого устанавливаются поляризационные фильтры для монохроматического освещения с длиной волны 671 нм (чисто красный), с

длиной волны 546 нм (чисто зеленый) и 435 нм (чисто синий). Эти фильтры могут быть использованы отдельно, последовательно или в сочетании.

Разработанный осветитель для получения изображения переднего сегмента глаза и пупиллометрии включает съемную оптическую насадку, механически соединяемую с фотоприемником фото-видео-регистратора. При этом съемная оптическая насадка состоит из осветителя, блока управления и источника питания, размещенных в едином корпусе, источник питания подключен к блоку управления. Осветитель включает в себя матовый отражатель, необходимый для формирования равномерного освещения переднего сегмента глаза рассеянным светом. Имеется защитный экран с отверстием, диаметр которого меньше внешнего диаметра отражателя. Бленда расположена над защитным экраном. Она выполнена с возможностью ограничения внешнего светового потока. Излучатели, равномерно распределены по кругу под защитным экраном, при этом блок управления выполнен с возможностью задания режимов работы излучателей программным способом.

Общий вид устройства – оптическая насадка представлен на рис.1. Устройство для получения изображения переднего отдела глаза и пупиллометрии содержит осветитель, блок управления излучателями и источник питания, размещенные в едином корпусе, выполнено в виде съемной оптической насадки на фото-видео регистратор, которая механически соединяется с фото-видео регистратором, обеспечивая простое, точное фиксирование и соосное расположение согласующего объектива устройства относительно объектива камеры фото-видео регистратора. Для выполнения соединения устройства с фото-видео регистратором используются специальные удерживающие пазы. Для получения изображения используются объектив и матрица фотоаппарата устройства регистрации изображения. Оптическая система, включающая систему фото-видео-регистратора с согласующим объективом, обеспечивает формирование изображения радужной оболочки глаза с диаметром, не менее 0.9 высоты кадра изображения, при этом глаз должен располагаться на расстоянии не более 30 мм от объектива оптической насадки.

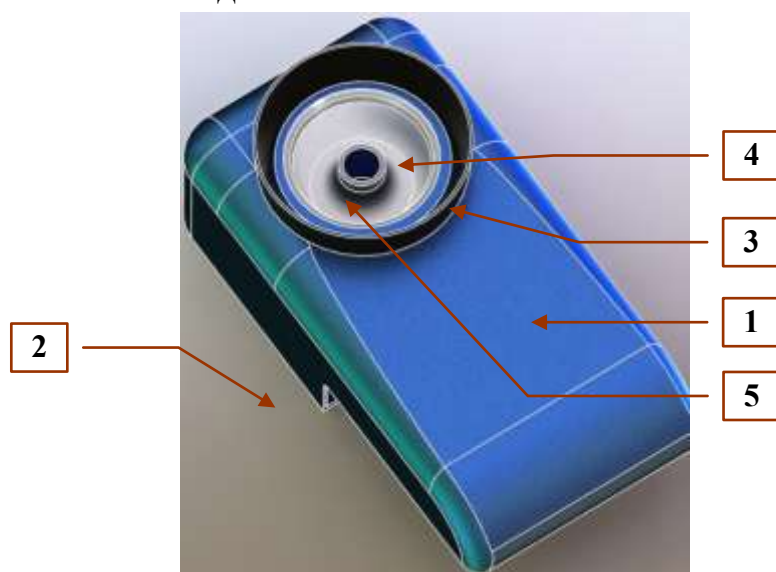


Рис. 1 – общий вид устройства - оптическая насадка.

1 - корпус, 2 устройство крепления оптической насадки (на фото-видео регистратор), 3 – бленда, 4 – матовый отражатель, 5 – согласующий объектив.

Осветитель имеет излучатели – светодиоды белого света, инфракрасные. Защитный экран от прямого света, выполнен по схеме, в которой обеспечивается подсветка переднего сегмента глаза рассеянным светом для устранения бликов при съемке. Форма отражателя обеспечивает равномерное освещение переднего сегмента глаза. Излучатели распределены по кругу в чередующемся порядке, количество используемых излучателей 12, по 6 различного типа. Управление излучателями производится программным образом через блок управления. Для исключения внешней засветки структур глаза используется ограничитель внешнего светового потока – бленда, которая имеет форму круга. Устройство для получения изображения переднего отдела глаза имеет контейнер для размещения электронной части системы управления осветителями и автономного источника питания.

Осветительная система для получения изображения переднего сегмента глаза и пупиллометрии, использует отраженный рассеянный свет. Для исключения засветки структур глаза используется ограничитель внешнего светового потока, что устраняет шум на изображении в виде бликов от источников света. Использование излучателей света различных длин волн в различных режимах значительно повышает информативность данных и диагностических признаков и сокращает время обработки изображения за счет отсутствия необходимости процедур устранения бликов от источников света.

Статья подготовлена в рамках договора с РФФИ 17-29-03219\17 Методы построения быстродействующих алгоритмов распознавания переднего отдела глаза и зрачковых реакций человека для их автономного использования на мобильных устройствах.

Библиографический список

1. *Iqbal S.T., Zheng X.S., Bailey B.P.* Task-evoked pupillary response to mental workload in human-computer interaction. In: CHI, 1477–1480 (2004)
2. *Zagermann J., Pfeil U., Reiterer H.*: Measuring cognitive load using eye tracking technology in visual computing // Proceedings of the Sixth Workshop on Beyond Time and Errors on Novel Evaluation Methods for Visualization (BELIV 2016), New York, USA, pp. 78–85. ACM (2016)
3. *Макаров И.А.* Устройство регистрации зрачковых реакций (Номер патента: 2197169 Класс патента: А61В3/00 Дата публикации: 27.01.2003)
4. *Куцало А.Л.* Пупиллометрия в качестве метода экспресс-диагностики наркотической интоксикации : диссертация ... кандидата медицинских наук : 14.00.20. - Санкт-Петербург, 2004. - 118 с. : 40 ил. РГБ ОД).
5. *Бакуткин В.В., Бакуткин И.В., Спирин В.Ф.,* Способ хромопупиллометрии. Опубликовано 10.03.2014 Бюл No 7RU .2508898
6. *Бакуткин В.В., Бакуткин И.В.* Хромопупиллометрия в оценке состояния зрительного анализатора. Всероссийская научная школа-семинар «Методы «Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине 2015», Саратов. С/216-219.

ИК СПЕКТРЫ И СТРУКТУРА ТЕТРАЦЕНА И ПЕНТАЦЕНА

М.М. Киндер¹, Л.М. Бабков¹, Т.В. Безродная², Т.А. Гаврилко²

¹Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Институт физики НАН Украины, Киев

E-mail: mihail.kinder@mail.ru

Объектами исследования стали тетрацен и пентацен, соединения, известные [1], относящиеся к классу полисопряжённых органических полупроводников, нашедшие широкий спектр приложений, в частности, в органических светоизлучающих диодах, солнечных батареях.

Цель исследований на данном этапе – установление связи "спектр – структура", выявление особенностей строения и их проявление в колебательных спектрах.

Методом теории функционала плотности (ТФП B3LYP/6-31G(d)) [2-5] проведено моделирование структур и ИК спектров молекул тетрацена и пентацена. Моделирование проведено с использованием комплексов программ GAUSSIAN-03 и GAUSSIAN-09W. Оно осуществлялось в два этапа. На первом этапе проведен расчёт энергий, структуры молекул, их дипольных моментов, силовых постоянных с последующим их использованием на втором этапе, в расчётах инфракрасных спектров: вычислены частоты и формы нормальных колебаний молекул (механическая задача), их интенсивности (электрооптическая задача). Механическая задача решалась в гармоническом приближении. Молекулы тетрацена и пентацена в случае их плоского строения принадлежали бы к точечной группе симметрии D_{2h} . Известно, однако, что для подобных полициклических соединений имеет место отклонение структуры молекулы от плоской из-за выхода атомов водорода из плоскости углеродного остова. Поэтому симметрия молекул понижается. Изначально она не задавалась. Предполагалось, что по интенсивностям рассчитанных ИК спектров можно будет судить об отклонениях от симметрии.

Расчитанные минимизированные значения энергии молекул составили: - 1808034 кДж/моль - общая, -4749418 кДж/моль – электронная (тетрацен); - 2208785 кДж/моль - общая, -6151191 кДж/моль – электронная (пентацен). Строение молекул приведено на рис. 1.

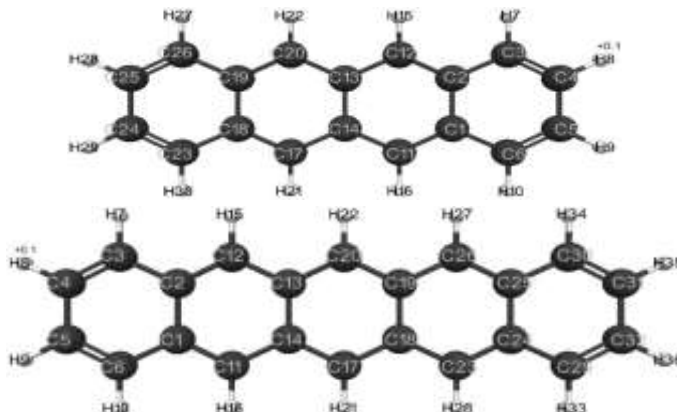


Рис. 1. Геометрическое строение молекул тетрацена и пентацена

Длины связей С-Н находятся в пределах 1,07-1,09Å, а углы при вершинах—в пределах 118°-122°, что вполне соответствует, значениям этих параметров, принятых в структурной химии. Сказанное относится и к вычисленным длинам связей С-С: их значения находятся в пределах 1,34-1,44 Å. Анализ вычисленных геометрических параметров подтверждает вывод о том, что плоские структуры свободных молекул при значениях углов С-С-Н, равных 120°, не являются энергетически выгодными, поэтому они маловероятны.

Результаты анализа распределения интенсивностей в рассчитанных ИК спектрах молекул в целом подтверждают сделанные выводы по их структуре.

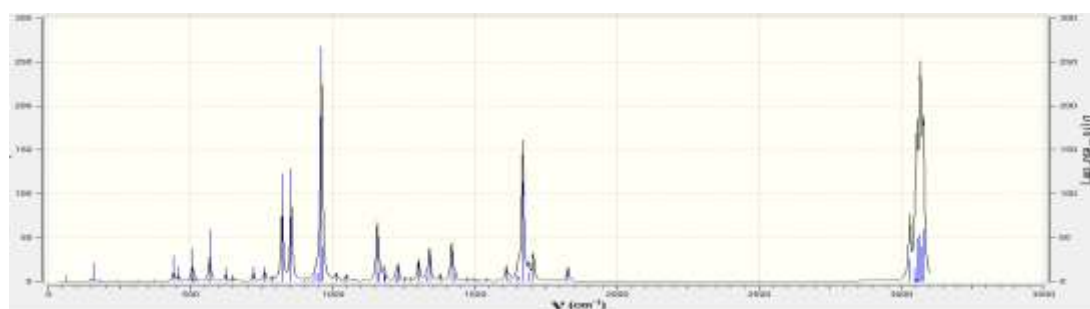


Рис. 2. Рассчитанный ИК-спектр молекулы тетрацена

Если бы молекулы были плоскими и обладали симметрией D_{2h} , то в соответствии с правилами отбора по симметрии больше половины из их нормальных колебаний имели бы нулевую интенсивность. Этого в рассчитанных спектре нет, и нормальных колебаний с ненулевой интенсивностью существенно больше половины. Имеет место существенная дифференциация в распределении интенсивности. Многие нормальные колебания имеют слабую интенсивность. Большую часть среди них очевидно составляют те, которые были запрещены в ИК спектре правилами отбора по симметрии, но проявляются в виду снятия запрета из-за нарушений симметрии, обусловленных отклонениями от плоского строения молекул тетрацена и пентацена.

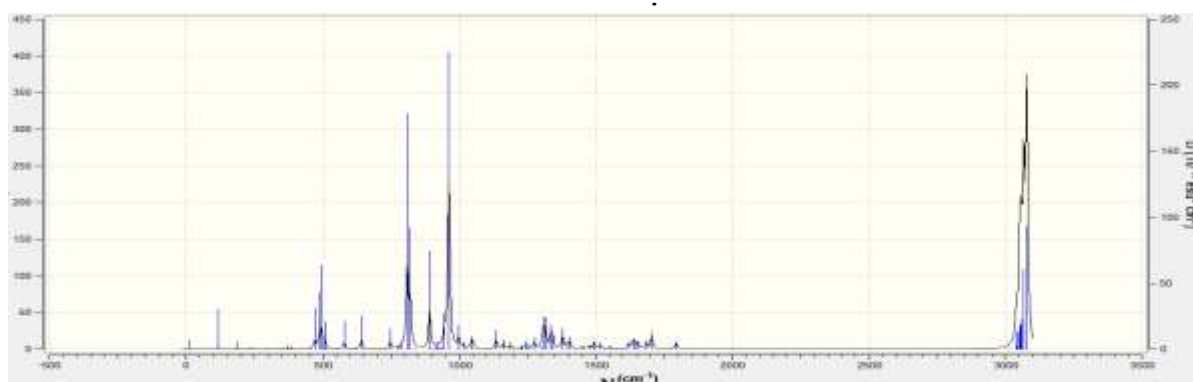


Рис. 3. Рассчитанный ИК-спектр молекулы пентацена

Таким образом, на основании результатов молекулярного моделирования установлено, что молекулы тетрацена и пентацена не являются плоскими. Эта особенность их строения находит своё проявление в их ИК спектрах, содержа-

щих много линий малой интенсивности, наличие которых является следствием понижения симметрии D_{2h} , свойственной плоским молекулам.

Библиографический список

1. Клар Э. Полициклические углеводороды // М.: Химия. Т.1. 1971. 442 с.
2. Попл Дж.А. Квантово-химические модели // Успехи физ.наук. 2002. Т.172. №3. С. 349–356
3. Кон В. Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности // Успехи физ.наук. 2002. Т.172. №3. С. 336–348.
4. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B., Scuseria G.E., Robb M.A., etc. Gaussian03, Revision B.03 // Gaussian, Inc., Pittsburgh PA. 2003. 302 p
5. Yoshida H., Takeda K., Okamura J., Ehara A., Matsuura H. A new approach to vibrational analysis of large molecules by density functional theory: wavenumber-linear scaling method // J. Phys.Chem. A. 2002. V. 106. № 14. P. 3580–3586

“РАКОВЫЙ ТУШИТЕЛЬ” МИТОГЕНЕТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ В ОНКОДИАГНОСТИКЕ (ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ)

И.В. Володяев¹, Е.В. Наумова², Д.А. Исаев³

¹Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

²Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск

³Федеральный Медицинский Биофизический Центр им. А.И.Бурназяна, Москва

E-mail: a_naumova@isp.nsc.ru

УФ-излучение живых тканей было обнаружено в 1920-е годы А.Г. Гурвичем: корешок лука (индуктор), направленный на зону роста другого корешка (детектора), стимулировал деление клеток. При размещении между индуктором и детектором пластины из стекла этот эффект, названный митогенетическим, исчезал; в случае такой же пластины из кварца – сохранялся, что позволило предположить, что эффект связан с УФ-излучением индуктора. В 1920-е — 1940-е гг митогенетический эффект Гурвича подтвердили более ста ученых в разных странах мира, было опубликовано более 500 работ (обзор ранних работ см. в: [1–3]). Было выявлено, что источниками митогенетического излучения являются ткани, культуры клеток и микроорганизмов, большинство биологических объектов в стрессовых условиях. Несколько появившихся работ с отрицанием митогенетического эффекта [4, 5] были выполнены с серьезными отклонениями от методики и опровергнуты в ответной критике [6]. Экспериментальные работы, показавшие как положительные, так и отрицательные результаты, подробно проанализированы в обзоре [7].

Длина волны митогенетического излучения составляет 190—250 нм [8–10], интенсивность – 100—1000 квантов на кв. см в секунду [11]. Обнаружено, что слабое излучение от физических источников того же спектрального диапазона, оставаясь на порядки выше по мощности, чем излучение биологических

объектов, действует аналогично последнему [8, 9, 12]. Это связывают с тем, что и в том, и в другом случае УФ-излучение воздействует только на поверхностные слои детектора и вызывает в нем волну вторичного излучения, причем именно интенсивность вторичного излучения определяет величину наблюдаемого эффекта. Причиной возникновения митогенетического излучения большинство авторов считает хемилюминесценцию.

Активным источником митогенетического излучения является кровь некоторых здоровых животных и человека. Излучение крови главным образом связано с гликолитическими процессами [2, 13]. Кровь здоровых молодых людей является хорошим источником излучения. При злокачественных новообразованиях излучение исчезает очень рано, этот эффект был обнаружен в 1925 г. Л.Д. Гурвич и С.Я. Залкиндом (цит. по [2]). В 1936 г Л.Д. Гурвич и С.Я. Залкинд проанализировали данные, полученные 22 авторами на 1200 испытуемых, и показали высокую корреляцию излучения крови со злокачественными новообразованиями: у здоровых людей 20—50 лет митогенетическое излучение крови наблюдалось в 90% случаев, у больных – в 5%. Позднее было показано, что митогенетическое излучение крови прекращается или ослабевает также и при физической нагрузке (Брайнес, цит. по [2]), умственной нагрузке (Ефимов, Летунов цит. по [2]), голодании, различных заболеваниях (диабете, циррозе печени и др [2, 13]).

Было обнаружено, что во всех случаях, не связанных с онкологическими заболеваниями, кровь перестает излучать из-за веществ, поглощающих УФ-излучение. Они были названы гасителями. При злокачественных новообразованиях излучение отсутствует по другой причине - в крови появляется высокоспецифическое вещество, которое подавляет сам процесс генерации УФ-излучения в любой ферментативной среде с аминокислотами. Это вещество получило название «ракового тушителя».

Тушитель содержится в свободной от белков фракции крови, имеет отрицательный электрический заряд, в растворе он довольно стоек, но термолабилен, не диффундирует через коллоидную перегородку, выдерживает высушивание при 37 градусах, адсорбируется на каолин и может быть отмыт от него щелочным раствором. Выделение опухолью тушителя происходит в чрезвычайно малых количествах, конечная его концентрация обусловлена аутокаталитическим размножением в крови за счет аминокислот. Добавление 1 капли крови больного к 1 см³ раствора аминокислот через 30 минут приводит к полному исчезновению митогенетического излучения, дальнейшие многократные переносы в свежий раствор аминокислот в концентрации 1:10 демонстрировали тот же эффект (исследовалось вплоть до 15 переносов).

Гасителями являются продукты паталогического метаболизма, например, ацетон при диабете. При кипячении тушитель разрушается, а гасители полностью сохраняются. Гасители в отличие от тушителя не являются ферментами, не обладают аутокаталитической способностью в аминокислотах. При переносе

сах они быстро теряют свойство подавлять излучение (обычно уже при втором переносе при стократном разведении в крови с нормальным излучением).

Тушитель имеется только в крови людей со злокачественными опухолями и состояниями, которые относят к предраковым. Он появляется задолго до первых морфологических признаков злокачественного роста (например, тушитель в крови мышей появляется через 1—2 суток после прививки карциномы). Было экспериментально показано, что после радикальной операции митогенетическое излучение восстанавливалось на 4—6 день; во всех случаях, когда излучение продолжало отсутствовать, неизменно наступал рецидив (Кленицкий, Гольдберг, цит. по [13]). Были разработаны методики, позволяющие определить наличие тушителя в крови. Систематическим экспериментальным исследованиям онкодиагностики с помощью тушителя посвящены диссертации [14, 15], несколько книг и статей [13, 16, 17]. Вместе с тем ряд публикаций с ложноположительными результатами, в которых зачастую недостаточно точное соблюдение биологических аспектов эксперимента сочеталось с высокой погрешностью измерительной техники, в значительной мере дискредитировали это направление.

Значительный прогресс, произошедший за последние десятилетия в области методов биомолекулярного анализа, клеточной биологии и биохимии, физических методов и техники эксперимента позволяет надеяться, что это незаслуженно забытое направление получит дальнейшее развитие на современном уровне – будет проведена ревизия научных гипотез и экспериментальных результатов по митогенетическому эффекту и раковому тушителю, определен состав тушителя, реализован переход от биологического к физическому детектированию эффекта тушения, разработана соответствующая методика для ранней онкодиагностики и прогноза метастазирования.

Библиографический список

1. *Rahn O.* Invisible radiations of organisms // Berlin: Gebruder Borntraeger, 1936.
2. *Гурвич А.Г.* Митогенетическое излучение // Л.: Изд. ВИЭМ, 1934.
3. *Залкинд С.Я.* Митогенетические лучи и деление клеток // М.-Л.: Госиздат, 1930.
4. *Hollaender A.* An experimental study of the problem of mitogenetic radiation // Washington: National research council of the National academy of sciences, 1937.
5. *Westenberg J.* Die “slide-cell” Methode von Wolff und Ras zum Nachweis von Gurwitsch-Strahlen // Amsterdam: N.V. Noord-Hollandsche Uitgeversmaatschappij, 1935.
6. *Гурвич А.Г.* Введение в учение о митогенезе // Ленинград, 1948.
7. *Volodyaev I.* Revisiting the mitogenetic effect of ultra-weak photon emission. // *Frontiers in physiology.* 2015. Т. 6. С.241.
8. *Chariton J.* Uber die Wellenlange und Intensitat mitogenetischer Strahlung // *Naturwissenschaften.* 1930. Т. 18. С.411.
9. *Frank G.* Das mitogenetische Reizminimum und -maximum und die Wellenlange mitogenetischer Strahlen // *Biol. Zentr.* 1929. Т. 49. С.129.
10. *Kannegiesser N.* Die mitogenetische Spektralanalyse. I. Introduktion by A. Gurwitsch // *Bi-ochem. Zeitsch.* 1931. № 236 С.415–424.
11. *Frank G.* Uber den physikalischen Nachweis mitogenetischer Strahlung und die Intensitat der Muskelstrahlung // *Die Naturwissenschaften.* 1931. Т. 19. № 30. С.659–659.

12. *Albrecht-Buehler G.* A long-range attraction between aggregating 3T3 cells mediated by near-infrared light scattering. // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America.* 2005. Т. 102. № 14. С.5050–5.
13. *Гурвич А.Г.* Учение о раковом тушителе. Теория и клиника // М.: Изд. АМН СССР, 1937. 100с.
14. *Песоченский В.С.* Феномен тушения митогенетического излучения крови при раке и "предраковых" состояниях: Дисс. д-р мед. наук / Песоченский В.С. 1942.
15. *Авчина Е.Е.* О прогностическом значении реакции тушения митогенетического излучения крови при лечении рака матки: Дисс. канд. мед. наук / Авчина Е.Е. 1950.
16. *Гурвич А.Г.* Митогенетическое излучение: Физико-химические основы и приложения в биологии и медицине // М.: Медгиз, 1945.
17. *Песоченский В.С.* Тушение митогенетического излучения крови при раке и "предраковых" состояниях // Москва: Изд-во Академии медицинских наук СССР, 1947. С. 102–114.

4 ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКА

ПРОБЛЕМЫ АНАЛИЗА СИГНАЛОВ И ШУМОВ В АВТОДИННЫХ СИСТЕМАХ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Я. Носков¹, С.М. Смольский², К.А. Игнатков¹

¹Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург

²Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва

E-mail: noskov@oko-ek.ru

«Поскольку автодин выполняет одновременно функции как передачи, так и приёма, описание его работы с помощью отдельных, независимых характеристик передачи и приёма невозможно или, по меньшей мере, носит искусственный характер. При описании и анализе автодина необходимо учитывать существенную взаимосвязь этих характеристик, которая возникает вследствие фазовой когерентности и амплитудной взаимозависимости генерируемых и принимаемых отражённых колебаний». И.М. Коган.

Научное направление, связанное с изучением автодинов и их применением, прежде всего, в военном деле, затем, в различных областях науки и техники, окончательно сложилось в конце 60 гг. прошлого века. За прошедшие с тех пор годы многое изменилось. Появились новые типы активных элементов, обеспечивающих незатухающие колебания в автогенераторах. Значительно «шагнул» вверх частотный диапазон, в котором успешно функционируют автодины. Невероятно расширилась область применения автодинов. Однако научное положение, сформулированное одним из основоположников этого направления, И.М. Коганом [1], и вынесенное нами в эпиграф настоящего доклада остаётся в силе и в наши дни. Оно лежит в основе понимания сути проблем анализа сигналов и шумов автодинных систем, обсуждению которых посвящен настоящий доклад. Он базируется на результатах выполненных нами многочисленных исследований автодинов мм-диапазона.

В основе нашего подхода используется классическая модель автодинной системы в виде одноконтурного генератора, находящегося под воздействием собственного отражённого от объекта локации излучения, модуляции параметров и собственных шумов активного элемента. В приближении малого отражённого от цели излучения, когда $\Gamma \ll 1$, работа генератора в окрестности стационарного режима описывается системой линеаризованных дифференциальных уравнений для относительных автодинных изменений амплитуды $a = (A - A_0) / A_0$ и частоты $\chi = (\omega - \omega_0) / \omega_0$ автоколебаний генератора следующего вида [2–4]:

$$(Q_H / \omega_c)(da/dt) + \alpha a + \varepsilon \chi = \Gamma(t, \tau) \eta \cos \delta(t, \tau) - (\alpha m_{ам} + \varepsilon m_{чм}) f_{мод}(t) + n_c(t), \quad (1)$$

$$\beta a + Q_H \chi = -\Gamma(t, \tau) \eta \sin \delta(t, \tau) - (\beta m_{ам} + Q_H m_{чм}) f_{мод}(t) - n_s(t), \quad (2)$$

где $A \equiv A(t)$, $\omega \equiv \omega(t) = d\Psi(t)/dt$ и A_0 , ω_0 – текущие и установившиеся (при $\Gamma(t, \tau) = 0$) амплитуда и частота колебаний генератора соответственно; $\Psi(t)$ – фаза колебаний генератора в текущий момент времени; ω_c , Q_H – собственная частота резонатора и его нагруженная добротность; α , ε , β – безразмерные параметры генератора, определяющие крутизну его инкремента, неизодромность и неизохронность соответственно, полученные в окрестности стационарного режима; $\eta = Q_H / Q_{вн}$, Q_H , $Q_{вн}$ – кпд, нагруженная и внешняя добротности колебательной системы; $\Gamma(t, \tau) = \Gamma[A(t, \tau) / A(t)]$, $\delta(t, \tau) = \Psi(t) - \Psi(t, \tau)$ – модуль и фаза мгновенного коэффициента отражения, приведённого к входу-выходу генератора соответственно; Γ – коэффициент, характеризующий затухание излучения по амплитуде при его распространении до объекта и обратно; $A(t, \tau)$, $\Psi(t, \tau)$ – амплитуда и фаза колебаний генератора из предыстории системы ($t - \tau$); $m_{ам}$, $m_{чм}$ – коэффициенты амплитудной (АМ) и частотной (ЧМ) модуляции; $n_c(t)$, $n_s(t)$ – усредненные за период колебаний «косинусная» и «синусная» составляющие относительного внутреннего шума генератора; $f_{мод}(t)$ – нормированная модулирующая функция.

Применительно к автодинным системам непрерывного излучения основным фактором, определяющим формирование сигнальных и шумовых характеристик, является динамика изменения функций запаздывающего воздействия $\Gamma(t, \tau)$ и $\delta(t, \tau)$. Однако эти функции являются неявными. Для их выявления в соответствие с теорией систем с запаздыванием [5] нами выполнено разложение $A(t, \tau)$ и $\Psi(t, \tau)$ в ряды Тейлора по малому параметру τ по сравнению с текущим временем t :

$$A(t, \tau) = A(t) - \frac{\tau}{1!} \frac{dA(t)}{dt} + \frac{\tau^2}{2!} \frac{d^2 A(t)}{dt^2} - \frac{\tau^3}{3!} \frac{d^3 A(t)}{dt^3} + \dots, \quad (3)$$

$$\Psi(t, \tau) = \Psi(t) - \frac{\tau \omega(t)}{1!} + \frac{\tau^2}{2!} \frac{d\omega(t)}{dt} - \frac{\tau^3}{3!} \frac{d^2 \omega(t)}{dt^2} + \dots, \quad (4)$$

Необходимо отметить, что разложения (3) и (4) справедливы при условии формирования гладких автодинных изменений параметров колебаний. При этом точность решения системы (1) и (2) растёт с увеличением числа используемых членов разложений (3) и (4).

Описанный подход позволил рассмотреть особенности формирования сигнальных характеристик в обычных автодинах непрерывного излучения без модуляции [4, 6]. Полученные результаты для случая, когда период автодинного отклика соизмерим или даже меньше времени запаздывания отражённого излучения, показали, что уровень ангармонических искажений автодинных сигналов при гипотетическом сохранении амплитуды отражённой волны

уменьшается с увеличением расстояния до отражающего объекта. При этом степень искажения автодинных сигналов и их свойства определяются величиной известного параметра обратной связи C_{oc} автодинной системы [7].

Разработан метод расчёта динамических характеристик автодинных генераторов, основанный на использовании квазистатического приближения высокого порядка, который учитывает инерционность изменений амплитуды колебаний и частотную дисперсию автодинной девиации частоты [8]. Показано, что уровень искажений характеристик зависит не только от внутренних свойств генератора, величины параметра C_{oc} , но и направления движения отражающего объекта [9].

В результате выполненных исследований автодинного эффекта в генераторах с гармоническим законом АМ показано, что данным генераторам также свойственны ангармонические искажения сигналов вследствие автодинных изменений частоты генерации, как и обычным (немодулированным) автодинам [10]. Отличительные особенности автодинов с АМ состоят в том, что автодинный отклик переносится также на гармоники частоты модуляции, причём эффективность этого переноса повышается с увеличением глубины АМ и зависит также от расстояния до отражающего объекта. Благодаря этому автодины с АМ на гармониках частоты модуляции обладают свойством амплитудной селекции отражающих объектов на определённых расстояниях, что обеспечивает повышение помехоустойчивости систем.

На основе разработанного подхода выполнены исследования особенностей формирования сигналов в автодинных системах как для случая неподвижного, так и движущегося отражающего объекта при использовании различных законов ЧМ излучения [11–13]. Расчёты и экспериментальные исследования сигналов для линейных видов ЧМ показали, что частота автодинного сигнала как для движущегося, так и неподвижного отражателя точно соответствует частоте преобразованного сигнала, получаемого в случае гомодинной системы [1]. Однако наличие ангармонических искажений автодинных сигналов и обогащение спектра требуют своего учёта в устройствах обработки в условиях, когда расстояние до отражающего объекта мало, а величина параметра C_{oc} соизмерима с единицей.

Полученные результаты исследований характеристик автодинов для случая, когда период автодинного отклика соизмерим или даже меньше времени запаздывания отражённого излучения, показали, что уровень искажения автодинных сигналов при гипотетическом сохранении амплитуды отражённой волны уменьшается с увеличением расстояния до отражающего объекта. Расчёты показали, что при величине параметра C_{oc} , превышающей его граничное значение даже в несколько раз, в высших рабочих зонах автодинных систем с ЧМ может обеспечиваться устойчивая работа генератора с формированием квазигармонических сигналов.

Из результатов выполненных исследований [2, 3] шумовых характеристик обычных автодинов и автодинов с ЧМ установлено, что в случае пренебрежимо малых по сравнению с единицей значений параметра C_{oc} зависимость среднеквадратического уровня как частотных, так и амплитудных шумов от относительного расстояния до отражающего объекта практически отсутствует. Однако в случае сильного сигнала, когда величина параметра C_{oc} соизмерима с единицей, в автодинной системе наблюдается периодическая нестационарность уровня шума. При этом в одних положениях отражателя уровни шума по отношению к случаю слабой обратной связи могут заметно снижаться, а в других – значительно расти, причём увеличению уровня шума соответствует более крутые участки частотной характеристики автодина, а его уменьшению – более пологие.

Кроме того, установлено, что среднее значение уровня шума за период автодинного сигнала во всех случаях, как малого, так и большого отношения сигнал/шум, сохраняется практически неизменным и равным уровню шумов автономного генератора. Выявленные особенности формирования автодинных и шумовых характеристик генераторов необходимо учитывать при расчёте энергетического потенциала систем и обработке выходных сигналов как радиоволновых, так и оптических автодинных датчиков и измерителей.

Библиографический список

1. Коган И.М. Ближняя радиолокация (теоретические основы) // М.: Сов. Радио. 1973. 272 с.
2. Носков В.Я., Игнатков К.А. Особенности шумовых характеристик автодинов при сильной внешней обратной связи // Известия вузов. Физика. 2013. № 12. С. 112–124.
3. Носков В.Я., Васильев А.С., Ермак Г.П., Игнатков К.А., Чупахин А.П. Флуктуационные характеристики автодинных радиолокаторов с частотной модуляцией // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2017. Т. 60. № 3. С. 154–165.
4. Носков В.Я., Игнатков К.А., Смольский С.М. Зависимость автодинных характеристик от внутренних параметров СВЧ генераторов // Радиотехника. 2012. № 6. С. 24–42.
5. Солодов А.В., Солодова Е.А. Системы с переменным запаздыванием // М.: Наука. 1980. 384 с.
6. Носков В.Я., Игнатков К.А. Динамические особенности автодинных сигналов // Известия вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 4. С. 56–64.
7. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В. Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов // Саратов: Изд-во Саратовского ун-та. 2003. 312 с.
8. Носков В.Я., Игнатков К.А. О применимости квазистатического метода анализа автодинных систем // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2014. Т. 57. № 3. С. 44–56.
9. Носков В.Я., Игнатков К.А., Смольский С.М. Современные гибридно-интегральные автодинные генераторы микроволнового и миллиметрового диапазонов и их применение. Часть 7. Динамика формирования автодинных и модуляционных характеристик // Успехи современной радиоэлектроники. 2013. № 6. С. 3–52.
10. Носков В.Я., Смольский С.М. Автодинный эффект в генераторах с амплитудной модуляцией // Радиотехника. 2011. № 2. С. 21–36.

11. *Noskov V.Ya., Ignatkov K.A., Chupahin A.P., Vasiliev A.S., Ermak G.P., Smolskiy S.M.* Signals of Autodyne Radars with Frequency Modulation According to Symmetric Saw-Tooth Law // *Telecommunication and Radio Engineering*, 2016, vol. 75, no. 17, pp. 1551–1566.
12. *Ermak G.P., Vasiliev A.S., Noskov V.Ya., Ignatkov K.A.* Moving object signal peculiarities of an autodyne radar with symmetric saw-tooth FM law // 2017 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo) (September 11-15, 2017), Odesa, Ukraine, 2017, p. 1–4.
13. *Noskov V.Ya., Ignatkov K.A., Chupahin A.P., Vasiliev A.S., Ermak G.P., Smolskiy S.M.* Signals of Autodyne Sensors with Sine Frequency Modulation // *Radioengineering: Proceedings of Czech and Slovak Technical Universities and URSI Committers*, 2017, vol. 26, no. 4, pp. 1182–1190. <https://dx.doi.org/10.13164/re.2017.1182>.
14. *Носков В.Я., Игнатков К.А., Чупахин А.П.* Анализ сигналов от движущегося объекта автотодных локаторов с линейными видами модуляции частоты // *Уральский радиотехнический журнал*. 2017. Т. 1. № 1. С. 25–54.

ПРИМЕНЕНИЕ БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ СВЧ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ЛОКАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ МЕТОДОМ СВЧ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, А.А. Калямин, И.В. Шаров
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: alexey-gtp@mail.ru

Благодаря высокой локальности и чувствительности ближнеполевой [1,2] СВЧ микроскопии открывается возможность регистрации изменения свойств полупроводниковых материалов при внешних воздействиях на образец, в частности, изменения подвижности носителей заряда при воздействии на полупроводник внешнего магнитного поля. Описанный способ, использующий для измерения подвижности носителей заряда сканирующий ближнеполевой СВЧ микроскоп, позволяет измерять подвижность носителей заряда бесконтактно с высокой степенью локальности, строить профили распределения подвижности носителей заряда вдоль координаты сканирования, измерять подвижность носителей заряда в полупроводниковых приборах при прохождении через них электрического тока, что выгодно отличает его от известных способов [3-4].

В эксперименте к широкой грани исследуемого образца арсенида галлия подводился зонд ближнеполевого СВЧ микроскопа, в котором в качестве измерительной резонансной головки использовался низкоразмерный волноводный резонатор типа «индуктивная диафрагма – емкостная диафрагма». При этом вектор напряженности электрического СВЧ поля между связанными с низко-

размерным резонатором близкорасположенными друг от друга на концах игла-ми-зондами был перпендикулярен вектору индукции магнитного поля.

Производились измерения модуля коэффициента отражения с индукцией внешнего магнитного поля, изменяющейся от -140 мТл до 140 мТл. Полученная зависимость модуля коэффициента отражения от индукции магнитного поля представлена на рис. 1.

Измеренный коэффициент отражения для противоположных направлений приложенного внешнего магнитного поля оказываются различны, что может быть объяснено эффектом смещения СВЧ поля либо по направлению к зондам, либо в противоположном направлении [5,6]. Такое смещение можно считать физически эквивалентным уменьшению или увеличению зазора между зондами и поверхностью полупроводника. Экспериментальная зависимость модуля коэффициента отражения от расстояния между зондами и образцом представлена на рис. 2. Наблюдаемый на графике линейный участок зависимости R от x в области, соответствующей реальным значениям величины изменения зазора, связанным с эффектом смещения СВЧ поля, наблюдаемым в эксперименте по определению подвижности, позволяет использовать формулу среднего арифметического для устранения погрешности, возникающей из-за эффекта смещения поля.

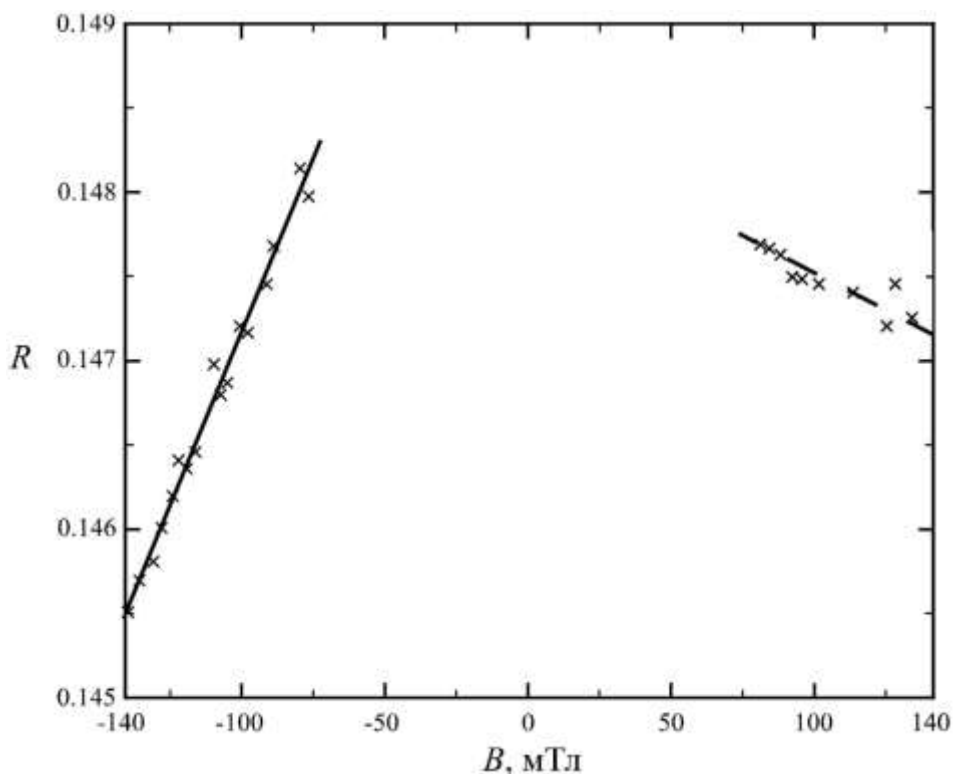


Рис. 1. Экспериментальная зависимость модуля коэффициента отражения R от индукции магнитного поля B : основное направление вектора индукции магнитного поля (пунктирная линия), противоположное направление вектора индукции магнитного поля (сплошная линия).

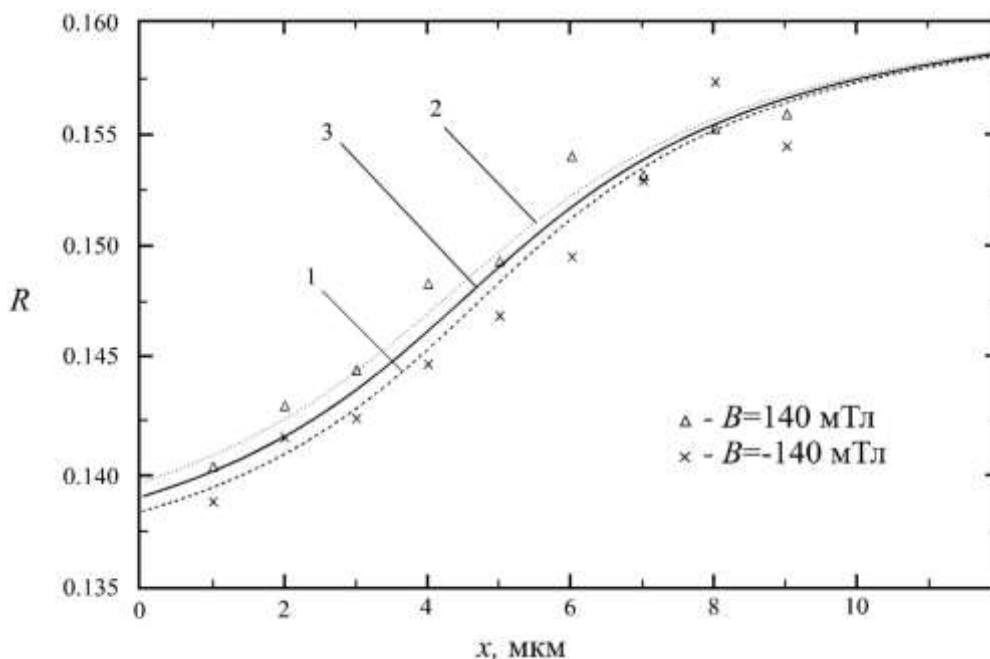


Рис. 2. Экспериментальная зависимость модуля коэффициента отражения R от расстояния зонд-образец x : 1 – $B = -140$ мТл, 2 – $B = 140$ мТл, 3 – калибровочная кривая

Используя для расчета среднее арифметическое значение модуля коэффициента отражения для двух противоположных направлений магнитного поля с индукцией 140 мТл было вычислено значение подвижности носителей заряда $\mu = 4190 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Полученное значение СВЧ подвижности носителей заряда в арсениде галлия хорошо согласуется со справочными данными. Показанная возможность измерения СВЧ подвижности носителей заряда с помощью сканирующего ближнеполевого СВЧ микроскопа и использованием эффекта СВЧ магнитосопротивления открывает перспективу исследования с высокой степенью локальности сложных полупроводниковых структур, в том числе построения профилей распределения подвижности носителей заряда от координаты сканирования.

Библиографический список

1. Усанов Д.А. Ближнеполевая сканирующая СВЧ-микроскопия и области ее применения. // Саратов. Изд-во Саратов. ун-та. 2010. С. 100.
2. Gregory P., Blackburn J. F., Lees K., Clarke R. N., Hodgetts T. E., Hanham S. M., Klein N. Measurement of the permittivity and loss of high-loss materials using a near-field scanning microwave microscope // Ultramicroscopy. 2016. V. 161. P. 137.
3. Usanov D., Skripal A., Abramov A., Bogolubov A., Skvortsov V., Merdanov M. Measurement of the metal nanometer layer parameters on dielectric substrates using photonic crystals based on the waveguide structures with controlled irregularity in the microwave band // Proc. of 37rd European Microwave Conference Munich, Germany. 2010. P. 198.
4. Usanov D., Skripal A., Ponomarev D., Latysheva E., Nikitov S. New Techniques of Measurement Parameters of Thin Semiconductor Layers by means of Microwave Photonic Crystals // Proc. of 20th International Conference on Microwaves, Radar, and Wireless Communications MIKON-2014 – Gdansk. Poland. 2014. V.1. P. 62.

5. Barlow H.E.M., Koike R. Microwave propagation in a waveguide containing a semiconductor to which is applied a steady transverse magnetic field // Proceedings of the IEEE, 1963. V. 110 (12), P. 2177.
6. Баранов Л.Н., Гаманюк В.Б., Усанов Д.А. К вопросу о невязимном распространении волн в волноводе, частично заполненном полупроводником // Радиотехника и электроника, 1973. Т.18 (11), С.73.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ АГЛОМЕРАТОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, Т.С. Бочкова, С.В. Игонин
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: usanovda@info.sgu.ru

В ряде экспериментальных работ рассматривается образование агломератов наночастиц магнетика в объеме магнетитовых коллоидов при приложении магнитного поля [1-2]. Учет наличия агломератов должен приводить к более точному теоретическому описанию взаимодействия магнитной жидкости с электромагнитной волной СВЧ диапазона и, соответственно, к увеличению точности определения параметров [3].

Для учета распределения агломератов вдоль волновода восьмимиллиметрового диапазона длин волн применялся метод матриц передачи.

Для измерения коэффициента отражения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне применялся мостовой метод [3,4] с использованием двойного волноводного тройника, в измерительное плечо которого помещался слой магнитной жидкости, полностью заполняющий поперечное сечение волновода.

Расчет параметров производится в ходе решения обратной задачи

$$S(d, \varphi, \varepsilon, tg \delta) = \sum_{i=1}^n (R(\omega_i, d, \varphi, \varepsilon, tg \delta) - R_{exp}(\omega_i))^2, \quad (1)$$

$$R = \frac{\gamma_0^2 sh(\gamma L_f)(1 + e^{-2\gamma_0 L_v}) - 2\gamma \cdot \gamma_0 ch(\gamma L_f)e^{-2\gamma_0 L_v} - \gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 - e^{-2\gamma_0 L_v})}{\gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 + e^{-2\gamma_0 L_v}) + 2\gamma \cdot \gamma_0 ch(\gamma L_f) + \gamma^2 sh(\gamma L_f)(1 - e^{-2\gamma_0 L_v})}, \quad (2)$$

где γ_0 – постоянная распространения СВЧ волны в пустой части волновода, γ – постоянная распространения в участке волновода, полностью заполненном магнитной жидкостью, L_v – толщина слоя магнитной жидкости, L_f – расстояние до короткозамыкающего поршня, R_{exp} – экспериментальные значения (n шт.) коэффициента отражения для различных частот ω_i , R – теоретически рассчитанный коэффициент отражения для различных частот ω_i , $d, \varphi, \varepsilon, tg \delta$ – средний диаметр магнетитовых частиц, объемная доля твердой фазы, диэлек-

трическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь магнитной жидкости, соответственно.

Основная формула объемного возмущения волновода имеет вид [5]

$$\gamma_1 - \gamma_0 = \omega \frac{\int_A (\Delta\varepsilon * E \cdot E_0 + \Delta\mu * H \cdot H_0) ds}{\int_A ([E_0 \times H] + [E \times H_0]) ds}, \quad (3)$$

где γ_1 , E , H – постоянная распространения, векторы напряженности электрического E и H магнитного поля СВЧ волны на участке волновода, содержащем материал, выступающий в качестве возмущения, γ_0 , E_0 , H_0 – на участке невозмущенного волновода, $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\mu$ – разность между абсолютными диэлектрическими и магнитными проницаемостями материала, выступающего в качестве возмущения, и невозмущенной среды, A – площадь поперечного сечения волновода.

В случае, когда включения, рассматриваемые в качестве возмущения среды, слабо изменяют поле в волноводе, можно считать [6], что

$$E = E_0, \quad H = \frac{\gamma_1}{\gamma_0} H_0. \quad (4)$$

Комплексная постоянная распространения γ_1 определялась численными методами из уравнения

$$\begin{aligned} & (\gamma' + j\gamma'') - \gamma_0 + \\ & + \omega \frac{\int_A \left[\Delta\varepsilon(x, y) \frac{\omega^2 \pi^2}{a^2} \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) - \Delta\mu(x, y, \varphi_{agl}) \frac{(\gamma' + j\gamma'')}{\gamma_0} \frac{\pi^2}{\mu^2 \mu_0^2 a^2} \left(\gamma_0^2 \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \frac{\pi^2}{a^2} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \right) \right] dx dy}{\int_A \left[\left(1 + \frac{(\gamma' + j\gamma'')}{\gamma_0} \right) \frac{\omega \pi^2}{\mu \mu_0 a^2} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sqrt{-\frac{\pi^2}{a^2} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) - \gamma_0^2 \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right)} \right] dx dy} = 0, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\mu = \mu(\omega, d, \varphi, \varepsilon, \operatorname{tg} \delta), \quad (6)$$

где γ_0 – постоянная распространения в невозмущенном волноводе, $\gamma_1 = \gamma' + j\gamma''$ – искомая комплексная постоянная распространения в волноводе с учетом возмущения в виде агломератов, ω – круговая частота электромагнитного излучения СВЧ диапазона, a – размер широкой стенки волновода, $\Delta\varepsilon(x, y)$, $\Delta\mu(x, y, \varphi_{agl})$ – разность между абсолютными диэлектрическими и магнитными проницаемостями материала, выступающего в качестве возмущения, и невозмущенной среды в каждой точке поперечного сечения волновода, φ_{agl} – объемная доля твердой фазы частиц магнетита, принявших участие в агломерации. При этом учитывалось, что с увеличением концентрации агломератов объемная доля твердой фазы в магнитной жидкости без агломератов уменьшается $\varphi = \varphi_0 - \varphi_{agl}$.

Искомыми являются значения параметров магнитной жидкости, при которых функция невязки (1), приобретает минимальное значение.

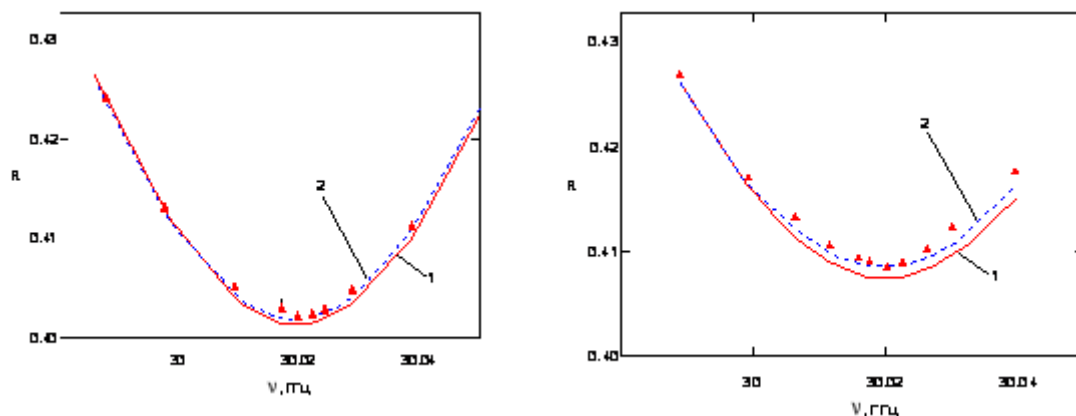
Для определения распределения агломератов слой магнитной жидкости при приложении магнитного поля напряженностью 11,5 кЭ исследовался с использованием оптического микроскопа HIROX КН-7700. С помощью про-

граммного пакета Gwiddion было получено распределение агломератов по длинам и толщинам.

Для определения эффективной постоянной распространения γ_{eff} на участке волновода, заполненного магнитной жидкостью, с учетом распределения агломератов вдоль оси z , использовался метод матриц передачи. Объем магнитной жидкости представлялся в виде многослойной структуры, состоящей из множества чередующихся слоев: слои толщиной $L_1 = 1$ мкм, содержащие магнитную жидкость с агломератами магнитных частиц и слои толщиной $L_2 = 10$ мкм, содержащие магнитную жидкость без агломератов.

Путем решения обратной задачи численными методами, была рассчитана эффективная постоянная распространения электромагнитной волны с учетом распределения агломератов вдоль направления распространения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне, которая использовалась в выражении (2), при определении значения функции невязки (1). В итоге, методом последовательных приближений, были найдены искомые значения параметров, при которых функция (1) принимает наименьшее значение.

На рис. 1 показаны частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения СВЧ диапазона при различных температурах. Кривая 1 рассчитана без учета агломератов, кривая 2 рассчитана с учетом агломератов, образующихся при величине внешнего магнитного поля 11.5 кЭ, распределенных по объему магнитной жидкости, точки, отмеченные треугольниками – экспериментальные данные. Частотная зависимость, рассчитанная с учетом пространственного распределения агломератов, лучше совпадает с экспериментальными данными, чем зависимость, рассчитанная без учета агломератов.



а)

б)

Рисунок 1 Частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при температуре 253 К (а) и температуре 293 К (б): 1 – частотная зависимость без учета агломератов; 2 – частотная зависимость с учетом агломератов, распределенных по объему магнитной жидкости; 3 – экспериментальные данные.

Параметры агломератов определялись при решении обратной задачи методом наименьших квадратов с использованием функционала (1). В качестве

экспериментальных значений использовались частотные зависимости коэффициента отражения от слоя магнитной жидкости при приложении магнитного поля с напряженностью 11,5 кЭ при температурах 253 К (рис. 5 а) и 293 К (рис. 5 б). Теоретические частотные зависимости рассчитывались по формуле (2). В качестве постоянной распространения в заполненной части волновода принималась эффективная постоянная распространения γ_{eff} , зависящая от искоемых параметров и учитывающая наличие агломератов в магнитной жидкости.

Результаты расчетов параметров без учета и с учетом наличия агломератов сведены в таблицу I, где $\Delta = \frac{x_0 - x_1}{x_1} \cdot 100\%$ – относительная разница между значениями искомого параметра, рассчитанного без учета x_0 и с учетом агломератов x_1 .

Таблица I. Параметры магнитной жидкости, рассчитанные без и с учетом агломератов.

Параметр	x_0	x_1	$\Delta, \%$
d, нм	8	8,28	3,4
φ	0,144	0,135	6,3
ε	3,58	3,19	10,8
tg δ	0,045	0,052	13,5

В результате решения обратной задачи были определены средний диаметр магнетитовых частиц (8,28 нм), объемная доля твердой фазы (0,135), диэлектрическая проницаемость (3,19) и тангенс угла диэлектрических потерь (0,052). Полученные значения среднего диаметра магнетитовых частиц и объемной доли твердой фазы с учетом агломератов лучше согласуются с независимыми измерениями диаметра магнетитовых частиц по кривой намагниченности, чем без учета агломератов.

Библиографический список

1. Vales-Prinzon C., Alvarado-Gil J.J., Medina-Esquivel R., Martinez-Tores P. // J. Magn. Magnet. Mater. 2014. V. 369. P. 114–121.
2. Pshenichnikov A.F., Ivanov A.S. Magnetophoresis of particles and aggregates in concentrated magnetic fluids // Phys. Rev. E 86. 051401 (2012).
3. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Курганов А.В. // ЖТФ. 2001. Т.71. №12. С.26-29.
4. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В., Постельга А.Э., Райхер Ю.Л., Степанов В.И. // ЖТФ. 2006. Т.76. №11. С.126-129.
5. Никольский В.В. // Радиотехника и электроника. 1957. Т.2. №2. С.157-171.
6. Чэмплин К.С., Армстронг Д.Б. // ТИРИ. 1962. Т.50. №2. С.272-273

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ БЕСКОНТАКТНЫМИ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ МЕТОДАМИ

Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, К.А. Гуров, Е.Ю. Дмитриева
Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
E-mail: kirill.gurov93@mail.ru

Для определения электрофизических параметров полупроводниковых материалов и структур могут быть использованы результаты измерения спектров отражения взаимодействующего с ними сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения при условии, что известно их теоретическое описание и возможно решение соответствующей обратной задачи [1].

Для одновременного измерения эффективных масс электропроводности и плотности состояний, с использованием стандартной измерительной аппаратуры предложено проводить измерения электропроводности СВЧ методом при ряде различных температур: от значения, для которого характерно изменение электропроводности за счет ионизации примеси, до значения, для которого характерно преимущественное рассеяние носителей заряда на фононах. Для исключения неоднозначности в определении эффективных масс необходимо использовать известное соотношение для температурной зависимости концентрации и учитывать наличие двух механизмов рассеяния.

Для нахождения значений электропроводности (σ) и толщины слоя полупроводника (d_{nn}) по спектрам отражения электромагнитного излучения $R_{exp0}(\omega_i)$ и $R_{exp1}(\omega_i)$ был использован метод наименьших квадратов [2], в котором находилась комбинация σ и d_{nn} , при которой достигалось минимальное значение функции невязок, вида:

$$S_1(\sigma, d_{nn}) = \sum_i [R_{teor}(T_0, \omega_i, \sigma, d_{nn})^2 - R_{exp}(\omega_i)^2]^2,$$

где $R_{exp}(\omega_i)$ и $R_{teor}(T_0, \omega_i, \sigma, d_{nn})$ – экспериментально измеренный и рассчитанный теоретически спектры отражения. Искомые значения толщины и электропроводности находятся из условий:

$$\frac{\partial S(\sigma, d_{nn})}{\partial d_{nn}} = 0; \quad \frac{\partial S(\sigma, d_{nn})}{\partial \sigma} = 0.$$

Для реализации данного метода была измерена температурная зависимость электропроводности образца $\sigma_{exp}(T_i)$ (сплошная линия на рис.1), необходимая для определения эффективных масс.

С учетом температурных зависимостей концентрации и подвижностей носителей заряда и выражения, учитывающего воздействие двух механизмов рассеяния [3], была получена зависимость, определяющая электропроводность образца, которая может быть записана в виде:

$$\sigma(T) = \frac{1 + \sqrt{1 + 4 \cdot N \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2}{m_d^* \cdot k \cdot T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta W}{k \cdot T}\right)}}{\frac{3\sqrt{2} \cdot N \cdot E_I^2 \cdot m^{*\frac{5}{2}} \cdot (k \cdot T)^{\frac{3}{2}}}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \hbar^4 \cdot c_I \cdot E^* \cdot \frac{1}{2}} + \frac{N^2 \cdot \pi^{\frac{3}{2}} \cdot e^4 \cdot \sqrt{m^*} \cdot g(T)}{2\sqrt{2} \cdot \varepsilon_L^2 \cdot \left(\frac{3 \cdot k \cdot T}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + 4 \cdot N \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2}{m_d^* \cdot k \cdot T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta W}{k \cdot T}\right)}\right)}}, \quad (1)$$

где \hbar – приведенная постоянная Планка, $c_I = 16.6 \cdot 10^{10}$ Н/м² – упругая постоянная кристалла при продольных колебаниях [4], ΔW – энергия активации примеси, E^* – приведенная энергия рассеиваемого электрона, $E_I \approx 7$ эВ – константа деформации потенциала [4], m^* – эффективная масса электропроводности носителей заряда, m_d^* – эффективная масса плотности состояний, k – постоянная Больцмана, N – концентрация примеси, ε_L – диэлектрическая проницаемость решетки,

$g(T) = \ln(1 + \eta(T)) - \eta(T)/(1 + \eta(T))$,
 $\eta(T) = 3 \cdot m_{n,p}^* \cdot k^2 \cdot T^2 \cdot \varepsilon / \pi \cdot \hbar^2 \cdot e^2 \cdot n, p(T)$. В данную зависимость одновременно входят эффективные массы электропроводности и плотности состояний, благодаря чему, возможно их одновременное определение по экспериментальным температурным зависимостям электропроводности.

Для нахождения значений m^* и m_d^* был также применен метод наименьших квадратов, но с функцией невязок вида

$$S_2(m^*, m_d^*) = \sum_i [\sigma_{teor}(T_i, m^*, m_d^*)^2 - \sigma_{exp}(T_i)^2]^2,$$

где $\sigma_{exp}(T_i)$ – экспериментально определенные значения электропроводности, $\sigma_{teor}(T_i, m^*, m_d^*)$ – расчетные значения, получаемые из соотношения (1). Набор искомых параметров определялся с использованием численных итерационных методов на ЭВМ.

Проведенный модельный эксперимент показал, что при выборе диапазона температур, серединой которого является температура полной ионизации примеси (температура при которой достигается максимальное значение электропроводности), получается наибольшая чувствительность функции невязок к изменению эффективных масс.

Для экспериментального исследования были выбраны два образца: кремний толщиной 400 мкм, легированный галлием ($\Delta W_{Ga} = 0.072$ эВ[5]), и кремний толщиной 360 мкм, легированный сурьмой ($\Delta W_{Sb} = 0.043$ эВ[5]), а в качестве диэлектрика был выбран фторопласт ($\varepsilon = 2$) толщиной 30 мм. Температуру изменяли с применением жидкого азота и регистрировали с помощью термопары.

На рис. 1 приведена температурная зависимость электропроводности, построенная по результатам измерений образца р – типа (сплошная линия на рис.

1). Зависимость электропроводности от температуры, построенная с использованием значений эффективных масс электропроводности и плотности состояний, определенных предлагаемым методом, также представлена на рис.1 (прерывистая линия). На рис. 1 показаны также границы диапазона температур, в котором производился расчет (сплошные вертикальные линии 1 и 2).

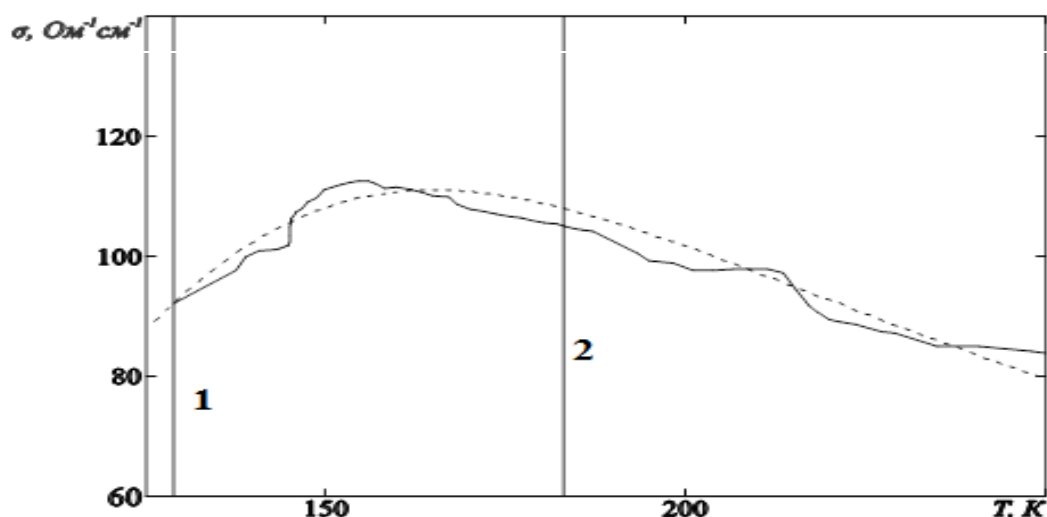


Рис. 1. Температурные зависимости электропроводности: сплошная линия – экспериментальная зависимость; прерывистая линия – теоретическая зависимость и сплошные вертикальные линии 1 и 2 – границы диапазона температур, в котором производился расчет

Полученные в работе результаты как компьютерного, так и натурального эксперимента свидетельствуют о возможности применения описанного метода для контроля параметров полупроводниковых планарных структур. Описанный метод позволяет одновременно определить эффективные массы электропроводности и плотности состояний носителей заряда с использованием стандартной СВЧ-аппаратуры.

Библиографический список

1. Усанов Д.А., Постельга А.Э., Сысоев Н.Ю. Определение электропроводности и толщины полупроводниковых слоев по спектру отражения СВЧ-излучения // Известия вузов. Электроника. 2011. N4. С. 71–77.
2. Пат. №2619802 РФ. Способ определения толщины, электропроводности эффективной массы, коэффициентов рассеяния носителей заряда, концентрации и энергии активации легирующей примеси полупроводникового слоя // Д.А. Усанов, А.Э. Постельга, К.А. Гуров. – Опубликовано: 18.05.2017. – Бюл. № 14.
3. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников // М.: Высш. шк., 1984. 352 с.
4. Ильинская Л.С., Подмарьков А. Н. Полупроводниковые тензодатчики. // М. –Л.: Энергия, 1966. 120 с.
5. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников // М.: Наука, главная редакция физико-математической литературы. 1979. 358 с.

МОДЫ ПЛАНАРНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ФОРМОЙ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А.С.Рудницкий, Н.Н.Полещук

Белорусский государственный университет, г. Минск

E-mail: Rudnitsky@bsu.by

В оптике и микроэлектронике применяются планарные структуры с различными электродинамическими свойствами. На их основе созданы и разрабатываются лазеры, высокодобротные резонаторы, фильтры и другие устройства. В связи с их широким применением существует необходимость в дальнейшем развитии исследований по распространению и локализации электромагнитного излучения в таких структурах и устройствах на их основе.

При описании структуры поля гетеролазера используются в зависимости от типа устройства различные модели резонатора. Значительная часть работ выполнена на основе двумерного прямоугольного диэлектрического резонатора [1,2]. В рамках такой модели резонатора исследованы спектр, структура поля мод, добротность, условия генерации, дифракционная расходимость излучения в ортогональной активной плоскости.

В данной работе рассматривается показанная на рис.1 трехмерная модель резонатора в цилиндрической эллиптической и декартовой системах координат, взаимосвязанных соотношениями

$$y = fch\zeta \sin \xi, \quad z = fsh\zeta \cos \xi. \quad (1)$$

Фокальная полуось f принимает любое значение из интервала от нуля до бесконечности. Поверхность эллиптического цилиндра является граничной поверхностью резонатора. Внутри нее расположена трехслойная планарная структура в общем случае с комплексными показателями преломления.

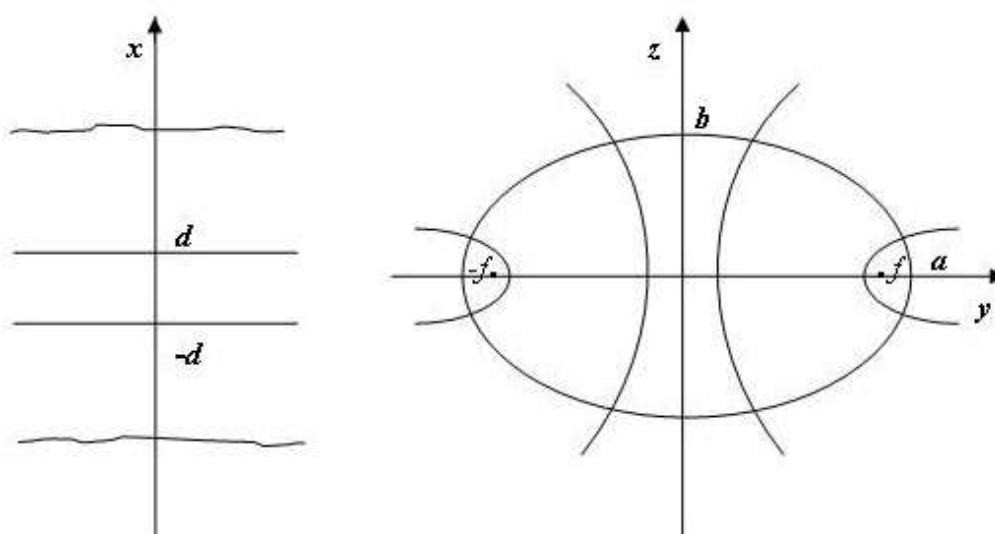


Рис.1. Планарный диэлектрический резонатор с эллиптической боковой поверхностью

В гетеролазерах наблюдается высокая степень поляризации генерируемого излучения. Поэтому здесь ограничились расчетом Н-волн.

Компоненты поля таких волн получаются дифференцированием скалярной функции

$$F(x, \xi, \zeta) = v(x)u(\xi, \zeta) \quad (2)$$

по известным формулам [3]. Расчет мод в этом случае сводится к решению двух краевых задач для скалярных функций u и v . Каждая из них должна быть решением волнового уравнения и удовлетворять граничным условиям. С учетом этих требований получено следующее выражение для функции $v(x)$ внутри диэлектрического слоя с точностью до постоянного множителя

$$v(x) = \cos\left(h_x x + \frac{\pi s}{2} - i \ln \frac{r_1}{r_2}\right), \quad |x| \leq d, \quad s = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

Вне слоя она имеет вид затухающих при удалении от границ слоя экспонент [1,2,5]. Через r_1 и r_2 обозначены коэффициенты отражения на границах диэлектрического слоя $x = d$ и $x = -d$ соответственно. При полном внутреннем отражении на границах слоя они отличаются только величиной изменения фазы при отражении, а при симметричном распределении показателя преломления по x r_1 равно r_2 и третье слагаемое в выражении (3) равно нулю.

Для функции $u(\xi, \zeta)$ в параболическом приближении [4] получено выражение

$$u(\xi, \zeta) = \frac{\psi_m(\sqrt{2fh_{yz}\xi})}{\sqrt{ch\zeta}} \cos\left[fh_{yz}sh\zeta - \left(m + \frac{1}{2}\right) \arcsin(tg\zeta) \right], \quad (4)$$

$$\psi_m(\tau) = \frac{H_m(\tau)}{(2\pi)^{1/4} \sqrt{m}} \exp\left(-\frac{\tau^2}{4}\right), \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Через $H_m(\tau)$ обозначены полиномы Эрмита. Компоненты волнового вектора равны

$$h_x = \frac{\pi s - \frac{i}{2} \ln(r_1 r_2)}{2d}, \quad h_{yz} = \frac{(g+1)\pi + (2m+1) \arcsin\left(\frac{b}{a}\right) - i \ln r}{2d}. \quad (5)$$

При малом скачке показателя преломления на границе диэлектрического слоя коэффициент отражения волнового пучка на торцевой эллиптической поверхности приблизительно равен

$$r = \frac{n-1}{n+1}, \quad (6)$$

где n – показатель преломления слоя диэлектрика. Показатель преломления окружающей эллиптический цилиндр среды равен единице. Дисперсионные

соотношения (5) определяют комплексные компоненты $h_x = h_{1x} + ih_{2x}$ и $h_{yz} = h_{1yz} + ih_{2yz}$ волнового вектора $\vec{h} = \vec{h}_1 + i\vec{h}_2$, где \vec{h}_1 и \vec{h}_2 , соответственно, интерференционный вектор и вектор потерь.

Структура поля мод внутри резонатора представляется суперпозицией распространяющихся один навстречу другому волновых пучков с синусоидально-экспоненциальной зависимостью от поперечной координаты x и гауссово-эрмитовым распределением волнового поля в параллельных активному слою плоскостях.

В предельном случае исчезающе малой эллиптичности полученные решения более полно, чем известные двумерные, интерпретируют картину излучения гетеролазера. Они позволяют дополнительно исследовать наблюдаемое экспериментально [6,7] распределение поля излучения в параллельных активному слою плоскостях.

Библиографический список

1. Рудницкий А.С., Хапалюк А.П. Собственные типы колебаний двумерного открытого резонатора // Квантовая электроника и лазерная спектроскопия: Сб. статей. Мн.: АН БССР. 1971. С. 490-550.
2. Батрак Д.В., Богатов А.П., Дракин А.Е. и др. Моды полупроводникового прямоугольного микрорезонатора // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 1. С. 16–22.
3. Каценеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика // М.: Изд-во Наука, 1966. 240 с.
4. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы // М.: Изд-во Советское радио, 1966. 475 с.
5. Унгер Х.Г. Планарные оптические волноводы // М.: Изд-во Мир, 1980. 656 с.
6. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах // М.: Изд-во Мир. 1981. Т.2. 364 с.
7. Андреев В.М., Бородулин В.И., Коняев В.П. и др. Пространственное распределение излучения гетеролазера // Физика и техника полупроводников // 1972. Т. 6, № 9. С. 1739-1748.

ВОЗДЕЙСТВИЕ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР ОКСИДНАЯ ПЛЕНКА/SiC

Ю.Ю. Бачериков¹, Р.В. Конакова¹, О.Б. Охрименко¹, А.М. Светличный²

¹Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарева НАН Украины, г. Киев

²Южный федеральный университет, Институт Нанотехнологий,

Электроники и Приборостроения, г. Ростов-на Дону

E-mail: olga@isp.kiev.ua

Известно, что сверхвысокочастотное (СВЧ) излучение, воздействуя на приборные структуры и готовые изделия (диоды, транзисторы, интегральные схемы), приводит в ряде случаев к деградиционным явлениям в них и к катастрофическим отказам в приборах. В литературе приводятся также данные, ука-

зывающие на стимулированные СВЧ излучением эффекты геттерирования дефектов и структурной релаксации в полупроводниковых материалах. При этом обращается внимание на нетепловую природу таких воздействий и стимулированные ими явления на границах раздела фаз металл-полупроводник, диэлектрик-полупроводник, являющихся неотъемлемой частью структур МДП транзистора. В то же время в литературе отсутствует модель, которая однозначно объясняла бы механизм нетеплового воздействия на структуры оксидная пленка/полупроводник.

В настоящей работе обобщены экспериментальные данные по воздействию СВЧ излучения на структуры тонкая оксидная пленка/SiC на примере оксидов SiO_2 , TiO_2 , Er_2O_3 , Gd_2O_3 и рассмотрена модель, объясняющая механизм нетермического воздействия СВЧ излучения.

В цикле экспериментальных работ нами было показано, что кратковременная СВЧ обработка с частотой 2.45 ГГц приводит к возрастанию пропускания излучения оптического диапазона в структурах тонкая оксидная пленка/карбид кремния и появлению дополнительных полос в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) подобных структур. Появление дополнительной примесно-дефектной полосы ФЛ в результате СВЧ облучения оксидной пленки хорошо согласуется с данными Оже-спектрометрии. Как видно из рис.1, для всех исследуемых структур после СВЧ обработки наблюдается размытие границы пленка окисла – карбид кремния, что указывает на появление структурного несовершенства границы оксид/карбид кремния.

Изменения в дефектной подсистеме полупроводника под действием СВЧ могут иметь как термический, так и атермический характер.

Оценка теплового воздействия СВЧ излучения на структуру тонкая оксидная пленка/SiC показала, что за время облучения 1 с при условии, что образец полностью поглощает СВЧ излучение, его температура может измениться всего лишь на $\Delta T = 0.02$ град.

При этом, вклад теплового механизма в модели для объяснения наблюдаемых изменений свойств оксидной пленки и карбида кремния на границе раздела SiC/пленка окисла металла, возникающих за счет СВЧ облучения, можно исключить.

В системах, находящихся вдали от термодинамического равновесия, возникновение больших откликов на малые внешние возмущения не противоречит общим принципам термодинамики. Наиболее вероятной причиной возникновения атермического воздействия СВЧ излучения является существование в кристалле неравновесных состояний, которые обуславливают чувствительность дефектной структуры к СВЧ воздействию. Можно предположить, что СВЧ, может понизить высоту потенциальных барьеров, обусловленных случайным распределением полей внутренних механических напряжений (ВМН) в кристалле, которые необходимо преодолеть для движения дислокаций.

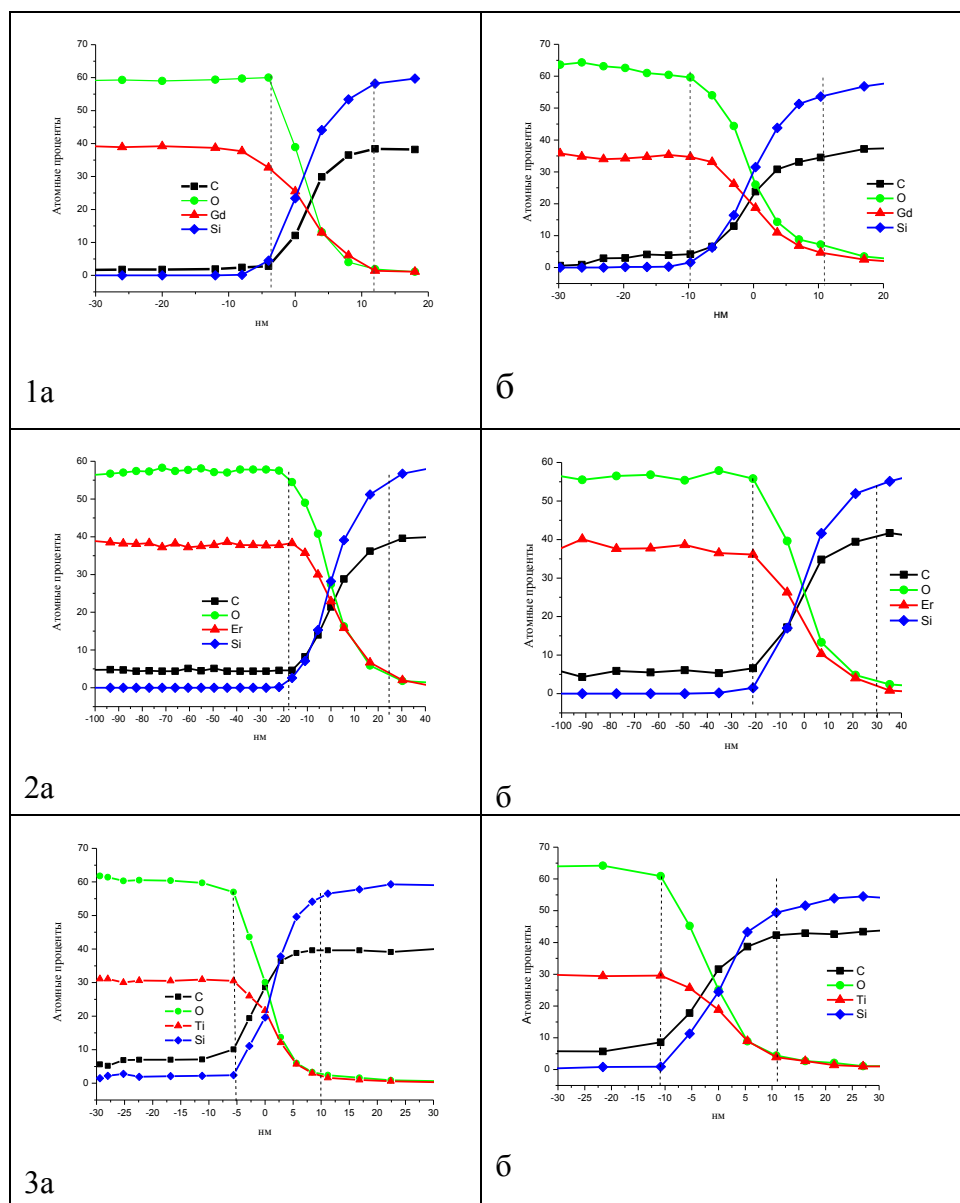


Рис. 1 Содержание химических элементов в атомных процентах до(а) и после(б) СВЧ обработки в структурах 1- Gd_2O_3/SiC , 2- Er_2O_3/SiC , 3- TiO_2/SiC

В многослойной системе из-за имеющегося всегда несоответствия кристаллических решеток слоев возникают упругие напряжения в подложке и оксидном слое. Компенсация несоответствия решеток подложки и оксидного слоя становится энергетически выгодной не только в результате упругой деформации по всей поверхности сопряжения двух решеток, а частично за счет возникающих на этой поверхности дислокаций.

Можно показать, что используемая в эксперименте частота $\nu=2.45 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ является резонансной для дислокаций длиной $l \approx 10^{-4}$ см в структурах тонкая оксидная пленка/ SiC , что может привести к откреплению таких дислокаций и их движению как в подложке карбида кремния, так и в оксидном слое. Движение дислокации, в свою очередь, приведет к изменению распределения внутренних напряжений в структуре, а, следовательно, к последующему изменению числа и

конфигурации дислокаций. Кроме того, при рассмотрении резонансного воздействия СВЧ излучения с дислокациями, необходимо учитывать тот факт, что любые примеси в кристалле, которые могут служить стопорами для дислокации, являются в свою очередь источниками колебаний с частотами $\nu_{ph}=10^6 \div 10^{13}$ Гц. А поскольку частота СВЧ излучения, используемого в эксперименте, лежит в диапазоне частот колебаний стопоров, условие резонансного отрыва дислокации от стопора может выполняться не только для дислокаций строго определенного размера, а также для дислокаций произвольного размера, но закрепленных на стопоре, колеблющемся с резонансной частотой.

Таким образом, в рамках предположения о резонансном взаимодействии СВЧ излучения с дислокациями, приводящим к изменению числа и конфигурации дислокаций, можно заключить, что СВЧ воздействие должно приводить к перераспределению центров рекомбинации на границе полупроводник – оксидный слой, что, в свою очередь, обуславливает, появление дополнительных полос в спектрах ФЛ структур оксидная пленка/SiC, а также к изменению оптической плотности структур оксидная пленка/SiC.

5 ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

ТЕРАГЕРЦОВЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ С ПРЕЦИЗИОННЫМИ ТРЕХМЕРНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ ИЗ НАНОПЛЕНОК

*Е.В. Наумова¹, В.Я. Принц¹, С.В. Голод¹, В.А. Селезнев¹, В.А. Сейфи¹,
В.В. Кубарев²*

¹Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

E-mail: a_naumova@isp.nsc.ru

Практическое применение метаматериалов с новыми функциональными свойствами в первую очередь сдерживается современным уровнем технологии, поскольку параллельное формирование упорядоченных массивов прецизионных трехмерных микро- и нанорезонаторов произвольно заданной геометрии пока остается нерешенной задачей.

Предлагаемый подход к формированию метаматериалов разработан на основе метода самоформирования трехмерных оболочек из напряженных нанопленок [1], он позволяет изготавливать целый класс новых метаматериалов. Принцип сворачивания напряженных пленок поясняет схема на рис. 1а. При псевдоморфном росте все эпитаксиальные слои наследуют постоянную решетки подложки, при этом слой вещества, у которого в свободном состоянии постоянная решетки меньше, чем у подложки, растет сжатым вдоль поверхности, а слой с большей постоянной решетки – растянутым. При селективном травлении жертвенного слоя пленка отделяется от подложки и изгибается под действием внутренних механических напряжений между сжатым и растянутым слоями. Для твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ постоянная решетки линейно зависит от x . Пленки, обладающие существенной анизотропией упругих свойств, например, SiGe, InGaAs, имеют энергетически более выгодные направления сворачивания, что позволяет формировать не только трубки, но также спирали и оболочки более сложной геометрии. Данный метод позволяет получить прецизионные оболочки с радиусом кривизны от единиц нанометров до сотен микронетров. Электромагнитные резонансы таких элементов находятся в диапазоне частот от СВЧ до оптического. Именно этим способом впервые в мире были сформированы метаматериалы, обладающие резонансными киральными свойствами в терагерцовом диапазоне [2].

На рисунке 2 представлены схемы формирования и СЭМ-изображения двух метаматериалов на основе микроспиралей, полученных с использованием сворачивания напряженных нанопленок InGaAs/GaAs [3,4,5,6]. Такие структу-

ры не могут быть получены с помощью ни одной другой известной современной технологии.

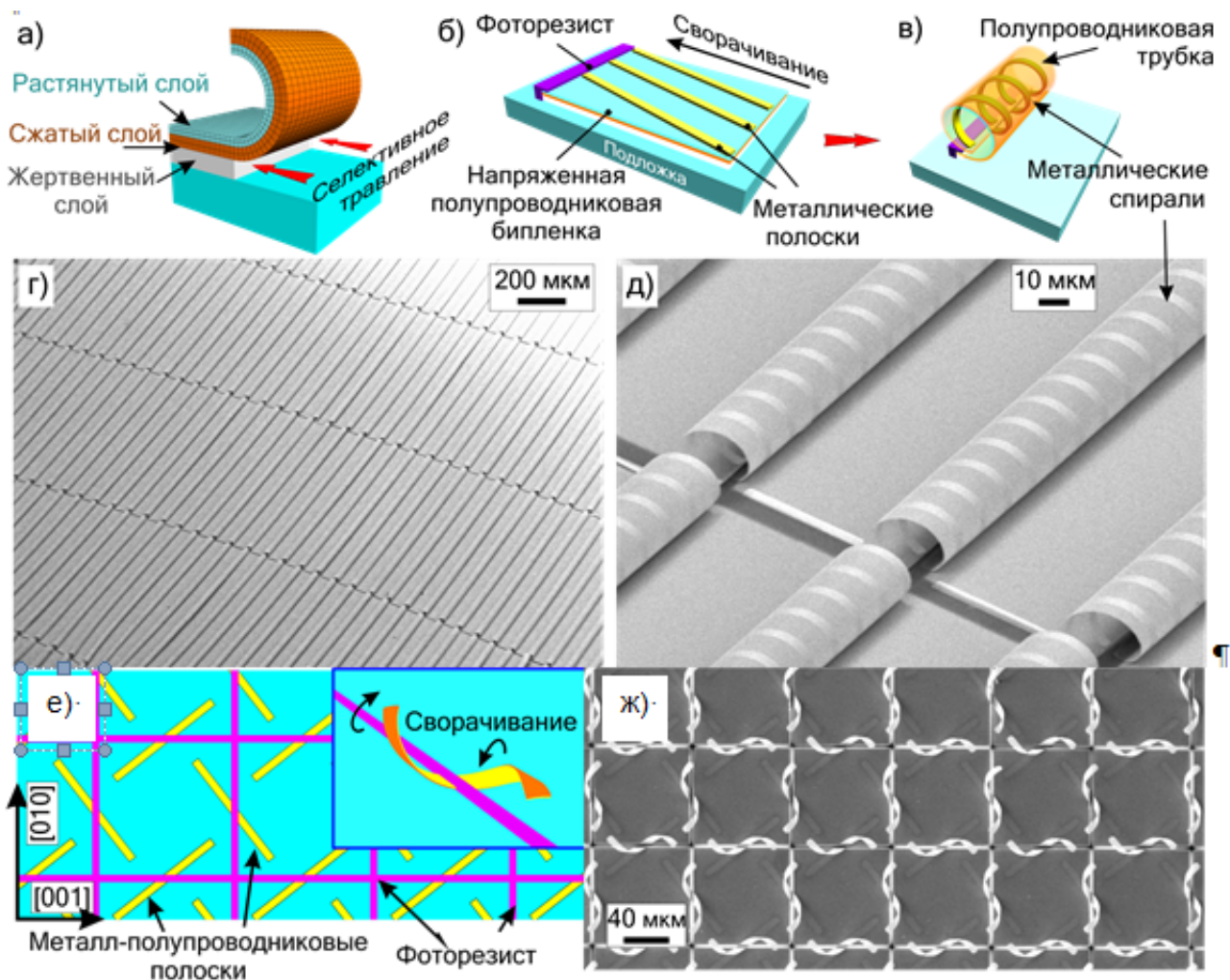


Рис. 1 Формирование метаматериалов на основе микроспиралей из напряженных пленок. а, - схема сворачивания напряженной бипленки в трубку; б, в - схема сворачивания трубки со спиральными резонаторами: плоская структура (б), свернутая структура (в); г, д, - СЭМ-изображения метаматериала в виде параллельных трубок (GaAs/In_{0.15}Ga_{0.75}As/GaAs, 5/85/20 нм) с правовинтовыми спиральными резонансными элементами (Ti/Au, 3.5/65 нм) на подложке GaAs; е, - плоская структура и схема сворачивания металл-полупроводниковых микроспиралей; ж- СЭМ-изображение метаматериала на основе спиралей In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs/Ti/Au (16/41/3.5/65 нм) [3]. Кристаллографические направления [001] и [010] соответствуют энергетически-оптимальному сворачиванию.

Свойства сформированных метаматериалов и систем на их основе в терагерцовом диапазоне частот были охарактеризованы с помощью Фурье-спектрометра Bruker IFS-66v и Новосибирского лазера на свободных электронах (NOVOFEL). Экспериментально показано, что полученные структуры резко изменяют поляризацию проходящего излучения в терагерцовом диапазоне. Например, структура из монослоя параллельных микроспиралей и двух слоев

GaAs вращает плоскость поляризации нормально падающего излучения на угол $\alpha > 85^\circ$, причем при изменении частоты на $\Delta f = 0.4\%$ изменение угла поворота составляет $\Delta \alpha > 150^\circ$, т.е. вращение носит резко резонансный характер (Рис. 2). Такие резонансы перспективны для создания систем динамического управления излучением.

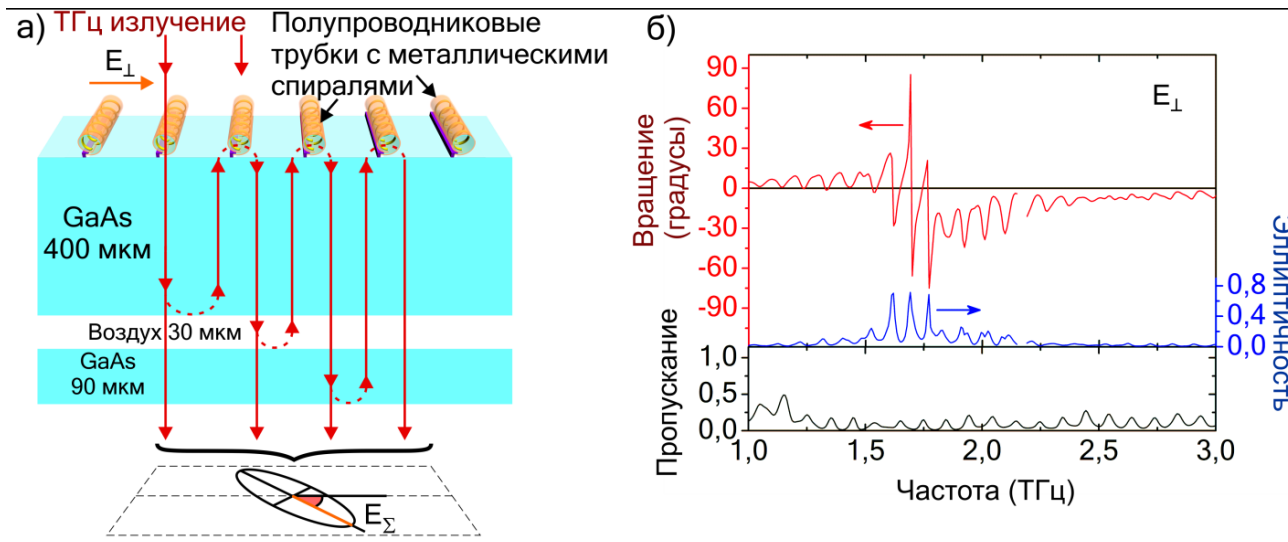


Рис. 2 Схема и спектры системы в виде массива параллельных спиралей на двух слоях GaAs (спирали-GaAs-воздух-GaAs). а, - схема системы и многолучевой интерференции Фабри-Перо; б, - спектры пропускания, вращения плоскости поляризации и эллиптичности для излучения, поляризованного перпендикулярно осям спиралей E_{\perp}

В работе обсуждаются перспективы данного подхода к формированию метаматериалов. Его преимуществами являются широкая свобода выбора материалов и геометрии элементов, высокая воспроизводимость, масштабируемость, возможность параллельного формирования элементов на большой площади. Это делает предлагаемый подход перспективным для массового производства метаматериалов для диапазонов от СВЧ до оптического.

Библиографический список

1. Prinz V.Y., Seleznev V.A., Gutakovsky A.K. et al. Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays // *Physica E*. 2000. Vol. 6. No. 1-4. P. 828-831.
2. Naumova E.V. et al. Polarization rotation of THz radiation by an array of helices // *Conf. Digest of 2006 Joint 31st Int. Conf. on IR and MW and 14th Int. Conf. on THz Electronics*, 18-22 September, 2006. P. 351
3. Prinz V.Y., Naumova E.V. et al. Terahertz metamaterials and systems based on rolled-up 3D elements: designs, technological approaches // *Scientific Reports*. 2017. 43334. URL: <http://www.nature.com/articles/srep43334>.
4. Naumova E.V. et al Manufacturing chiral electromagnetic metamaterials by directional rolling of strained heterofilms // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2009. V. 11. N 7. 074010.
5. Наумова Е.В. и др. Киральные метаматериалы терагерцового диапазона на основе спиралей из металл-полупроводниковых нанопленок // *Автометрия*. 2009. Т. 45, N 4. С.12.
6. Структура с киральными электромагнитными свойствами и способ ее изготовления : пат. 2317942 Рос. Федерация : МПК(2006.01) В82В 3/00 /Е. В. Наумова, В.Я. Принц. № 2006122901/28 ; заявл. 27.06.2006 ; опубл. 27.02.2008, Бюл. № 6. 54 с.: 10 ил.

ПЛАЗМОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИ ОБЕДНЕННЫХ ГРАФЕНОВЫХ СТРУКТУРАХ

К.В. Машинский^{1,2}, Д.В. Фатеев², В.В. Понов^{1,2}

¹ Саратовский национальный исследовательский

государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

² Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

E-mail: Konstantin-m92@yandex.ru

В работе [1] было изучено выпрямление терагерцового (ТГц) излучения в периодической графеновой структуре. В работе [2] построена теория детектирования терагерцового (ТГц) излучения и предсказано существование эффекта плазмонного электронно-дырочного храповика в графене с участками, обладающими как электронным, так и дырочным типами проводимости. В работе [3] описано влияние взаимодействия плазмонных мод на плазмонное детектирование ТГц излучения в периодической графеновой структуре.

В данной работе исследуется плазмонное детектирование ТГц излучения в периодической графеновой структуре с пространственно неоднородным графеном вблизи точки Дирака.

Рассмотрим графеновую структуру (рис. 1а), состоящую из графена, расположенного на поверхности слоя оксида кремния SiO_2 толщиной 300 нм, который в свою очередь, расположен на поверхности нижнего металлического затворного электрода. Графен отделен от верхней двойной металлической затворной решетки слоем оксида алюминия Al_2O_3 толщиной 26 нм. Электроды двух подрешеток смещены друг относительно друга для создания асимметрии периодической элементарной ячейки структуры. Приложение постоянного напряжения между электродами подрешеток и графеном, и нижним электродом и графеном, позволяет контролировать плотность носителей заряда в подзатворных и межзатворных участках каждой элементарной ячейки периодического графена.

Энергия Ферми носителей заряда может изменяться в пределах, достаточных для создания как электронной, так и дырочной проводимости. Рассмотрим случай нерезонансного возбуждения плазменных волн в графене падающей на структуру ТГц волной. В этом случае плазмоны представляют собой неоднородные осциллирующие токи. Такой режим описывается соотношением $\omega\tau < 1$, где ω – частота падающей на структуру волны, τ – время релаксации импульса носителя заряда в графене.

Для описания нелинейной динамики носителей заряда в графене используются гидродинамические уравнения, состоящие из уравнения непрерывности и уравнения баланса импульса носителей заряда, которые решаются методом теории возмущения [2]. Электрическое поле плазмонов в структуре вычисляется в рамках самосогласованного электродинамического подхода, основанного на решении интегральных уравнений, сформированных относительно токов, осциллирующих в проводящих участках элементарной периодической ячейки графеновой структуры [4]. Равновесное пространственное распределение энер-

гии Ферми носителей заряда в периодической элементарной ячейке структуры получено путем решения уравнений электростатики с учетом эффекта квантовой емкости графена [5].

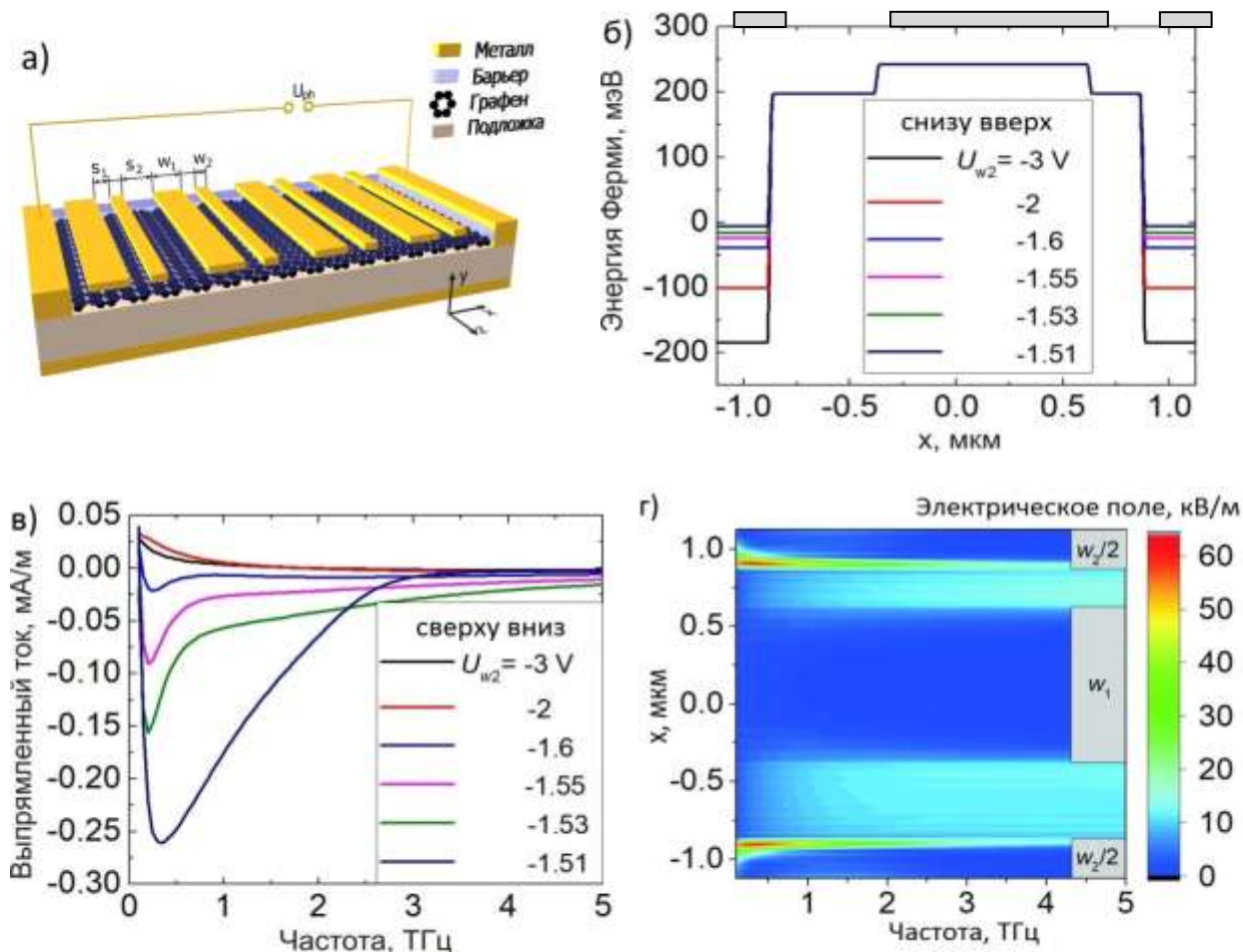


Рис. 1. (а) Схематическое изображение периодической графеновой структуры с двойной асимметричной затворной решеткой. (б) Пространственное распределение энергии Ферми в элементарной ячейке графеновой структуры для нескольких значений напряжения на узких электродах U_{w_2} . (в) Дисперсия плотности выпрямленного тока для нескольких величин напряжения на узких электродах. (г) Дисперсия пространственного распределения продольной составляющей плазмонного электрического поля в периодической элементарной ячейке графена в случае напряжения $U_{w_2} = 1.51$ В. На рисунках (б) и (г) серыми прямоугольниками обозначено местоположение электродов затворных подрешеток в элементарной периодической ячейке структуры с параметрами $w_1 = 1$ мкм, $w_2 = 0.5$ мкм, $s_1 = 0.5$ мкм, $s_2 = 0.25$ мкм, напряжение на нижнем электроде $U_{BG} = 40$ В, на верхнем широком - $U_{w_1} = 1$ В

Приложение постоянного напряжения к разным электродам подрешеток приводит к созданию пространственно неоднородного распределения плотности носителей заряда, которое описывается пространственным распределением энергии Ферми в периодической элементарной ячейке (рис. 1б).

Для детектирования ТГц излучения за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного хравовика в элементарной ячейке необходимо иметь участки, обла-

дающие как электронной, так и дырочной проводимостью. Значительное увеличение плотности выпрямленного тока происходит в случае малой энергии Ферми на одном из подзатворных участков элементарной ячейки (рис. 2в). Это увеличение связано с накоплением заряда [6] на границах участков с малой энергией Ферми, что приводит как к локальному росту величины действующего электрического поля, так и к росту его неоднородности (рис. 2г).

Таким образом, в данной работе было обнаружено, что при выпрямлении ТГц излучения за счет эффекта плазмонного электронно-дырочного храповика, значительный рост плотности выпрямленного тока происходит в режимах работы, при которых энергия Ферми носителей заряда на подзатворных участках графена стремится к нулю.

Библиографический список

1. *Olbrich P., Kamann J., König M., Munzert J., Tutsch L., Ming-Hao Liu, Eroms J., Weiss D., Golub L.E., Ivchenko E.L., Popov V.V., Fateev D.V., Mashinsky K.V., Fromm F., Seyller Th., Ganichev S.D.* Terahertz ratchet effect in graphene with a lateral superlattice // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 93. P. 075422-075437.
2. *Tonndorf J., Khanna S.M.* Submicroscopic displacement amplitudes of the tympanic membrane (cat) measured by a laser interferometer // *J. Acoust. Soc.* 1968. V.44. P.1546–1554.
3. *Fateev D.V., Mashinsky K.V., Popov V.V.* Terahertz plasmonic rectification in a spatially periodic graphene // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V.110. P. 061106.
4. *Фатеев Д.В., Машинский К.В., Qin Hua, Sun Jiandong, Попов В.В.* Гигантский эффект выпрямления терагерцового излучения в периодических графеновых плазмонных структурах // *ФТП.* 2017. Т. 51(11). С. 1552-1556.
5. *Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В.* Усиление терагерцового излучения в плазмонной п-і-р-і-структуре на основе графена с инжекцией носителей заряда // *ФТП.* 2017. Т. 51(11). С. 1514-1519.
6. *Ming-Hao Liu.* Theory of carrier density in multigated doped graphene sheets with quantum correction // *Phys. Rev. B.* Т. 87. P. 125427.
7. *Матов О.Р.* Спектр плазменных колебаний периодически неоднородной двумерной электронной системы вблизи порога перфорации // *ЖЭТФ.* Т. 122(3). С. 586-592.

СОЗДАНИЕ СПИН-ИНЖЕКЦИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МАССИВА ДВУХСЛОЙНЫХ НАНОПРОВОЛОК

*С.Г. Чигарев¹, Е.А. Вилков¹, И.Н. Дюжиков¹, А.С. Шаталов^{2,3}, И.М. Долуденко^{2,3},
Д.А. Черкасов³, В.В. Артемов², Д.Л. Загорский²*

¹Саратовский филиал институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН

²ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, г. Москва

³Научный исследовательский институт высшая школа экономики, г. Москва

E-mail: shura_shatalov@inbox.ru

Терагерцевый (ТГц) диапазон частот привлекает интерес как с теоретической точки зрения, так и в плане создания элементной базы для генерации и

приема сигналов. Вместе с тем, диапазон этот остаётся недостаточно изученным, что можно объяснить отсутствием простых и надёжных источников сигнала этого диапазона. Существует несколько различных подходов к созданию таких источников, среди которых одним из перспективных является использование идей спинтроники. При этом излучение возникает в магнитных переходах, образованных контактом как минимум двух ферромагнитных слоев. Согласно спин-инжекционному принципу электроны, переходя из одного магнитного слоя в другой (с иной намагниченностью), изменяют свою энергию и импульс при сохранении спинового состояния. Таким образом, часть электронов переходит в возбуждённые состояния, что может приводить к последующей генерации электромагнитного излучения. При этом энергия возбужденных электронов определяется обменным sd -взаимодействием, что и определяет частоту генерируемого излучения, попадающего в ТГц-диапазон (от единиц до десятков ТГц) [1,2].

В настоящей работе предпринята попытка создания магнитных переходов в структурах двух типов. Первый тип структур -это массив параллельных нанопроволок из ферромагнитного металла, контактирующий с ферромагнитной пленкой из другого металла. Второй тип структур- множество параллельных нанопроволок, каждая из которых образована двумя контактирующими участками из различных ферромагнетиков. Такие структуры- массивы параллельных нанопроволок- создавались методом матричного синтеза: два различных ферромагнитных металла последовательно осаждались в поры специальной матрицы -трековой мембраны [3,4]. (В первом случае один из двух этапов гальванического процесса- это осаждение металла на плоскую поверхность мембраны.) Использовался электрохимический способ, при котором процесс проводился из электролитов, содержащих соли требуемых металлов. Обычно, при создании структур из чередующихся слоёв методом матричного синтеза применяют т.н. однованный метод: процесс проводится в одном объёме (ванне), в котором содержатся ионы обоих металлов (преимущественное осаждение одного из них создаётся за счёт изменения потенциала осаждения). Существует и «двухванный» метод, при котором синтезируемый массив переносится из одного раствора в другой, каждый из которых содержит ионы только одного металла (и где происходит осаждение этих ионов). При синтезе НП с множеством переходов такой способ представляется неудобными. В данном же случае, когда необходимо создать лишь один переход, предпочтительным оказывается именно этот метод, т.к. требуется только один «перенос» из одной ванны в другую. После синтеза полученные структуры исследовались на СЭМ. Микрофотография полученных структур представлена на Рис.1.

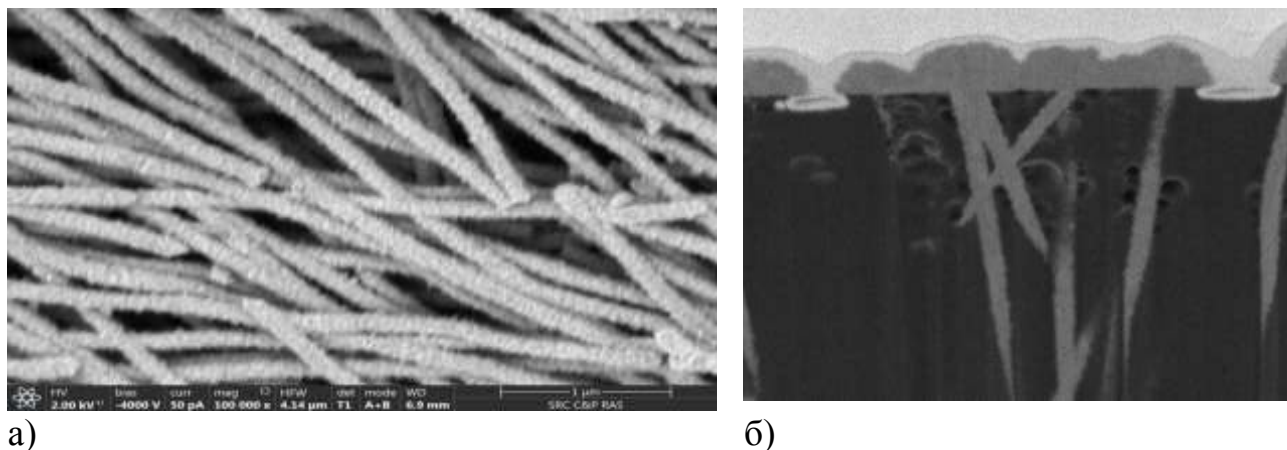


Рис. 1. СЭМ изображения полученных массивов- слева –общий вид, справа- «разрез», полученный на FIB, демонстрирующий НП внутри полимерной матрицы

Для измерения излучения выращенных структур (спин-инжекционного источника) к ним подводились электрические контакты, и структура монтировалась (приклеивалась) на медном теплоотводе. Излучение выводилось через боковую поверхность (через верхний электрод). При пропускании тока через такую систему исследовался возникающий при этом электромагнитный сигнал. Спектральные измерения проводились на Фурье спектрометре Vertex 80v при комнатной температуре.

Полученные зависимости интенсивности излучения от длины волны для различных величин протекающих токов- представлены на Рис.2.

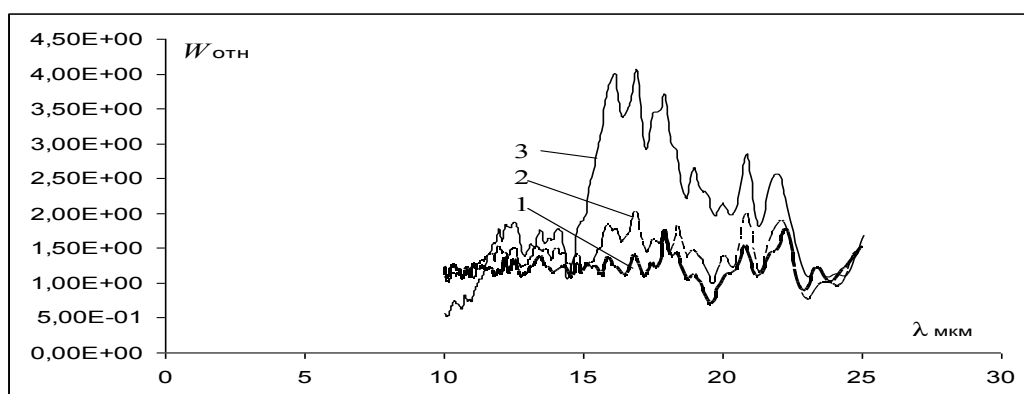


Рис. 2. Спектр сигнала (интенсивность Э/М сигнала в относительных единицах) излучателя с магнитными переходами на базе нанопроволок при протекании через него токов различной величины. Кривая 1 - 10мА, 2 – 30 мА, 3 – 72 мА

Из рис.2 видно, что по мере увеличения тока основная доля мощности излучения концентрируется в диапазоне 15 – 20 мкм. При токе 72 мА ширина полосы генерации на уровне 3Дб (отношение диапазона длин волн Δf на этом уровне к центральной частоте диапазона f) порядка 20%. Зависимость концентрации мощности в относительно узком диапазоне частот от тока (концентрация возникает при превышении некоторого значения величины тока) можно рассматривать как проявление нетепловой компоненты излучения, наблюдаемой в терагерцовой области. Полученные в экспериментах результаты показыва-

ли возможность возбуждения электромагнитных колебаний нетепловой природы в спин-инжекционном излучателе, построенном на базе массива параллельных нанопроволок из ферромагнитных металлов.

Синтез магнитных нанопроволок и СЭМ измерения проводилось в рамках государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН – при поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26), измерения спектров при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 15-07-00390, 16-07-00324, 17-57-45024).

Библиографический список

1. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М., Элиот Р. Дж. Инжекция спинов током в магнитных переходах металл-металл // Радиоэлектроника. Т. 48. №9. 2003. С.1030 – 1044.
2. Гуляев Ю.В., Вилков Е.А., Зильберман П.Е., Михайлов Г.М., Чигарев С.Г. Sd -обменное излучение в ферромагнитных переходах // Радиоэлектроника. Т. 58. №12. 2013. С. 1187 – 1191
3. Фролов К.В., Загорский Д.Л., Любутин И.С., Коротков В.В., Бедин С.А., Сульянов С.Н., Артемов В.В., Мchedlishvili Б.В. Синтез, фазовый состав и магнитные свойства нанопроволок железа, полученных в порах полимерных трековых мембран // Письма в ЖЭТФ. Т. 99. № 10. 2014. С. 656 – 663
4. Фролов К.В., Загорский Д.Л., Любутин И.С., Чуев М.А., Перунов И.В., Бедин С.А., Ломов А.А., Артёмов В.В., Сульянов С.Н. Магнитные и структурные свойства нанопроволок Fe-Co, полученных методом матричного синтеза в порах трековых мембран. // Письма в ЖЭТФ. Т.105. №5. 2017. С. 297-304.

УСИЛЕНИЕ СИММЕТРИЧНОЙ ПЛАЗМОННОЙ МОДЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА В ДВУХСЛОЙНОЙ ГРАФЕНОВОЙ СТРУКТУРЕ

И.М. Моисеенко^{1,2}, М.Ю. Морозов², В.В. Попов^{1,2}

¹ Саратовский национальный исследовательский
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

² Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: MoiseenkoIM@yandex.ru

Графен – двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [1], в котором возможно достижение отрицательной проводимости в широком диапазоне терагерцовых (ТГц) частот [2,3]. В работе [4] исследуется усиление ТГц плазмонов в монослое графена с инверсным энергетическим распределением носителей заряда. В двухслойных графеновых структурах дисперсионные характеристики плазмонов значительно отличаются от характеристик плазмонов в монослое графена, что вызывает особый интерес к подобного рода структурам [5,6].

В данной работе исследовано усиление ТГц плазмонов в двухслойной симметричной структуре на основе активного графена. В исследуемой структу-

ре одинаковые монослои графена разделены барьерным диэлектриком толщиной d с диэлектрической проницаемостью ε_2 и покрыты полубесконечными диэлектрическими обкладками с одинаковыми диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$. В двухслойной графеновой структуре могут распространяться плазмонные моды с симметричным (симметричная мода) и антисимметричным (антисимметричная мода) распределением тангенциальной компоненты электрического поля относительно оси симметрии структуры [7]. При близком расположении слоев графена электромагнитные поля плазмонов в этих слоях взаимодействуют друг с другом, что приводит к образованию общей плазмонной моды в слоях графена.

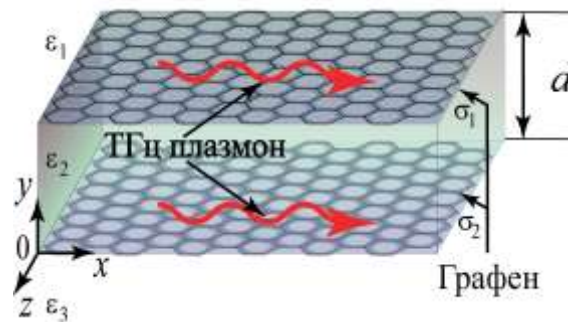


Рис.1 Схематическое изображение структуры

Дисперсионное уравнение для плазмонов в исследуемой структуре при пространственно-временной зависимости плазмонных полей $\propto \exp(-i\omega t + ik_x x + k_{y1,3} y)$ и $\propto \exp(-i\omega t + ik_x x)[A_{02}^+ \exp(k_{y2} y) + A_{02}^- \exp(-k_{y2} y)]$ (A_{02}^+ и A_{02}^- представляют собой амплитуды электрических или магнитных полей прямой и встречной волн в среде 2) может быть записано в виде:

$$\frac{\varepsilon_3}{k_{y3}} [A \exp(2ik_{y2}d) + 1] + \frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} [A \exp(2ik_{y2}d) - 1] = \frac{\sigma_2(\omega)}{\varepsilon_0 \omega} [A \exp(2ik_{y2}d) + 1], \quad (1)$$

где $k_{y_j} = \pm \sqrt{\varepsilon_j \omega^2 / c^2 - k_x^2}$ и k_x – соответственно нормальная и тангенциальная к слоям графена компоненты волнового вектора плазмона, $j = 1, 2, 3$ – номер среды (1, 3 – диэлектрические обкладки, 2 – барьерный диэлектрик, ε_j – относительная диэлектрическая проницаемость j -го слоя, ε_0 – электрическая постоянная, d – толщина барьерного диэлектрического слоя, $A = \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} + \frac{\varepsilon_1}{k_{y1}} + \frac{\sigma_1(\omega)}{\varepsilon_0 \omega} \right) / \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{y2}} - \frac{\varepsilon_1}{k_{y1}} - \frac{\sigma_1(\omega)}{\varepsilon_0 \omega} \right)$, $\sigma_{1,2}(\omega)$ – динамическая проводимость слоев графена [2, 4]. Знак перед радикалом в выражении для k_{y_j} выбирается из условия экспоненциального спада поля плазмонов в средах 1 и 3 в направлении, поперечном к плоскости расположения графена.

На рис. 2 изображено отношение коэффициента усиления симметричной плазмонной моды, нормированного на длину волны плазмонов

$\Gamma = \exp(-4\pi \text{Im}k_x / \text{Re}k_x)$ к аналогичной величине в монослое графена, расположенном между полубесконечными диэлектриками (обозначим эту величину Γ_1) в зависимости от толщины диэлектрика между слоями графена и величины квази-энергии Ферми в слоях графена.

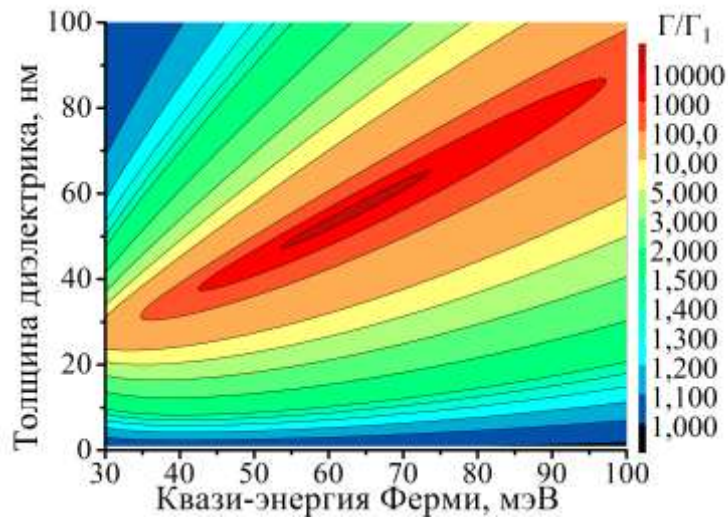


Рис. 2. Отношение коэффициента усиления симметричной плазмонной моды, нормированного на длину волны плазмонов $\Gamma = \exp(-4\pi \text{Im}k_x / \text{Re}k_x)$, к аналогичной величине в монослое графена, как функция толщины диэлектрика d и квази-энергии Ферми в графене для плазмонов на частоте 10 ТГц.

Когда слои графена разнесены на расстояния $d \gg \lambda$, где λ - длина волны плазмонов, величина Γ/Γ_1 стремится к единице. Это связано с отсутствием взаимодействия плазмонных полей в монослоях графена, то есть наблюдаются два независимых плазмона в каждом из слоев графена. Из рис. 2 видно, что для фиксированного значения квази-энергии Ферми в графене, величина Γ симметричной моды возрастает с уменьшением d и при некотором значении d_{opt} достигает максимального значения. С изменением значений квази-энергии Ферми величина d_{opt} также изменится. При толщинах барьерного диэлектрика меньших, чем d_{opt} , величина Γ симметричной моды уменьшается, что связано с потерей локализации указанной моды вблизи слоев графена. Ослабление локализации плазмонов приводит к уменьшению взаимодействия плазмонных полей со слоями графена и, как следствие, к уменьшению величины Γ при малых толщинах барьерного диэлектрика. Из рис. 2 видно, что коэффициент усиления симметричной плазмонной моды, распространяющейся в двухслойном графене на частоте 10 ТГц, может более чем на 4 порядка величины превышать коэффициент усиления плазмонов в монослое графена при той же частоте. Стоит отметить, что величина Γ антисимметричной моды всегда меньше аналогичной величины в монослое графена [7], поэтому она не рассматривается в настоящей работе.

Библиографический список

1. *Novoselov K.S., Geim A.K. et al.* Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films // *Science*. 2004. V. 306. P. 666.
2. *Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T.* Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping // *Journal of Applied Physics*. 2007. V. 101. P. 083114.
3. *Morozov M.Yu., Davoyan A.R. et al.* Active guiding of Dirac plasmons in graphene // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. P. 061105.
4. *Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya. et al.* Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2011. V. 23. P. 145302.
5. *Britnell L. et al.* Field-effect tunneling transistor based on vertical graphene heterostructures // *Science* 2012 V. 335. P. 947.
6. *Gan C. H., Chu H. S., Li E.* Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85 P. 125431.
7. *Morozov M. Yu., Moiseenko I. M., Popov V. V.* Giant amplification of terahertz plasmons in a double-layer graphene // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2018. V. 30. P. 08LT02 (5pp).

РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

В.И.Демидчик, Р.В.Корнев

Белорусский государственный университет, г. Минск

E-mail: demidvi@bsu.by

При электродинамическом анализе тонкопроволочных излучателей и рассеивателей, у которых диаметр проводника много меньше длины волны электромагнитного поля, широко используются уравнения Левина-Леонтовича, Халлена, Поклингтона. Последнее время эти уравнения находят применение и при исследовании нанообъектов, в частности углеродных нанотрубок (УНТ), для которых условие тонкого проводника выполняется уже в оптическом диапазоне [1-3]. В случае геометрии УНТ отличной от прямолинейной, целесообразно использование интегрального уравнения Поклингтона (ИУП) для произвольной геометрии, которое имеет вид [4]:

$$-j\frac{k}{Z_0} \cdot I(s) \cdot Z(s) + \int_L I(s') \cdot \left[k^2 G(s, s') \cdot \vec{s}' \cdot \vec{s}^0 - \frac{\partial^2 G(s, s')}{\partial s \partial s'} \right] ds' = -j\frac{k}{Z_0} \cdot E_r(s). \quad (1)$$

Для оценки электродинамических характеристик одиночных УНТ и последующего анализа композиционных материалов на их основе необходимо знание дипольных моментов и коэффициентов поляризуемости УНТ.

Значения электрического \vec{p} и магнитного \vec{m} моментов определяются по найденному из уравнения (1) распределению тока $\vec{I}(s)$ [5]:

$$\vec{p} = -\frac{1}{\omega} \int \dot{I}(s) ds. \quad (2)$$

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int_L [\vec{r}(s) \times I(s)] ds. \quad (3)$$

где ω – круговая частота падающего излучения, L – длина УНТ.

Методику расчета коэффициентов поляризуемости опишем на примере УНТ в виде витка спирали, расположенного в свободном пространстве. Сделаем предположение, что вектора дипольных моментов, индуцируемые частицей, направлены преимущественно параллельно её оси: $\vec{p}, \vec{m} \parallel OZ$. Хотя данное приближение и снижает общность получаемых результатов, однако позволяет сделать ход рассуждения более наглядным, и упрощает понимание предлагаемого подхода.

Считая источником возбуждения плоскую электромагнитную волну с комплексной амплитудой \vec{E} , находим в результате решения ИУП ток $\vec{I}(s)$ вдоль УНТ и из соотношений (2), (3) определяем значения электрического \vec{p} и магнитного \vec{m} моментов. Для удобства будем использовать нормированные коэффициенты поляризуемости (КП). Тогда дипольные моменты исследуемой частицы связаны с КП и векторами электрического и магнитного полей следующими соотношениями [6]:

$$\vec{p} = \epsilon_0 [\alpha_{ee}(\vec{e}_z \cdot \vec{E}) + \alpha_{eh}(\vec{e}_z \cdot \vec{H})] \vec{e}_z, \quad (4)$$

$$\vec{m} = \mu_0 [-\alpha_{hh}(\vec{e}_z \cdot \vec{H}) + \alpha_{he}(\vec{e}_z \cdot \vec{E})] \vec{e}_z, \quad (5)$$

где $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ – сопротивление свободного пространства, α_{ee} , α_{hh} – электрическая и магнитная поляризуемости, α_{eh} , α_{he} – коэффициенты кросс-поляризации.

Для нахождения КП α_{ee} , α_{hh} , α_{eh} , α_{he} рассмотрим два способа возбуждения частицы.

В случае, когда $\vec{E} = E_z \vec{e}_z$, при этом $\vec{H} \perp \vec{e}_z$, коэффициенты α_{ee} , α_{hh} в (4), (5) выражаются через дипольные моменты $\vec{p} = p_z \vec{e}_z$ и $\vec{m} = m_z \vec{e}_z$ следующим образом:

$$\alpha_{ee} = \frac{p_z E}{\epsilon_0 E_z}, \quad \alpha_{he} = i \frac{m_z E}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} E_z}. \quad (6)$$

Аналогично определяются α_{hh} , α_{eh} , если $\vec{H} = H_z \vec{e}_z$:

$$\alpha_{eh} = -i \frac{p_z H}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} H_z}, \quad \alpha_{hh} = -\frac{m_z H}{\mu_0 H_z}. \quad (7)$$

Следовательно, численно решив ИУ относительно распределения тока и определив по формулам (6), (7) дипольные моменты УНТ, нетрудно рассчитать коэффициенты поляризуемости.

Для оценки влияния геометрии УНТ приведены, в качестве примера, результаты расчета коэффициентов электрической поляризуемости прямолинейной УНТ длиной 20 мкм, радиусом 2,712 нм, кривая 1 на рис.1, и в виде витка спирали с углом подъема 6^0 , кривая 2, рис.1. Длина и радиус УНТ в обоих случаях одинаковы.

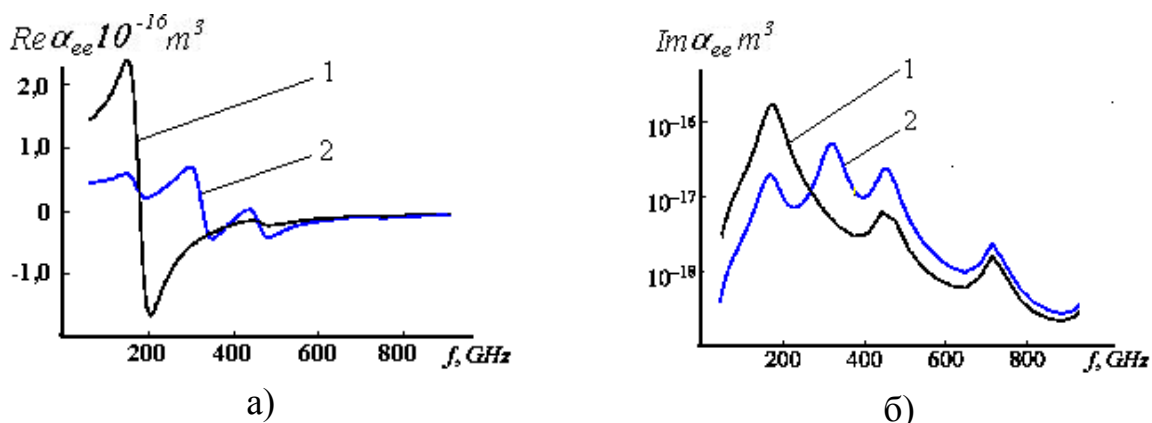


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента электрической поляризуемости прямолинейной УНТ, кривая 1, и в виде витка спирали, кривая 2, при одинаковой их длине 20 мкм и радиусе 2,712 нм.

Как для прямолинейной УНТ, так и для УНТ в виде витка спирали характерно наличие резонансов, обусловленных длиной УНТ. Эти резонансы совпадают по частоте для УНТ обоих видов и соответствуют данным приведенным в [7]. Вместе с тем для УНТ в виде витка спирали характерен еще и резонанс обусловленный спиральной геометрией.

Таким образом, используя численное решение интегрального уравнения для токораспределения проводится расчет коэффициентов поляризуемости УНТ как прямолинейных, так и криволинейной геометрии. По известным коэффициентам поляризуемости одиночного волокна можно проводить анализ композита, состоящего из множества подобных элементов, внедренных в матрицу диэлектрика.

Библиографический список

1. *Hanson G.W.* Fundamental Transmitting Properties of Carbon Nanotube Antennas // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2005. V.53. №.11. P. 3426–3435.
2. *Maksimenko S.A., Slepian G.Y., Lakhtakia A., Yevtushenko O., Gusakov A.V.* Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions and surface wave propagation // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. P. 17136–17149.
3. *Maksimenko S.A., Slepian G.Y.* Electromagnetic waves in carbon nanostructures // Carbon Nanotubes and Related Structures. Ed.: V. Blank and B. Kulnitskiy, Research Signpost Publisher. 2008. P. 147–187.
4. *Демидчик В.И., Корнев Р.В.* Метод интегральных уравнений при электродинамическом анализ углеродных нанотрубок // Материалы четвертой Всероссийской научной школы-семинара «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения»

с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами» Саратов, Саратовский ун-т, 2017. с. 27–30.

5. *Виноградов А.П.* Электродинамика композитных материалов. // “Эдиториал” УРСС, М.: 2000. 208 с.

6. *Jaggard D.L., Mickelson A.R., Papas C.H.* On Electromagnetic Waves in Chiral Media // J. Appl. Phys. 1979. V. 18. P. 211–216.

7. *Hao J, Hanson G.W.* Electromagnetic scattering from finite-length metallic carbon nanotubes in the lower IR bands // Physical Review. 2006. B 64. 035119.

Научное издание

**Взаимодействие сверхвысокочастотного,
терагерцового и оптического излучения
с полупроводниковыми микро- и наноструктурами,
метаматериалами и биообъектами**

Сборник статей пятой Всероссийской научной школы-семинара

Под редакцией профессора *Д. А. Усанова*

Подписано в печать 05.05.18

Формат 60×84 1/16.

Усл.печ.л. 9,62. Тираж 80 экз. Заказ 70-Т.

Издательство Саратовский источник.

410012, Саратов, Кутякова, 138Б.

Типография Саратовский источник.

410012, Саратов, Кутякова, 138Б.

Типография Саратовского университета.

410012, Саратов, Б. Казачья, 112А.