

Физика.СПб

Тезисы докладов
Российской молодежной конференции
по физике и астрономии

28–30 октября 2014 года

Санкт-Петербург
Издательство Политехнического университета
2014

ББК 22.3:22.6

Ф 50

Организатор

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Спонсорами конференции ежегодно выступают

Российский фонд фундаментальных исследований

Российская академия наук

Администрация Санкт-Петербурга

Программный комитет

Аверкиев Никита Сергеевич (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) — председатель

Арсеев Петр Иварович (ФИАН)

Варшалович Дмитрий Александрович (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Воробьев Леонид Евгеньевич (СПбГПУ)

Гавриленко Владимир Изяславович (ИФМ)

Дьяконов Михаил Игоревич (Université Montpellier II, France)

Иванчик Александр Владимирович (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Калашникова Александра Михайловна (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Карачинский Леонид Яковлевич (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Конников Семен Григорьевич (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Кучинский Владимир Ильич (СПбГЭТУ, ФТИ им. Иоффе)

Новожилов Виктор Юрьевич (СПбГУ)

Пихтин Никита Александрович (ООО «Эльфоллом», ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Рудь Василий Юрьевич (СПбГПУ)

Соколовский Григорий Семенович (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Степина Наталья Петровна (ИФП им. А. Ф. Ржанова)

Сурис Роберт Арнольдович (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Тарасенко Сергей Анатольевич (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Организационный комитет

Соколовский Григорий Семенович (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) — председатель

Азбель Александр Юльевич (КЦФЕ)

Вдовина Мария Александровна (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Дюделев Владислав Викторович (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Кузнецова Яна Вениаминовна (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Лосев Сергей Николаевич (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Петров Павел Вячеславович (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Поняев Сергей Александрович (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Щербаков Алексей Валерьевич (ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Молодежная конференция 2014 года продолжает традицию Итоговых семинаров по физике и астрономии по результатам конкурсов грантов для молодых ученых, проводившихся в Санкт Петербурге в течение более двадцати лет, с середины 90-х.

ISBN 978-5-7422-4602-2

© СПбГПУ, 2014

АСТРОНОМИЯ И АСТРОФИЗИКА

Исследование минерального состава железных метеоритов

Гонцова С. С.¹, Максимова Е. М.¹, Наухацкий И. А.¹, Милюкова Е. Т.¹

¹ТНУ, Республика Крым, г. Симферополь

Эл. почта: lenamax112@rambler.ru

Детальное исследование химического и минерального состава метеоритов дает возможность проследить закономерную взаимосвязь между метеоритами различных типов, в то же время, каждый метеорит несет присущие только ему индивидуальные черты. Исследование структуры осколков метеоритов производилось на рентгеновском дифрактометре общего назначения «ДРОН-3» с использованием медного излучения. В качестве внешнего стандарта использовалась поликристаллическая каменная соль. Поверхность образцов метеоритов и их химический состав исследовали на растровом электронном микроскопе РЭМ-106.

Установлено наличие четырех основных кристаллических фаз: камасита (самородного $\alpha - Fe(Ni, Co)$ космического происхождения) с концентрацией Ni от 4,9% до 6,15% и Co от 0,4% до 0,68%; сульфидов железа FeS, фосфидов железа $(Fe, Ni)_3P$ и силикатов из группы оливина $(Mg, Mn, Fe)SiO_4$ [1, 2].

В ходе исследования было обнаружено, что поверхность метеоритов неоднородна [3, 4]. На электронно микроскопических фотографиях удалось наблюдать кристаллы камасита $Fe(Ni, Co)$, троилита FeS, рабдита $(Fe, Ni)_3P$ и тефроита Mn_2SiO_4 .

Список литературы

1. Михеев В.И. Рентгенометрический определитель минералов. — М.: «Москва», 1957. — 868 с.;
2. Crystallographic and Crystallochemical Database for Minerals and their Structural Analogues [Электронный ресурс]. — Режим доступа к статье: database.iem.ac.ru;
3. Ларионов М.Ю. Мессбауэровская спектроскопия с высоким скоростным разрешением кристаллов фосфидов $(Fe, Ni)_3P$ из метеорита Сихотэ-Алинь. — Специальность 01.04.07 — Физика конденсированного состояния. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, 2012;
4. Семененко В.П. Генетические типы нанометровых зёрен минералов в метеоритах // В.П. Семененко, А.Л. Гирич, С.Н. Ширинбекова, Т.Н. Го-

рошенко, Н.В. Кичань // Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии, 2012, т. 10, № 1, с. 1–10;

2D модель ускорения частиц в системе сходящихся ударных волн

Гладилин П. Е.¹, Осипов С. М.¹, Быков А. М.¹

¹ФТИ

Эл. почта: peter.gladilin@gmail.com

Ударные волны в остатках сверхновых звезд считаются сейчас наиболее вероятными ускорителями галактических космических лучей вплоть до энергий 10^{15} эВ [1, 2]. Сверхновые, связанные с коллапсом массивных звезд, часто встречаются в звездных ассоциациях, где имеется много молодых звезд с мощным звездным ветром. В таких областях космического пространства возможны сложные конфигурации течений с ударными волнами, включающие разнонаправленные гидродинамические потоки.

Системы сходящихся гидродинамических потоков с ударными волнами могут являться чрезвычайно эффективными ускорителями космических лучей до высоких энергий $10^{16} - 10^{17}$ эВ и могут вносить существенный вклад в общий поток космических лучей, и продуцировать гамма-излучение на энергиях свыше 1 ТэВ. Некоторые наблюдаемые источники жесткого рентгеновского и гамма-излучения в областях активного звездообразования и звездных ассоциациях могут быть связаны с такими системами. Учитывая сложность наблюдения таких объектов, компьютерное моделирование является сейчас основным источником новых знаний о таких системах.

В работе представлена осесимметричная 2D модель сходящихся ударных волн остатка сверхновой и звездного ветра. Эта модель учитывает трехмерную пространственную структуру ударных волн и является расширением рассмотренного ранее плоскопараллельного приближения [3]. Форма головной ударной волны (bowshock) звездного ветра рассчитывалась аналитически на основе работы [4]. Аналитические и численные расчеты позволили получить важные данные о пространственном и энергетическом распределении ускоренных частиц в различных точках 2D бокса. Построенная модель взаимодействия ударных волн может быть использована для расчетов распределения энергичных частиц и моделирования спектров рентгеновского и гамма-излучения звездных ассоциаций.

Список литературы

1. Malkov M.A., O`C Drury L., Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves, Rep. on Progress in Physics, vol. 64, pp. 429-481, 2001;
2. Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E.-S, Spectrum of Galactic Cosmic rays accelerated in Supernova Remnants, The Astrophysical Journal, vol. 718, pp. 31-36, 2010;

3. Bykov A.M., Gladilin P.E., Osipov S.M., Non-linear model of particle acceleration at colliding shock flows, Monthly Notices of Royal Astronomical Society, vol. 429, pp. 2755-2762, 2013;
4. F.P.Wilkin, Exact solutions for stellar wind bowshocks, Astrophysical Journal, vol. 459, pp.31-34, 1996;

Геодезические Пенроуза и проблемы сферически-симметричного коллапса

Вертоградов В. Д.¹, Гриб А. А.¹, Павлов Ю. В.²

¹РГПУ

²ИПМаш РАН, Санкт-Петербург

Эл. почта: vitalii.vertogradov@yandex.ru

Исследованы свойства геодезических для частиц с отрицательной энергией в эргосфере вращающейся черной дыры. Было показано отсутствие круговых и эллиптических орбит для таких частиц и конечность собственного времени их пребывания в эргосфере. Сделаны выводы, что такие геодезические приходят и уходят из области внутри гравитационного радиуса. Получено условие начала и конца этих геодезических в сингулярности Керровской черной дыры. А также, исследованы геодезические, которые не начинаются и не заканчиваются в сингулярности. Также были выявлены проблемы гравитационного коллапса сферически-симметричного тела.

Список литературы

1. Чандрасекар С. Математическая теория черных дыр: В 2-х ч. Ч. 2 -М.: Мир, 355 с.,1986;
2. Вейнберг С. Гравитация и космология -М.: Мир, 695 с.,1975;
3. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. Т. 3 -М.: Мир, 512 с., 1977;
4. Вертоградов В.Д. К вопросу о гравитационном коллапсе сферически-симметричного тела, Физический вестник. Выпуск 8. Сборник научных статей. — СПб., с. 24-28, 2014;

Характеристики солнечного цикла и их взаимосвязь с теорией динамо

Откидычев П. А.¹, Попова Е. П.²

¹МРСК СК Ставропольэнерго

²МГУ им. М. В. Ломоносова

Эл. почта: otkid@list.ru

Мы пытаемся соотнести различные параметры бафферфляй-диаграмм (широотно-временных распределений солнечных пятен), полученных на основе

анализа наблюдательных данных для 12-23 солнечных циклов с величинами в моделях $\alpha - \omega - \Omega$ -динамо [1].

Мы использовали данные Royal Greenwich Observatory — USAF/NOAA для среднемесячных и ежедневных площадей и координат солнечных пятен за период 1878-2008, который охватывает полностью 12-23 циклы солнечной активности, и те же данные для ядер солнечных пятен за период 1878-1976 (12-20 циклы). На основе этих данных мы сформировали маундеровские «диаграммы бабочек» для каждого цикла, отдельно для северного и южного полушария Солнца. Для каждого «крыла» «бабочки» мы применяли линейную аппроксимацию. Средняя широта каждого цикла (отдельно для севера и юга) подсчитывается как сумма произведений ежедневных широт групп пятен на площади групп, делённая на общую площадь групп за цикл. Также была вычислена средняя площадь цикла (как для пятен, так и для ядер) как среднее от среднемесячных площадей пятен (ядер).

Далее, мы использовали данные SIDC (Королевская обсерватория Бельгии) среднемесячных чисел Вольфа за период 1878-2008. На основе этих данных мы получили среднее число Вольфа 12-23 циклов как среднее от среднемесячных значений, а также отношение средней площади цикла к среднему числу Вольфа.

Наконец, мы использовали данные [2] для средней напряжённости магнитного поля, полученные А.Г. Тлатовым на основе данных обсерватории Mount Wilson для солнечных пятен, чей размер превышает 100 м.д.п. (миллионных долей солнечной полусферы) (практически весь магнитный поток сосредоточен в пятнах такого размера). Основным результатом заключается в том, что величина BST/L практически постоянна для всех циклов, где B -средняя напряжённость поля в данном цикле, S - средняя площадь цикла, T - продолжительность цикла и L - средняя широта пятен в данном цикле.

Список литературы

1. Popova E.P. Effects of Various Types of Solar Meridional Circulation on the Propagation of Dynamo Waves // *Astronomy Reports*, Vol. 53, No. 9, pp. 863-868. 2009;
2. Тлатов А.Г. Долговременные вариации характеристик солнечных пятен // *Материалы конференции «Солнечная и солнечно-земная физика — 2012»*. Санкт-Петербург, Пулковое. С. 133–136. 2012;

Численное моделирование распространения космического излучения в атмосфере Земли

Нестерёнок А. В.¹, Найдёнов В. О.¹

¹ФТИ

Эл. почта: alex-n10@yandex.ru

В работе проводится численное моделирование процессов распространения частиц космического излучения в атмосфере Земли. Расчеты проводились с помощью пакета программ Geant4 версии 10.0. В численном коде с помощью специальных команд задавалась модель атмосферы, энергия и направление частиц первичных космических лучей (протонов и альфа-частиц), а также физические процессы взаимодействия частиц. В работе использовались стандартные списки физических процессов и моделей взаимодействий частиц FTFP_BERT_HP и QGSP_BIC_HP. Рассчитывались потоки первичных и вторичных частиц в атмосфере Земли. Приведены также результаты из предшествующей работы Nesterenok (2013). Цель настоящей работы — сравнение энергетических спектров частиц, рассчитанных с использованием разных моделей ядерных взаимодействий. Проводится сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными и с результатами расчетов других авторов. Результаты работы могут быть применены для расчета скоростей образования космогенных нуклидов в атмосфере и в веществе поверхности Земли, определения доз излучения для населения и расчета вероятностей сбоя микроэлектроники.

Список литературы

1. Nesterenok A. Numerical calculations of cosmic ray cascade in the Earth's atmosphere - Results for nucleon spectra, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, V. 295, Pp. 99-106, 2013;

Переменная околозвездная экстинкция в моделях протопланетных дисков с мало-массивными компаньонами

Демидова Т. В.¹, Гринин В. П.^{1,2}

¹ГАО РАН

²СПбГУ

Эл. почта: proximal@list.ru

Рассматривается модель молодой звезды, погруженной в протяженный газопылевой диск, в веществе которого движется мало-массивный компаньон (коричневый карлик или планета-гигант). Расчет газодинамических течений, вызванных движением компаньона, выполнен с помощью модифицированного нами кода GADGET 2. При моделировании протопланетного диска вычислялась колонковая плотность околозвездной пыли на луче между центральной звездой и наблюдателем. Секущая колонка проходила сквозь веще-

ство диска в различных направлениях, что позволило нам оценить влияние ориентации диска на кривую блеска и исследовать вклад различных частей диска в экстинкцию излучения молодой звезды. Результаты данной работы применялись для объяснения кривых блеска звезд типа UX Ori, околозвездные диски которых наклонены под небольшим углом к лучу зрения.

Поиск излучения гамма-пульсара J2021+3651 в оптическом диапазоне с помощью GTC

Рыспаева Е. Б.¹, Кириченко А. Ю.^{2,1}, Шибанов Ю. А.^{2,1}

¹СПбГПУ

²ФТИ

Эл. почта: e.ryspaeva@yandex.ru

Радиопульсар J2021+3651 был недавно обнаружен в гамма-диапазоне с помощью обсерватории Fermi. Он также излучает в рентгеновском диапазоне, где образует туманность пульсарного ветра, известную под названием «Стрекоза». Для построения многоволнового спектра пульсара, были проведены его наблюдения в оптическом диапазоне на телескопе GTC. С помощью инструмента OSIRIS были получены изображения в фильтре Sloan_r с суммарной экспозицией 2.5 килосекунды. Мы также переанализировали рентгеновские данные обсерватории Chandra, полученные в 2006 году и использованные в работе Ван Эттена и соавторов (2008). Пульсар и окружающая его туманность не были детектированы нами в оптическом диапазоне. Установлен глубокий верхний предел на его яркость в фильтре Sloan_r, равный 27.1 звездной величины на уровне 3 сигма. Сравнение этого результата с рентгеновскими данными указывают на наличие сильного излома в спектре нетепловой компоненты излучения пульсара между оптическим и рентгеновским диапазонами. Такая картина согласуется с данными по другому гамма-пульсару J0357+3205, который также наблюдался на телескопе GTC (Кириченко и др., 2014).

Список литературы

1. Fukugita M., Shimasaku K., Ichikawa T., «Galaxy Colors in Various Photometric Band Systems», Publications of Astronomical Society of the Pacific 107: 945-958, 1995;
2. Hessels J. W. «Discovery and Study of Exotic Radio Pulsars», 2007;
3. Kirichenko A. et al. «Deep optical observations of the γ -ray pulsar J0357+3205», Astronomy & Astrophysics, 2014;
4. Koptsevich A. B. et al. «Deep BVR Imaging of the Field of the Millisecond Pulsar PSR J0030+0451 with the VLT», Astronomy & Astrophysics, 2008;
5. Predehl P., Schmitt J.H.M.M. «X-raying the interstellar medium: rosat observations of dust scattering halos», Astron. Astrophys. 293, 889-905, 1995;

6. Saz Parkinson P. et al. «Eight gamma-ray pulsars discovered in blind frequency searches of *Fermi* LAT data», *The Astrophysical Journal*, 725: 571-584, 2010;
7. Van Etten A., Romani R., Ng, C.o-Y. «Ring and Jets around PSR J2021+3651: "Dragonfly Nebula"», arXiv:0802.3707v1, 2008;

Моделирование динамических структур в синхротронных изображениях пульсарных туманностей

Петров А. Е.¹, Быков А. М.²

¹СПбГПУ

²ФТИ

Эл. почта: alexey.e.petrov@gmail.com

Наблюдения пульсарных туманностей с современными орбитальными рентгеновскими телескопами высокого разрешения сделали возможным исследование сильно неравновесных процессов в плазме релятивистского ветра. Релятивистские пульсарные ветры формируют пульсарные туманности — уникальные источники нетеплового излучения, наблюдаемые во всех диапазонах электромагнитного спектра. Интерпретация наблюдаемых динамических структур в туманностях требует построения моделей релятивистского пульсарного ветра. Основным механизмом излучения замагниченной релятивистской электрон-позитронной плазмы в пульсарных туманностях является синхротронное излучение, а наблюдаемые динамические структуры могут быть связаны с распространением возмущений магнитного поля.

Кинетическое рассмотрение сильнонеравновесной релятивистской электрон-позитронной плазмы позволяет рассчитать структуру возмущения магнитного поля, распространяющегося поперек среднего квазистационарного магнитного поля. В данной работе представлены модели синхротронных изображений структур пульсарного ветра, рассчитанные на основе модели динамических структур в релятивистской плазме с учетом сильного рассеяния частиц на флуктуациях магнитного поля.

Список литературы

1. Arons, J., Pulsar Wind Nebulae as Cosmic Pevatrons: A Current Sheet's Tale, *Space Sci. Rev.*, Vol. 173, Issue 1-4, P. 341-367, 2012;
2. Bühler R., Blandford R., The surprising Crab pulsar and its nebula: a review, *Rep. Prog. Phys.*, Vol. 77, No. 6, 2014;
3. Bykov A.M., Gehrels N., Krawczynski H., Lemoine M., Pelletier G., Pohl M., Particle Acceleration in Relativistic Outflows, *Space Sci. Rev.*, Vol. 173, Issue 1-4, P. 309-339, 2012;
4. Hester J.J., The Crab Nebula: An Astrophysical Chimera, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, Vol. 46, P. 127-55, 2008;

5. Tananbaum H., Weisskopf M. C., Tucker W., Wilkes B., Edmonds P., High-lights and discoveries from the Chandra X-ray Observatory, Rep. Prog. Phys., Vol. 77, No. 6., 2014;

Зоны обитаемости вблизи красных карликов

Саенко В. В.¹, Константинов А. Н.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: *plutony13@gmail.com*

В последние годы актуальной задачей астрофизики является изучение условий для существования жизни за пределами Земли (в частности, на экзопланетах) и их поддержания в течение продолжительного периода времени. В особенности интересен вопрос о пригодных для жизни планетах вблизи холодных оранжевых и красных карликов из-за их распространенности.

Основным возражением против пригодных для жизни планет около красных карликов является их близость к звезде и, следовательно, наличие сильного приливного трения. В таком случае планета может попасть в спин-орбитальный резонанс 1:1, при котором она будет обращена только одной стороной к звезде, откуда вытекает проблема неравномерного нагревания планеты. Решение этой проблемы видится в существовании орбит экзопланет, при которых они попадают в спин-орбитальный резонанс 3:2 (как Меркурий в Солнечной системе).

В данной работе было показано, что относительная ширина зоны обитаемости растет с уменьшением температуры фотосферы звезды. Были вычислены предельные значения эксцентриситетов орбит, при которых орбита экзопланеты целиком находится в зоне обитаемости.

Приведены конкретные примеры обнаруженных экзопланет, которые обращаются вблизи красных карликов и имеют обсуждаемые орбиты. Показано, что вблизи красных карликов обнаружены экзопланеты широкого диапазона масс (от Суперземель до Сатурнов), находящиеся в спин-орбитальном резонансе. Предложено при поиске экзопланет около красных карликов особое внимание обратить на орбиты со значительным эксцентриситетом.

Список литературы

1. Anglada-Escudé, G., Tuomi, M., Gerlach, E. A dynamically-packed planetary system around GJ 667C with three super-Earths in its habitable zone, *Astronomy & Astrophysics*, volume 556, id. A126, 24 pp., 2013;
2. Bolmont, E, Raymond, S.N., von Paris, P., An Earth-Sized Planet in the Habitable Zone of a Cool Star, *Science*, volume 344, issue 6181, pp. 277-280, 2014;
3. Cuntz, M., von Bloh, W., Schroeder, K.-P. et al., Habitability of Super-Earth Planets around Main-Sequence Stars including Red Giant Branch Evolution:

- Models based on the Integrated System Approach, International Journal of Astrobiology, volume 11, issue 1, p. 15-23., 2011;
4. Dressing, C.D., Charbonneau, D., The Occurrence Rate of Small Planets around Small Stars, The Astrophysical Journal, volume 767, issue 1, article id. 95, 20 pp., 2013;
 5. Haghighipour, N., Vogt, S.S., Butler, R.P. et al., The Lick-Carnegie Exoplanet Survey: A Saturn-Mass Planet in the Habitable Zone of the Nearby M4V Star HIP 57050, The Astrophysical Journal, volume 715, issue 1, p. 271-276, 2010;
 6. Kaltenegger, L., Traub, W.A., Transits of Earth-like planets, The Astrophysical Journal, volume 698, issue 1, p. 519-527, 2009;
 7. Kasting, J.F., Whitmire, D.P., Reynolds, R., Habitable Zones around Main Sequence Stars, Icarus, volume 10, issue 1, p. 108-128. 1993;
 8. Kopparapu, R.K., Ramirez, R., Kasting, J.F. et al., Habitable Zones Around Main-Sequence Stars: New Estimates, The Astrophysical Journal, volume 765, issue 2, article id. 131, 16 pp., 2013;
 9. Makarov, V., Why is the Moon synchronously rotating?, MNRAS Letters (in press), 2013;
 10. Selsis, F., Kasting, J.F., Levrard, B., Habitable planets around the star Gliese 581?, Astronomy and Astrophysics, volume 476, issue 3, p. 1373-1387, 2007;

Эффект Росситера-МакЛафлина в спектре уникальной затменной системы ϵ Aur

Потравнов И. С.¹, Гринин В. П.¹

¹ГАО

Эл. почта: ilya.astro@gmail.com

ϵ Возничего является одной из самых необычных затменных систем нашей Галактики.

Ее затмения продолжаются около двух лет и повторяются с периодичностью 27 лет. Несмотря на почти 200 летнюю историю наблюдений ϵ Возничего, она до сих пор остается во многом загадочной. Это связано с тем, что главный компонент системы - яркий сверхгигант спектрального класса F0 Ia - каждые 27.1 года затмевается вторичным невидимым компонентом, никак не проявляющим себя в оптическом диапазоне. В настоящее время общепринятой является модель системы, предложенная Хуангом в 1965 г., в которой затмения вызываются газо-пылевым диском вокруг вторичного компонента. Недавно эта модель была подтверждена в ходе интерферометрических наблюдений (Клоппенбург и др., 2010) во время последнего затмения в 2009-2011 гг. В результате наблюдений были получены прямые изображения дискообразного тела, видимого под небольшим углом к лучу зрения и проходящего на фоне главного компонента. Тем не менее, существенная неопреде-

ленность в расстоянии до ε Возничего до сих пор не позволяет прямыми методами оценить массу компонент, и, соответственно, определить их эволюционный статус и природу околозвездного диска вторичного компонента. Вопрос о природе и структуре диска вторичного компаньона ε Возничего исключительно важен, так как эта система, благодаря своей ориентации, предоставляет уникальную возможность для изучения распределения вещества в диске на луче зрения и его динамики.

В двойных системах часто наблюдаются изменения лучевой скорости, связанные с искажением профилей спектральных линий вследствие частичного затмения диска вращающейся звезды. Этот, так называемый эффект Росситера-МакЛафлина, может наблюдаться и при затмении ε Возничего. В наиболее чистом виде этот эффект должен проявляться в частотах спектральных линий, в которых во время затмения нет дополнительного поглощения в диске невидимого компонента. К таким линиям относятся, например, линии триплета азота N I и высшие члены Пашеновской серии. Амплитуда Р-М эффекта зависит от проекционной скорости звезды $V \sin i$, от закона потемнения от центра к краю диска оптической звезды, а также от геометрических параметров затмевающего тела - пылевого диска, окружающего невидимый компонент. Форма кривой лучевых скоростей звезды во время затмения под влиянием Р-М эффекта зависит также от распределения вещества в диске. В докладе обсуждается моделирование эффекта Р-М в спектре ε Возничего и сравнение модели с наблюдениями, полученными нами в ходе затмения этой системы в 2009-2011 гг.

Анализ авто- и кросс-корреляций в сигналах интенсивности радиоизлучения квазаров

Дёмин С. А.¹, Панищев О. Ю.¹, Нефедьев Ю. А.¹

¹КФУ

Эл. почта: serge_demin@mail.ru

Ключевыми факторами, определяющими эволюцию аккрецирующих астрофизических систем, являются нелинейность, нестационарность, перемежаемость динамики, а также коллективные эффекты. Данное заключение становится очевидным, если учесть, что динамика дисковой аккреции в астрофизических объектах во многом определяется процессами в горячей плазме. Разнообразие аккрецирующих объектов и существенное количество эффектов, реализующихся в плазме диска, приводят к необходимости использования всех доступных методов анализа для более глубокого понимания особенностей эволюции подобных систем.

В настоящей работе метод фликкер-шумовой спектроскопии (ФШС) используется для исследования авто- и кросс-корреляций сигналов спектральной плотности потока радиоизлучения квазизвездных объектов, фиксируемых одновременно на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц. Данные были любезно предо-

ставлены доктором Нобору Танизука (Noboru Tanizuka, Laboratory for Complex Systems Analysis, Osaka Prefecture University). Регистрация данных осуществлялась в период с 1979 г. по 1988 г. (всего 3 309 дней). Принципиальное отличие ФШС от других методов анализа временных рядов динамических переменных состоит во введении информационных параметров, характеризующих составляющие исследуемых хаотических сигналов в разных диапазонах частот. Для этого сформулированы соответствующие процедуры и алгоритмы извлечения информации, которые реализуются при сопоставлении общих феноменологических выражений для разностных моментов и спектров мощности с соответствующими зависимостями, построенными на основе измеряемых сигналов. Извлекаемая информация включает в себя специфические для каждого сигнала низкочастотные «резонансы», а также параметры хаотических составляющих. В дополнение к этому, двухпараметрические ФШС кросс-корреляторы позволяют установить динамическую взаимосвязь одновременно фиксируемых сигналов, продуцируемых распределенными системами.

Квazarы – это мощные компактные объекты, открытые в 60-х гг. XX века, как источники радиоизлучения с очень малыми угловыми размерами, а затем отождествленные со звездообразными объектами. Согласно распространенной точке зрения квазары являются активными ядрами далеких галактик, находящихся на стадии формирования, в которых сверхмассивная черная дыра поглощает вещество из газопылевого диска. При движении слоев падающего вещества возникают коллективные эффекты и резонансные явления, которые отражаются в динамике излучения квазара.

Показано, что ФШС-анализ динамики авто- и кросс-корреляций интенсивности радиоизлучения квазаров позволяет не только установить отдельные особенности аккреции вещества в указанных объектах, но и выявить качественно различимые механизмы ее генерации. В частности, радиоизлучение квазара 0215p015 отличается четко выраженным набором собственных частот, трендоустойчивой динамикой со слабо проявляющимися эффектами нестационарности. Напротив, активность квазара 1641p399 характеризуется высокой степенью нестационарности, отсутствием различного набора резонансных частот и значительным влиянием эффектов динамической перемежаемости. Продемонстрированы возможности использования двухпараметрических ФШС кросс-корреляторов в анализе частотно-фазовой синхронизации, реализующейся в радиоизлучении квазаров 0215p015 и 1641p399 на разных частотах. Установлено, что нарушение синхронизации в случае квазара 1641p399 вызвано повышением интенсивности хаотических составляющих потока радиоизлучения в высокочастотной области, что приводит к «деформации» 3D структуры кросс-коррелятора.

Авторы выражают признательность доктору физико-математических наук, профессору Тимашеву С.Ф. (НИФХИ, Москва) за помощь в обсуждении полученных результатов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-97000-р_поволжье_а.

Список литературы

1. Тимашев С.Ф., Фликкер-шумовая спектроскопия: Информация в хаотических сигналах, М.: ФИЗМАТЛИТ, 248 с., 2007;
2. Tanizuka N., Khan M.R., Dynamical structure of quasar radio wave intensity fluctuations from daily to yearly period, Noise and Fluctuations — ICNF-2003. Ed. J. Sikula, Brno: Brno University of Technology, 813-816, 2003;

Изменение барион-фотонного отношения вследствие аннигиляции и распада частиц тёмной материи

Заварыгин Е. О.^{1,2}, Иванчик А. В.^{1,2}

¹СПбГПУ

²ФТИ

Эл. почта: e.zavarygin@gmail.com

В работе исследуется влияние аннигиляции и распада частиц тёмной материи на барион-фотонное отношение в разные космологические эпохи. Рассматриваются различные значения параметров масс, времён жизни, относительной доли частиц тёмной материи и др. Полученные результаты сравниваются с данными расчётов первичного нуклеосинтеза, а также анализа анизотропии реликтового излучения, в которых барион-фотонное отношение является одним из ключевых параметров. Показано, что аннигиляция частиц тёмной материи не приводит к значимому изменению барион-фотонного отношения на всех космологических временах от момента первичного нуклеосинтеза до современной эпохи. Показано, что реакции распада частиц тёмной материи массой $10 \div 100$ ГэВ могут приводить к изменению барион-фотонного отношения $\Delta\eta/\eta \sim 0.001 \div 0.01$ ГэВ, что является потенциально наблюдаемой величиной. Накладываются ограничения на процессы распада частиц тёмной материи, исходя из сравнения гамма фона, возникающего при аннигиляции протон-антипротонных пар, с наблюдаемым гамма фоном.

Пропеллерный режим аккреции на молодые объекты в баллистическом приближении

Шульман С. Г.^{1,2}, Гринини В. П.², Потравнов И. С.²

¹СПбГУ

²ГАО

Эл. почта: sgshulman@rambler.ru

Взаимодействие аккреционного диска с магнитосферой звезды может приводить при определенных условиях к разбрасыванию вещества из окрестностей звезды. Эта особенность магнитосферной аккреции, известная под названием «эффект пропеллера», была впервые продемонстрирована в работе

Илларионова и Сюняева (1975) при исследовании процесса аккреции на нейтронные звезды. В нашей работе рассматривается аккреция газа на молодую звезду в случае, когда ось магнитного диполя не совпадает с осью вращения звезды. Для описания эффекта пропеллера используется баллистическое приближение. Результаты расчетов применяются для описания узких абсорбционных деталей, наблюдаемых в спектрах молодых звезд в синем крыле линий резонансного дублета натрия.

Вероятность импульсного события в радиоуглеродном ряду в VIII-XI веках

Ковылова Е. Г.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: fomalhaut.hm@gmail.com

Данные по относительному содержанию космогенных изотопов в природных архивах являются основным источником информации об интенсивности космических лучей, солнечной активности и геомагнитном поле в прошлом. В кратковременных вариациях находят отражение мощные импульсные события, такие как солнечные вспышки, вспышки близких сверхновых и гамма-всплески.

В 2012-2013 гг. в радиоуглеродном ряду в кольцах деревьев были обнаружены пики в окрестностях 775 и 993 гг. Вследствие видимого подобия профилей, события были трактованы как следствия схожих астрофизических причин.

Нами был проведен статистический анализ нескольких рядов данных с подобными временными профилями, а именно вблизи 775, 993 и 1006 гг. Методика работы с данными построена на основе того, что ряд $\Delta^{14}C$ содержит в себе много сигналов, так как формируется под влиянием большого числа процессов. Показано, что событие 775 г. принципиально отличается от событий 993 и 1006 гг. невозможностью его объяснения без допущения воздействия импульсного события.

Селеноцентрическая опорная сеть в динамической системе координат

Вараксина Н. Ю.¹, Нефедьев Ю. А.¹

¹КФУ

Эл. почта: vni_357@mail.ru

1. Введение

Современные космические технологии требуют наличия точного координатно-временного обеспечения, включающего опорную систему инерциаль-

ных координат и динамические параметры фигур небесных тел. Это важно для построения космической навигационной системы.

2. Методы и анализ результатов

Опорная селенезическая сеть DSC была построена в динамической системе координат. Каталог DSC показал хорошее соответствие требуемым для селеноцентрических систем координат параметрам. Опорные точки данной сети хорошо покрывают всю видимую полусферу Луны и дают точность положений плановых координат ± 40 метров и высотных данных ± 80 метров.

В настоящей работе задачи исследования точности и сгущения данной опорной сети основаны на методах оптимальных координатных трансформаций.

Для сгущения и расширения каталога DSK (система X) основной проблемой является точное определение элементов матрицы трансформации координат и нахождение векторов положений начала отсчета координат исследуемой системы Y опорной на основе использования общих опорных точек:

$$X = AY + X^0 \quad (1)$$

здесь A — матрица ориентации координат, X^0 — вектор смещения системы координат Y относительно нуля пункта системы координат X

Точность данного преобразования увеличивается с увеличением координатной экстраполяции. Это является очень важным фактором для перевода координат с видимой стороны Луны на невидимую.

Используя адаптивное регрессионное моделирование (ARM) можно постулировать, что структура модели трансформации координат (1) является неизвестной для каждой пары каталогов и ее требуется определить на основе регрессионного анализа. Уравнение (1) можно записать в виде матричного регрессионного уравнения:

$$Y = X\beta + \varepsilon \quad (2)$$

где ε - вектор ошибок, β — вектор первого столбца матрицы A .

Очевидно, что члены вектора в случае (2) одновременно оцениваются согласно структурной идентификации.

Матрица A часто не соответствуют условиям ортогональности при трансформации координат из системы Y в систему X по той причине, что определение самих координат содержит ошибки обеих систем и требует выполнения мультиколлинеарного условия:

$$A^T A = E, \det A = 1 \quad (3)$$

В связи с этим, уравнение (1) можно рассматривать как общее детерминированное преобразование совместно с условием (3). Данная задача решается методом числовой оптимизации точности внутри разности положений центров систем X и Y .

Исследуемые каталоги были трансформированы в систему каталога DSC на основе использования матрицы A и вектора смещения X^0 для модели (1) полученных на основе цифровых технологий. Были исследованы следующие каталоги: ACIC, AMS, ARTHUR, Baldwin, Goloseevo-1, Goloseevo-2, MILLS-

2, SCHRUTKA-1, SCHRUTKA-2, SAI [1], Kiev [2], The Unified Lunar Control Network 2005 (ULCN 2005) [3], Valeev [4].

Были вычислены значения элементов матрицы A , векторов смещения X^0 и величины стандартных ошибок s_{Δ} ($s_{\Delta x}$, $s_{\Delta y}$, $s_{\Delta z}$) которые были определены для 10% контрольных точек для общих объектов в селенографических каталогах.

Результаты данного исследования приведены в [5].

3. Заключение

Из анализа селеноцентрической опорной системы, полученной в настоящей работе методом наименьших квадратов было получено:

1. Система DSC каталога очень близка к системе каталога ULCN с точностью в пределах лимита общих точек при определении вектора смещения для ортогональных трансформируемых координат в модели (1) с условиями (3);

2. Точность использования модели (1) с условиями (3) при трансформировании координаты, направленной к Земле ζ с использованием модели (1) оказалась в два раза лучше аналогичных преобразований другими методами;

3. Значения элементов вектора X^0 в модели (1) при выполнении преобразований методом наименьших квадратов по всем координатам является статистически недостоверно. Это дало нам возможность использовать результаты численного метода для преобразования координат.

Список литературы

1. Lipsky, Yu., Nikonov, V., and Scobeleva, T.: The common selenodetic coordinate system based nine catalogues lunar visible side, Moscow, Science, 1973;
2. Gavrilov, I., Kisluk and V, Duma, A.: The summary selenodetic coordinate system 4900 lunar points, Kiev, Naukova dumka, 1977;
3. Archinal, B., Rosiek, M., Redding, B.: Unified Lunar Control Network 2005 and Topographic Model// Lunar Planetary Sci., XXXVI, Lunar and Planetary Institute. Houston, abstract no. 2106 [CD-ROM];
4. Valeev, S.: Coordinates of the Moon reverse side objects, Earth, Moon, and Planets. 1986;
5. Varaksina, N.Y., Valeev, S.G., Nefedyev Y.A. Selenocentric referense catalogue // Kazan Federal University.- 2013.- С. 1- 5464
<http://diglib.kpfu.ru/xmlui/handle/123456789/820>;

Исследование точности современных каталогов звездных положений на основе лоренциального анализа

Вараксина Н. Ю.¹, Заббарова Р. Р.¹, Чуркин К. О.¹, Нефедьев Ю. А.¹

¹КФУ

Эл. почта: vnu_357@mail.ru

Предлагается новый метод оценки точности положений и собственных движений звезд в астрометрических каталогах путем сравнения положений звезд в исследуемом каталоге и каталоге Hipparcos в разные эпохи, но при стандартном равноденствии. Результаты сравнения представляются в виде кривой. По оси абсцисс откладываются годы сравнения, по оси ординат — количество сравниваемых звезд в процентах относительно общего числа сравниваемых звезд в обоих каталогах, для которых абсолютные величины разностей координат «каталог минус Hipparcos» больше заданной величины. Он основан на сравнении положений в них звезд на разные эпохи и равноденствие J.2000.0. Для каждой эпохи определяется количество «n» абсолютных величин разностей координат больше заданной величины Δ относительно общего числа «N» звезд в исследуемом каталоге и каталоге Hipparcos и выражается в процентах. За 100% принимается количество абсолютных величин разностей координат, равное общему числу сравниваемых звезд в обоих каталогах. Применение нового метода можно обосновать целесообразностью всестороннего исследования точности каталогов, а также наглядностью получаемых результатов данным методом. Данным методом были проведены исследования каталогов PPM, ACRS, Tycho-2, ACT, TRC, FON, Tycho, UCAC4.

Метод анализа заключался в следующем. Находились разности координат для всех звезд для некоторой эпохи $T(j)$. Затем эти разности представлялись в виде лоренциала $L(j)$. Были найдены зависимости $L(j)$ от $T(j)$ для каталога PPM при $\Delta = 0.2$ отдельно для северной зоны по склонению PPM(n) и южной PPM(s). Известно, что наблюдения северных и южных звезд PPM производились в разные годы. Это наглядно было получено и по нашим результатам. Абсциссы минимума кривых $L(j)$ дают информацию об эпохах наблюдений исследуемых каталогов. Очевидно, что ордината минимума $L(j)$ дает информацию о точности положений звезд в исследуемом каталоге. Чем меньше ордината при данном Δ , тем точнее положения звезд в каталоге. У PPM(n) минимум при 30.6%, у PPM(s) - при 18.6%. Следовательно, положения звезд в PPM(s) точнее, чем в PPM(n).

Из сравнения кривых для каталогов Tycho-2 и Tycho видно, что наиболее точные положения звезд у каталога Tycho-2 (0.4%), наименее точные у Tycho (48.8%). У каталогов ACT и TRC точность почти одинаковая - (1.48%) и (1.87%). У каталога FON она хуже, чем у ACT и TRC, но выше, чем у каталога Tycho —(31.7%). Крутизна крыльев $L(j)$ дает информацию о точности собственных движений звезд в исследуемом каталоге. Чем меньше крутизна, тем точнее собственные движения в данном каталоге. Наиболее точные собственные движения у звезд каталога Tycho-2. У каталогов ACT и TRC они

приблизительно одинаковы. У каталога FON собственные движения близки к собственным движениям звезд каталога Tycho-2. Наименее точны они у каталога Tycho. Положения звезд в каталоге ACRS немного точнее, чем в PPM, и наименее точны они в каталоге FON: 22.4%, 26.1% и 30.5% соответственно. Наиболее точные собственные движения у звезд каталога FON. У ACRS и PPM они близки по точности. Оценки точности каталогов ACRS и PPM соответствуют результатам исследований их точности в Пулковской обсерватории (Evdokimov et al., 1995).

Для каталогов UCAC4 и Tycho-2 при значениях $\Delta = 0.2''$. Точность положений и собственных движений звезд в этих каталогах приблизительно равны. Метод оценки точности каталогов графическим методом позволяет определять внешние общие ошибки (external global), включающие случайные и региональные ошибки. «Внешние» ошибки получены путем сравнения с каталогом Hipparcos, ошибки получаются с точностью до точности каталога Hipparcos. Для каталога UCAC4 внешние общие ошибки положений составляют по α и δ : 20 mas и 19 mas, ошибки собственных движений по α и δ составляют 2 mas/yr и 2 mas/yr. Ошибки наблюдений для положений по оценкам авторов каталога UCAC4 составляют для звезд яркостью $10m \div 14m$ около 20 mas. Для собственных движений ошибки наблюдений для звезд ярче $12.5m$ составляют $4 \div 6mas / yr$, для звезд слабее $12.5m$ эти ошибки около $1 \div 3mas / yr$..

Список литературы

1. Bastian, U., Roeser, S., Yagudin L., et al. 1993, Vol.3 and Vol.4 PPM Star Catalogue, Positions and Proper Motion of 197179 Stars South of -2.5 degrees declination for Equinox and Epoch J2000 (Spectrum Akademischer Verlag, Heidelberg, Berlin, New York);
2. Corbin T., Urban S., 1991, Astrographic catalogue reference stars; ACRS, U.S. Naval Observatory, Washington, DC;
3. ESA 1997. The HIPPARCOS and TYCO Catalogues. - ESA-sp-1200;
4. Hog E., Kuzmin A., Bastian U., et al. Tycho reference catalogue // A&A.- 1998.- 335.- P. L65;
5. Jones B.F., Hanson R.B. and Klemola A.R., 2000 "Lick Northern Proper Motion Programm: NPM2", AAS meeting 196 abstract 53.02;
6. Kislyuk V., Yatsenko A., Ivanov G. et al. The FON astrographic catalogue (FONAC): Version 1.0 // Proceeding of Journees 1999;
7. Lohrman-Kolloqium "Motion of Celestial Bodies, Astrometry and Astronomical. Reference Frame", September 13-15, 1999.-Drezden: Lohrman Observatory, 2000.-P.61;

Поиск и исследование экзопланет на основе метода Transit Timing Variations (TTVs). Создание международного наблюдательного проекта по поиску экзопланет методом TTV

Соков Е. Н.¹

¹Пулковская Обсерватория РАН

Эл. почта: jenkins06@gmail.com

На сегодняшний день методом транзитных прохождений планеты по диску родительской звезды открыто уже более 1700 внесолнечных планет в более чем 600 планетных системах. Несмотря на точность предоставляемых наблюдательных данных таких телескопов, как Kepler, Corot, а также наиболее успешных проектов, которые ищут экзопланеты транзитным методом, таких, как SuperWASP, HATNet и др., не всегда удаётся открыть все планеты в уже открытых планетных системах.

В 2005 году был предложен передовой метод поиска новых внесолнечных планет, основанный на регистрации серединного момента прохождений уже открытой планеты по диску родительской звезды. В англоязычной литературе этот метод получил название — Transit Timing Variations (TTVs).

Этот метод поиска новых экзопланет только сейчас начинает приобретать популярность с накоплением наблюдательных данных. Для более точного применения данного метода необходимо получение максимально плотного ряда наблюдений с хорошей точностью, что, увы, не под силу одной обсерватории. Для этих целей в Пулковской обсерватории создан и активно развивается международный наблюдательный проект (наблюдательная кампания), целью которого является получение точных наблюдательных данных с минимизацией пропусков между ними для наилучшего анализа тайминга транзитов избранных экзопланет. В рамках данного проекта уже участвует более 25 обсерваторий с использованием телескопов от 20 см до 2.6 метров, расположенных в России, странах СНГ, странах Европы, Южной и Северной Америки. Данный проект активно развивается и увеличивается число участников данного международного проекта.

У ряда транзитных экзопланет обнаружен тайминг (TTV сигнал) в регулярном прохождении планет по дискам родительских звёзд. Определены предварительные параметры обнаруженных вариаций на основе проведённого частотного анализа наблюдательных данных.

Диаграммы устойчивости циркумбинарных планетных систем

Попова Е. А.¹

¹ГАО

Эл. почта: m02pea@gmail.com

Исследована устойчивость движения циркумбинарных экзопланет Кеплер-38b, 47b и 64b (PH1). Анализ проведен в рамках плоской ограничен-

ной задачи трех тел. На плоскости начальных условий «перицентрическое расстояние - эксцентриситет» построены диаграммы устойчивости. Орбиты экзопланет Кеплер-47b и 64b близки к резонансу средних движений с центральной двойной 13/2, 38b - к резонансу 11/2. На этих диаграммах экзопланеты Кеплер-38b, 47b и 64b располагаются в резонансных ячейках, ограниченных неустойчивыми резонансами. В случае, если бы рассматриваемые планеты находились в зоне неустойчивости, характерное ляпуновское время для них составляло бы лишь 1-1.5 года. Определено, насколько экзопланеты удалены от области хаоса на диаграммах устойчивости. Численно исследована долговременная эволюция во фрактальных областях неустойчивости.

Список литературы

1. Popova E.A., Shevchenko I.I., Kepler-16b: safe in a resonance cell, *Astrophys. J.*, 769, 152, 2013;
2. Holman M. J., Wiegert P. A., Long-Term Stability of Planets in Binary Systems, *Astron. J.*, 117, 621, 1999;
3. Welsh W.F. et al., Recent Kepler Results On Circumbinary Planets, *Proceedings of the IAU, IAU Symposium 293*, 8, 125, 2014;
4. Orosz J. A. et al., The Neptune-sized Circumbinary Planet Kepler-38b, *Astrophys. J.*, 758, 82, 2012;
5. Orosz J.A. et al., Kepler-47: A Transiting Circumbinary Multiplanet System, *Science*, 337, 1511, 2012;
6. Kostov V.B. et al., A Gas Giant Circumbinary Planet Transiting the F Star Primary of the Eclipsing Binary Star KIC 4862625 and the Independent Discovery and Characterization of the Two Transiting Planets in the Kepler-47 System, *Astrophys. J.*, 770, 52, 2013;
7. von Bremen H.F., Udvardi F.E., Proskurowski W., An efficient qr based method for the computation of lyapunov exponents, *Physica D*, 101, 1, 1997;
8. Shevchenko I.I., Kouprianov V.V., On the chaotic rotation of planetary satellites: The Lyapunov spectra and the maximum Lyapunov exponents, *Astron. Astrophys.*, 394, 663, 2002;
9. Kouprianov V.V., Shevchenko I.I., On the chaotic rotation of planetary satellites: The Lyapunov exponents and the energy, *Astron. Astrophys.*, 410, 749, 2003;
10. Kouprianov V.V., Shevchenko I.I., Rotational dynamics of planetary satellites: A survey of regular and chaotic behavior, *Icarus*, 176, 224, 2005;
11. Melnikov A.V., Shevchenko I.I., The Stability of the Rotational Motion of Nonspherical Natural Satellites with Respect to Tilting the Axis of Rotation, *Sol. Sys. Res.*, 32, 480, 1998;

Определение коэффициентов чувствительности для поиска вариации постоянной тонкой структуры в ионе Ni II

Коновалова Е. А.¹, Козлов М. Г.^{1,2}

¹ПИЯФ

²СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: lenaakonovalova@gmail.com

В результате наблюдений за излучением квазаров можно получить экспериментальное подтверждение того, что постоянная тонкой структуры в настоящее время отличается от той, которая была на начальном этапе развития Вселенной. Атомные и молекулярные частоты переходов предоставляют естественный способ поиска α -вариации. Астрономические измерения постоянных основаны на сравнении спектров поглощения или испускания космических объектов и соответствующих лабораторных величин. В этом случае неопределённость измерений частот в лабораторных исследованиях и определение центров линий в астрофизических спектрах являются главной проблемой таких измерений. В теоретических расчётах для поиска α -вариации необходимо определить релятивистские сдвиги частот (или q -факторы) [1].

В данной работе рассматривается ион Ni II, линии которого наблюдаются в спектрах квазаров. При расчёте спектра Ni II был использован метод наложения конфигураций в приближении Дирака-Кулона. Поправки Брейта к коэффициентам чувствительности не учитывались, поскольку ранее было показано, что их вклад не значителен. В рамках данного приближения вычислены q -факторы переходов, представляющие интерес для астрофизики. Для нескольких переходов вычисления были проведены впервые. Для остальных — результаты находятся в хорошем согласии с ранее опубликованными данными [2]. Оказалось, что все коэффициенты чувствительности отрицательны. Получены две линии с относительно маленьким значением q -фактора ($q \approx 400 \text{ см}^{-1}$) и одна линия с самым большим значением — $q = -2210 \text{ см}^{-1}$. Большие различия в коэффициентах чувствительности для отдельных переходов увеличивают общую чувствительность астрофизических наблюдений к α -вариации. Достигнутой точности вычислений достаточно для анализа астрофизических данных, используемых для поиска вариации постоянной тонкой структуры.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-00241 А.

Список литературы

1. Konovalova E.A., Kozlov M.G., Imanbaeva R.T., Sensitivity coefficients to α -variation for astrophysically relevant transitions in Ni II, arXiv e-prints: 1407.1860, 2014;
2. Dzuba V.A., Flambaum V.V., Kozlov M.G., and Marchenko M., α dependence of transition frequencies for ions Si II, CrII, FeII, NiII, and ZnII, Phys. Rev. A, v. 66, p. 022501, 2002;

Анализ абсорбционной системы молекулярного водорода в спектре квазара J2123-0050

Клименко В. В.^{1,2}, Балашев С. А.^{1,2}, Иванчик А. В.^{1,2}, Варшалович Д. А.^{1,2}

¹ФТИ

²СПбГПУ

Эл. почта: slava.klimenko@gmail.com

В работе представлен анализ абсорбционной системы молекулярного водорода с красным смещением $z_{\text{abs}}=2.059$ в спектре квазара J2123-0050. Для анализа были использованы архивные данные телескопов VLT и КЕСК. H_2 система состоит из двух облаков (А и В), имеющих скоростной сдвиг $\delta v \sim 22$, км/с. Лучевые концентрации облаков $\log^A N(H_2)=18.10 \pm 0.01$ и $\log^B N(H_2)=15.18 \pm 0.01$. По отношению орто- и пара-водорода определены кинетические температуры облаков $T_A=156 \pm 2\text{K}$ и $T_B=513 \pm 15\text{K}$. В спектре обнаружены линии молекул HD, нейтральных элементов C I, C II, Mg I, Si I, ассоциированные с абсорбционной системой H_2 . Анализ линий этих элементов позволил для облака А определить ряд параметров: объемную концентрацию $n=51 \pm 5\text{cm}^{-3}$, линейный размер облака $l_{H_2}=(2.6 \pm 0.3) \times 10^{16}\text{cm}$, локальную степень молекуляризации $f=0.95 \pm 0.05$ и его металличность $[X/H]=[C I / 2H_2]=0.52 \pm 0.11$. Из анализа линий HD мы определили отношение $N_{HD} / 2N_{H_2}=(3.24 \pm 0.26) \times 10^{-5}$. Это значение согласуется с другими измерениями распространенности молекул HD в спектрах квазаров Q1232+082, Q0812+032. Для подсистемы J2123-0050A обнаружен эффект неполного покрытия в линиях H_2 и C I, попавших на эмиссионные линии квазара Ly β /Ovi и Civ, соответственно. Используя фактор покрытия в линиях нейтрального углерода, $f=0.28 \pm 0.18$, мы определили размер области формирования эмиссионных линий (BLR) квазара $R_{CIV}=(6.0 \pm 2.4) \times 10^{-2}\text{ps}$. Это второй случай (после Q1232+082, Балашев и др., 2011) проявления эффекта неполного покрытия излучающей области квазара удаленным облаком H_2 . Лучевые концентрации молекулярного водорода в подсистеме В оказываются значительно ниже, чем в подсистеме А. Поэтому среда является оптически тонкой для УФ излучения, и заселение вращательных уровней молекул H_2 , главным образом, происходит за счет УФ накачки, что позволяет измерить фон ионизирующего излучения в облаке В.

Статистический анализ тепловой эволюции нейтронных звезд

Безногов М. В.^{1,2}, Яковлев Д. Г.²

¹СПбАУ НОЦ НТ

²ФТИ

Эл. почта: mikavb89@gmail.com

Изучение тепловой эволюции нейтронных звезд (НЗ) — один из немногих методов исследования природы сверхплотного вещества в их ядрах [1]. Традиционно изучается [2-7] тепловая эволюция (остывание) изолированных НЗ, а также транзитивно аккрецирующих НЗ в составе тесных двойных систем с маломассивными компаньонами (нагревание за счет глубокого прогрева коры в аккрецирующих НЗ [8, 9]). Такие исследования обычно сводятся к расчетам тепловой эволюции отдельных НЗ и сравнению расчетов с наблюдениями. Анализ источников обоих типов в принципе позволяет получать сходную информацию о природе сверхплотного вещества [3, 4], прежде всего о механизмах нейтринного излучения в их ядрах.

Поскольку сейчас проведены наблюдения теплового излучения нескольких десятков изолированных и транзитивно аккрецирующих НЗ [5-7], становится возможным статистический анализ всей совокупности наблюдений. Предложена схема такого анализа, основанная на теории эволюции отдельных источников и усреднении результатов с функцией распределения источников по массам. Она позволяет рассчитать распределение вероятности обнаружения источников на диаграмме возраст — поверхностная температура (тепловая светимость) НЗ и/или на диаграмме средний темп аккреции — тепловая светимость, а также сравнить модельные теоретические распределения вероятности с наблюдениями (с отбором наиболее подходящих теоретических моделей). Данный подход позволяет получать информацию не только о природе сверхплотного вещества в ядрах нейтронных звезд, но и о распределении изолированных и аккрецирующих нейтронных звезд по массам. Приведены первые результаты таких исследований.

Список литературы

1. Haensel P., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G., Neutron Stars 1. Equation of State and Structure. Springer, New York, 2007;
2. Yakovlev D. G., Pethick C. Y., Neutron Star Cooling, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 42, 169, 2004;
3. Yakovlev D. G., Haensel P., What we can learn from observations of cooling neutron stars, *Astron. Astrophys.* 407, 259, 2003;
4. Yakovlev D. G., Levenfish K. P., Haensel P., Thermal state of transiently accreting neutron stars, *Astron. Astrophys.*, 407, 265, 2003;
5. Page D., Lattimer J. M., Prakash M., Steiner A. W., Neutrino Emission from Cooper Pairs and Minimal Cooling of Neutron Stars, *Astrophys. J.* 707, 1131, 2009;
6. Page D., Geppert U., Weber F., The cooling of compact stars, *Nucl. Phys. A* 777, 497, 2006;

7. Wijnands R., Degenaar N., Page D., Testing the deep-crustal heating model using quiescent neutron-star very-faint X-ray transients and the possibility of partially accreted crusts in accreting neutron stars, MNRAS, 432, 2366, 2013;
8. Haensel P., Zdunik J. L., Non-equilibrium processes in the crust of an accreting neutron star, Astron. Astrophys. 227, 431, 1990;
9. Brown E. F., Bildsten L., Rutledge R., Crustal Heating and Quiescent Emission from Transiently Accreting Neutron Stars, Astrophys. J. Lett. 504, L95, 1998;

Эффективный потенциал рассеяния электронов на ядрах с излучением нейтрино в коре нейтронной звезды с произвольным составом

Офенгейм Д. Д.¹, Каминкер А. Д.², Яковлев Д. Г.²

¹СПБАУ НОЦ НТ

²ФТИ

Эл. почта: ddofengeim@gmail.com

Нейтронные звёзды играют важную роль в современной астрофизике (Haensel, Potekhin, Yakovlev, 2007). Наблюдения этих объектов дают уникальную возможность для экспериментального изучения свойств сверхплотной материи, которая не может быть создана в лабораторных условиях на Земле.

Нейтронные звёзды в основном наблюдаются благодаря их электромагнитному излучению, в том числе, тепловому излучению их поверхности. В силу явлений теплопереноса температура поверхности связана с физическими условиями внутри звезды. Поэтому изучение остывания нейтронных звёзд является ключом к исследованию физики их недр.

Длительное время нейтронные звёзды остывают за счёт излучения нейтрино. Звёздная материя прозрачна для нейтрино, поэтому нейтринное охлаждение оказывается объёмным и преобладает над поверхностным охлаждением за счёт теплового электромагнитного излучения. Энергия, уносимая нейтрино из единицы объёма в единицу времени, называется *нейтринной излучательной способностью*. Она определяется суммой вкладов различных нейтринных процессов (Yakovlev et al., 2001). Для расчёта тепловой эволюции нейтронной звезды необходимо знать зависимость этих вкладов от состава среды, плотности, температуры и т.д.

При моделировании тепловой эволюции нагретых нейтронных звезд, еще не достигших состояния теплового равновесия или выведенных из него, важен процесс тормозного излучения нейтринных пар при рассеянии электронов на атомных ядрах, $e^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) + \nu + \bar{\nu}$, доминирующий в коре нейтронных звёзд. Поскольку точный расчёт излучательной способности за счёт этого процесса громоздок (Kaminker et al., 1999), для ускорения моделирования применяются простые аналитические аппроксимации. Аппроксимация, использовавшаяся до недавнего времени, применима лишь для коры

звезды с равновесным ядерным составом, однако кора может быть далека от равновесия (Haensel, Potekhin, Yakovlev, 2007).

В работе представлена аппроксимация излучательной способности за счёт тормозного излучения нейтринных пар, применимая при любом уравнении состояния и составе вещества коры нейтронной звезды. Результат выражен через эффективный потенциал рассеяния электронов на атомных ядрах. Аппроксимация применима как во внешней, так и во внутренней коре звезды. Электроны считаются сильно вырожденными и ультрарелятивистскими. Эффективный потенциал единым образом описывает взаимодействие электронов с атомными ядрами, образующими как кулоновскую сильно неидеальную жидкость, так и кулоновский кристалл (Haensel, Potekhin, Yakovlev, 2007). В твердой фазе учтены рассеяние электронов на фонах и брэгговская дифракция электронов на узлах решётки. Потенциал учитывает электронное и ионное экранирование; в кристалле - эффекты зонной структуры и фактор Дебая-Валлера. Атомные ядра считаются сферическими, их заряд, масса и размер рассматриваются как независимые параметры. Связь с излучательной способностью осуществляется посредством обобщённого кулоновского логарифма, вычисляемого аналитически с помощью эффективного потенциала.

В практически важном диапазоне параметров $\rho \sim 10^8 - 10^{14}$ г/см³, $T = 10^7 - 10^9$ К, $Z = 6 - 50$, $A = (2 - 3)Z$, радиус протонного кора до 20% радиуса ячейки Вигнера-Зейтца) среднеквадратичное отклонение аппроксимации от исходных расчетов составляет $\sim 0.6\%$ при максимальном отклонении $\sim 8\%$. Полученная аппроксимационная формула необходима для решения многих задач физики нейтронных звёзд. Во-первых, это расчёт тепловой релаксации молодых остывающих одиночных нейтронных звёзд. Во-вторых, это моделирование остывания аккрецирующих нейтронных звёзд с перегретой корой в составе мягких рентгеновских транзиентов после выключения аккреции и перехода в спокойное состояние. Охлаждение таких объектов наблюдается непосредственно, поэтому их теоретическое изучение представляет особую ценность.

Список литературы

1. Kaminker A. D., Pethick C. J., Potekhin A. Y., Thorsson V., Yakovlev D. G. Neutrino-pair bremsstrahlung by electrons in neutron star crusts. *Astronomy and Astrophysics*, 343, 1009-1024, 1999;
2. Yakovlev D. G., Kaminker A. D., Gnedin O. Y., Haensel P. Neutrino emission from neutron stars. *Physics Reports*, 354, 1-155, 2001;
3. Haensel P., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G. *Neutron stars 1: Equation of State and Structure*. New York: Springer, 2007, 619 p.;

Определение температуры реликтового излучения при больших красных смещениях по уровням монооксида углерода

Соболев А. И.^{1,2}, Иванчик А. В.², Варшалович Д. А.², Балашев С. А.²

¹СПбГПУ

²ФТИ

Эл. почта: ASoboll@gmail.com

Нами решена задача по определению температуры реликтового излучения в молекулярных облаках, имеющих большие красные смещения ($z \gg 2$), методом анализа населенностей вращательных уровней основного состояния молекулы CO. Такие облака, содержащие линии вращательных переходов CO, наблюдаются в спектрах квазаров. Зависимость температуры реликтового излучения от красного смещения предсказывается космологическими теориями и может быть использована для их проверки.

При определении температуры реликтового излучения по населенностям уровней основного состояния CO требуется учитывать, что, помимо излучения, на распределение населенностей уровней также могут оказывать влияние столкновения газа. Для этого была построена модель вращательных переходов CO, учитывающая столкновительные и радиационные переходы. При этом описаны вращательные переходы CO в результате столкновений с H_2 , H, He [1-3]. И показано, что интенсивность реликтового излучения существенно превосходит межзвездный фон на длинах волн, соответствующих вращательным переходам CO [4].

В рамках данной модели нами рассчитаны населенности вращательной структуры основного состояния молекулы CO как функции четырех параметров межзвездного газового облака: температуры реликтового излучения, температуры среды, концентрации и степени молекуляризации водорода. Восстановление параметров модели по измеренным данным проведено с использованием регрессионного анализа.

По измеренным населенностям вращательных уровней основного состояния молекулы CO и остальным параметрам молекулярного облака, определены температуры реликтового излучения для 5 наблюдаемых систем [5]. Показано, что учет столкновительных переходов CO, для имеющихся наблюдений, дает поправку к температуре реликтового излучения, сравнимую с погрешностью измерений. Также, по имеющимся данным, произведена оценка степени молекуляризации водорода в областях локализации CO, оказывающаяся близкой к 1.

Список литературы

1. Wernli M. et al. Improved low-temperature rate constants for rotational excitation of CO by H_2 , *Astronomy and Astrophysics*, 446, 367-372, 2006;
2. Balakrishnan N., Yan M., Dalgarno A., Quantum-mechanical study of rotational and vibrational transitions in CO induced by H atoms, *The Astrophysical Journal*, 568, 443-447, 2002;

3. Cecchi-Pestellini et al. Rotational and vibrational excitation of CO molecules by collisions with He atoms, *The Astrophysical Journal*, 571, 1015-1020, 2002;
4. Mathis J.S., Mezger P.G., Panagia N., Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter in giant molecular clouds, *Astronomy and Astrophysics*, 128, 212-229, 1983;
5. Noterdaeme P., Petitjean P., Srianand R., Ledoux C., Lopez S., The evolution of the cosmic microwave background temperature. Measurements of T_{cmb} at high redshift from carbon monoxide excitation, *Astronomy and Astrophysics*, 526, L7, 2011;

Приближенный метод для изучения колебаний сверхтекучих гиперонных звезд

Доммес В. А.^{1,2}, Гусаков М. Е.²

¹СПбАУ НОЦ НТ

²ФТИ

Эл. почта: vasdommes@gmail.com

Данная работа посвящена колебаниям сверхтекучих нейтронных звезд с гиперонными ядрами (гиперонных звезд). Приближенный метод, представленный в работе [1] для *pre*-вещества, обобщен на случай гиперонного вещества. Данная схема позволяет значительно упростить расчет колебательных мод гиперонных звезд. Эффективность схемы продемонстрирована на примере расчета спектра колебаний гиперонных мод для различных температур и профилей сверхтекучести.

Список литературы

1. Gusakov M.E., Kantor E.M., Decoupling of superfluid and normal modes in pulsating neutron stars, *Phys. Rev. D*, 83, 081304, 2011.

АТОМНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Радиационные эффекты в кольцевых структурах кремниевых n^+ - p - p^+ детекторов ядерных излучений

Фадеева Н. Н.^{1,2}, Еремин В. К.¹, Вербицкая Е. М.¹

¹ФТИ

²СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: fadeevanadezda@gmail.com

Радиационная стойкость детекторов может быть увеличена за счет использования n^+ - p - p^+ детекторных структур вместо стандартных p^+ - n - n^+ детекторов. Основное их преимущество заключается в том, что в кремнии p -типа при облучении не происходит инверсии знака пространственного заряда, в результате чувствительный переход остается на сегментированной стороне детектора. Таким образом, в собираемый с детектора сигнал в основном вносят вклад электроны, дрейфующие по направлению к сегментированной n^+ стороне, подвижность которых в три раза больше, чем дырок, следовательно, захват ловушками носителей заряда в течение их времени жизни (которое обратно пропорционально дозе облучения) уменьшается. Этот фактор позволяет увеличить эффективность сбора заряда в n^+ - p - p^+ структурах по сравнению со стандартными p^+ - n - n^+ детекторами, которые в настоящее время используются в экспериментах на Большом Адронном Коллайдере.

Недостатком n^+ - p - p^+ детекторов является более сложная технология их изготовления. Сложность заключается в том, что встроенный в окисле положительный заряд притягивает электроны, создавая канал между n^+ кольцами, следовательно, значение потенциала на кольцах оказывается одинаковым и кольцевая структура перестает правильно функционировать. Для устранения этого эффекта создают, так называемые, p -stop кольца, проводят дополнительную имплантацию бора в области между n^+ кольцами. В результате, в n^+ - p - p^+ детекторах кольцевая структура представляет собой систему плавающих чередующихся

n^+ и p^+ колец [1, 2], окружающих чувствительную область детектора, которые плавно снижают потенциал от центральной части прибора в сторону периферии. Таким образом кольцевая структура выполняет функцию делителя потенциала, уменьшая напряженность электрического поля на периферии чувствительного к излучению n^+ - p перехода детектора и предотвращая электрический пробой в его объеме, тем самым обеспечивая стабильное длительное функционирование детектора.

В данной работе исследовались физические принципы функционирования кольцевых структур кремниевых $n^+ - p - p^+$ детекторов ядерных излучений. Проведено компьютерное моделирование распределения электрического поля в объеме детектора с кольцевой структурой. Показано, что физическая модель установления потенциала на кольцах для не облученных $n^+ - p - p^+$ детекторов, не смотря на более сложную топологию кольцевой структуры, аналогична инжекционной модели для детекторов на основе $n - Si$ [3]. Физической основой модели является инжекционный принцип протекания тока через межкольцевые промежутки структуры, что становится возможным при определенном распределении электрического поля в областях пространственного заряда $n^+ - p$ -переходов чувствительного контакта и колец. Установлено, что ширина p -stop колец определяет величину падения напряжения между n^+ кольцами.

Разработана топология кольцевой структуры $n^+ - p - p^+$ детектора обеспечивающая рабочее напряжение детектора до 900 В. Высокое рабочее напряжение детектора необходимо для полного собирания заряда при высоких дозах облучения.

Проведено исследование распределения потенциала по кольцевым структурам кремниевых $n^+ - p - p^+$ детекторов, облученных неоном с энергией 800 МэВ в диапазоне доз от $5 \cdot 10^9$ до $2 \cdot 10^{13}$ см^{-2} . Показано, что распределение потенциала по кольцевой структуре практически не изменяется с увеличением дозы облучения. Данный факт является отличительной особенностью функционирования кольцевых структур для $n^+ - p - p^+$ детекторов. Предложенные механизмы функционирования кольцевых структур подтверждены экспериментально и путем моделирования.

Список литературы

1. M.S. Adler, V.A.K. Temple, A.P. Ferro, R.C. Rustay. Theory and Break-down Voltage of Planar Devices with a Single Field Limiting Ring. IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-24, pp. 107–113, 1977;
2. B.J. Baliga. Fundamentals of Power Semiconductor Devices, N.Y., Springer Science, 2008;
3. Radiation effects on floating rings of Voltage Terminating Structure in Si p -on- n detectors / Eremin V., Egorov N., Eremin I., Fadeeva N., Verbitskaya E. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 2013. — A730 — с.95-100;

К поиску ЭДМ электрона и других Р,Т-нечетных эффектов в двухатомных молекулах

Скрипников Л. В.^{1,2}, Петров А. Н.^{1,2}, Титов А. В.^{1,2}

¹СПбГУ

²ПИАФ

Эл. почта: leonidos239@gmail.com

Одним из наиболее перспективных способов проверки Стандартной модели электрослабых взаимодействий и её расширений являются эксперименты по поиску электрического дипольного момента электрона (еЭДМ). В 70-х годах было показано, что подобные эксперименты могут быть выполнены на двухатомных молекулах, содержащих атомы тяжёлых элементов. Такие системы очень перспективны, т.к. в них достигаются чрезвычайно сильные эффективные электрические поля, действующие на еЭДМ, которые могут привести к измеримому энергетическому сдвигу. Однако величина этого поля, требуемая для интерпретации эксперимента в терминах еЭДМ, может быть получена только на основе теоретических расчётов.

Нами выполнены расчёты величины эффективного электрического поля, константы псевдоскалярно-скалярного электрон-ядерного взаимодействия [1], параметра Т,Р-нечётного взаимодействия электронов с ядерным магнитным квадрупольным моментом ядра тория, спектроскопических и других характеристик метастабильного $^3\Delta_1$ состояния молекулы ThO. В работе экспериментаторов [2] установлено ограничение на частоту прецессии магнитного момента молекулы ThO, находящейся во внешнем электрическом поле. Отношение этой экспериментальной величины к нашей теоретической величине эффективного электрического поля дало новое ограничение на электрический дипольный момент электрона: $<8.7 \cdot 10^{-29}$ е·см.

Замечательное совместное достижение данных работ состоит в том, что полученное ограничение более чем на порядок превосходит ранее полученные ограничения на молекуле YbF и атоме Tl. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта президента Российской Федерации № 5877.2014.2, гранта НИР из средств СПбГУ, грант № 0.38.652.2013, а также гранта РФФИ № 13-02-01406а.

Список литературы

1. L.V. Skripnikov, A.N. Petrov, A.V. Titov, J. Chem. Phys. 139, 221103 (2013);
2. J. ACME collaboration: J. Baron et. al., Science 343, 269 (2014);

Поиск вариаций фундаментальных постоянных с помощью радикала PbF

Кудашов А. Д.^{1,2}, Скрипников Л. В.^{1,2}, Петров А. Н.^{1,2}, Титов А. В.^{1,2}

¹СПбГУ

²ПИЯФ

Эл. почта: kudashovad@gmail.com

На возможное изменение со временем гравитационной постоянной указывал еще Поль Дирак [1], в последние же годы отмечается повышенный интерес к вариациям других фундаментальных постоянных, в частности, постоянной тонкой структуры α [2]. Открытие данных явлений может оказать серьезное влияние на развития физики и космологии, в связи с чем растет количество попыток их наблюдения в лабораторных условиях. Недавно было предложено использовать для этих целей радикал PbF [3].

Для основного электронного терма PbF экспериментально доказано существование близких (отстоящих на 266,285 МГц [4]) вращательных уровней противоположной четности. Такая квазивырожденность вызвана взаимным сокращением эффектов омега-удвоения и магнитного сверхтонкого взаимодействия. Релятивистские поправки к данным эффектам имеют существенно различную зависимость от α , что делает переход между вышеуказанными уровнями крайне чувствительным к возможным вариациям данной величины.

С применением высокоточных *ab initio* методов, позволяющих учесть многие релятивистские эффекты, а также эффекты электронной корреляции, нами были получены спектроскопические характеристики (вращательная постоянная, константа Ω -удвоения, константы сверхтонкого расщепления) основного электронного состояния радикала PbF для различных колебательных уровней и их зависимость от возможной вариации α , с целью найти оптимальное электронно-колебательное состояние для экспериментального поиска вариации фундаментальных постоянных. Работа поддержана грантом СПбГУ 0.38.652.2013 и грантом РФФИ 13-02-01406.

Список литературы

1. Dirac P.A.M., Nature (London), 139, 323, 1937;
2. Webb J.K., King J.A., Murphy M.T., Flambaum V.V., Carswell R.F., and Bainbridge M.B., Phys. Rev. Lett., 107, 191101, 2011;
3. Flambaum V.V., Stadnik Y.V., Kozlov M.G., Petrov A.N., Phys. Rev. A, 88, 052124, 2013;
4. Alpeh L.D., Grabow J.-U., Petrov A.N., Mawhorter R., Murphy B., Baum A., Sears T.J., Yang T.Zh., Rupasinghe P.M., McRaven C.P., and Shafer-Ray N.E., Phys. Rev. A, 83, 040501(R), 2011;

Влияние растворителя на фоточувствительность тимидина

Николаев А. И.¹, Пастон С. В.¹

¹СПбГУ

Эл. почта: teterev3000@mail.ru

Основной класс фотоповреждений ДНК при действии ультрафиолетового (УФ) излучения составляют модификации пиримидиновых азотистых оснований. Наибольшим квантовым выходом обладают фотореакции с участием тимина. Прямое действие УФ-излучения приводит к образованию различных ковалентно сшитых димеров тиминовых оснований, в одноцепочечной ДНК происходят также реакции фотогидратации оснований [1]. Выход фотохимических реакций зависит от расстояния между основаниями и их ближайшего окружения. В данной работе изучали фотопревращения тимидина в растворах при варьировании полярности растворителя, а также ионных условий. Фотодимеризация тимина приводит к заметным изменениям в спектре УФ-поглощения — снижению оптической плотности на длине волны максимума и рост интенсивности коротковолнового плеча [2].

Измерения проводили методами абсорбционной спектрофотометрии и кругового дихроизма при различных дозах облучения. Облучение производилось ртутной лампой низкого давления со средней мощностью 8 Вт и длиной волны $\lambda = 254$ нм (УФ-С), в кварцевых кюветах 1×1 см.

Ассоциация молекул тимидина в растворе приводит к гипохромному эффекту. В исследованных растворах тимидина гипохромизм снижался в следующем порядке: водно-этанольный раствор (Сэт=10% v/v), водный бессолевой раствор, водно-этанольный раствор (Сэт=20% v/v), водно-этанольный раствор (Сэт=94% v/v), водно-солевой раствор 1М NaCl. В водно-солевых растворах гипохромизм монотонно снижался с ростом концентрации электролита — присутствие ионов в растворе препятствует возникновению ассоциатов тимидина.

Полученные в работе дозовые зависимости спектральных параметров тимидина в указанных растворителях обнаруживают обратную корреляцию со степенью ассоциации молекул тимидина в облучаемом растворе — максимальное падение интенсивности поглощения тимидина в результате УФ-облучения наблюдается в водно-солевом растворе 1М NaCl и водно-этанольном растворе при Сэт=94% v/v. Предполагаемый процесс образования фотодимеров тимина должен облегчаться при наличии ассоциатов тимидина в растворе. Возможно, наблюдаемые нами спектральные изменения связаны не с фотодимеризацией, а с гидратацией или разрушением хромофоров.

Список литературы

1. Смит К., Хэнеуолт Ф., Молекулярная фотобиология, М., Мир, 1972;
2. Mu W., Zhang D., Xu L., Luo Zh., Wang Yu. J., Activity assay of His-tagged E. coli DNA photolyase by RP-HPLC and SE-HPLC, Biochem. Biophys. Methods, 63, 111–124, 2005;

Резонансное комбинационное рассеяние света в комплексах квантовых точек $nc\text{-Si/SiO}_2$ и олигонуклеотидов

Полоскин Е. Д.¹, Байрамов Ф. Б.^{1,2,3}, Корнев А. А.², Чернев А. Л.², Топоров В. В.¹,
Дубина М. В.², Roder C., Sprung C.⁵, Lipsanen H.³, Байрамов Б. Х.¹

¹ФТИ

²СПБАУ НОЦ НТ

³Aalto University, Department of Micro- and Nanosciences, Micronova, P.O.Box 13500,
FI-00076, Aalto, Finland

⁴Institute of Theoretical Physics, University of Mining and Technology, D-09596 Freiberg,
Germany

⁵Fritz Haber Institute, Max Planck Society, Department of Inorganic Chemistry, 14195 Berlin,
Germany

⁶ Aalto University, Department of Micro- and Nanosciences, Micronova, P.O.Box 13500,
FI-00076, Aalto, Finland

Эл. почта: e.poloskin@gmail.com

Сообщается о функционализации полупроводниковых кристаллических квантовых точек $nc\text{-Si/SiO}_2$ короткими олигонуклеотидами d(20G, 20T). На таких комплексах выполнены исследования с помощью развитых методов спектроскопии комбинационного рассеяния света высокого спектрального и пространственного разрешений. Обнаружено ранее не наблюдавшееся явление многозонного резонансного рассеяния света на отдельных молекулах олигонуклеотида. Выявлены его особенности, обусловленные безызлучательным переносом фотовозбужденного экситона от квантовых точек $nc\text{-Si/SiO}_2$ к молекулам олигонуклеотида d(20G, 20T).

Полупроводниковые квантовые точки $nc\text{-Si/SiO}_2$ благодаря их уникальным физическим и химическим свойствам, в частности, высокому квантовому выходу и возможности перестройки длины волны фотолюминесценции в широком спектральном видимом диапазоне спектра представляют интерес для многих практических приложений.

В данной работе приводятся результаты предварительного исследования функционализации полупроводниковых квантовых точек $nc\text{-Si/SiO}_2$ одноцепочными короткими олигонуклеотидами на примере системы d(20G, 20T). Здесь d — сокращение от дезоксирибонуклеотидов, G — гуанин и T — тимин.

Исследования таких комплексов выполнены нами с помощью развитого метода спектроскопии комбинационного рассеяния света высокого спектрального и пространственного разрешений. Они позволили обнаружить и

указать на многозонный резонансный характер процесса такого рассеяния на отдельных молекулярных группах и выявить его особенности, обусловленные переносом фотовозбужденного электрона и дырки в комплексе квантовых точек $nc-Si/SiO_2$ функционализированных олигонуклеотидами.

Экспериментальные исследования комбинационного рассеяния света выполнены для полупроводниковых кристаллических квантовых точек $nc-Si/SiO_2$ с эффективным диаметром 3.7 нм. Спектры комбинационного рассеяния света комплекса таких квантовых точек $nc-Si/SiO_2$ функционализированных олигонуклеотидами d(20G, 20T) возбуждались излучением второй гармоники лазера на алюмоиттриевом гранате с длиной волны $\lambda_i = 532$ нм.

Нами обнаружены достаточно узкие спектральные линии как в спектрах олигонуклеотидов d(20G, 20T), так и в комплексах квантовых точек $nc-Si/SiO_2$, функционализированных такими олигонуклеотидами. Такие узкие линии обусловлены рассеянием света одиночными молекулами олигонуклеотида. Наблюдаемые спектральные особенности указывают на стабильность структуры олигонуклеотидов при их связывании с квантовыми точками $nc-Si/SiO_2$. Интересным является и выявление существенного возрастания интенсивности спектральных линий одиночных молекул. При этом, относительные интенсивности для отдельных линий различны и, следовательно, величины коэффициента усиления для них значительно отличаются. Обнаружение таких особенностей усиления интенсивности рассеяния в прямом сравнении со спектрами исходных олигонуклеотидов указывает на многозонный резонансный характер процесса рассеяния на отдельных молекулярных группах.

Список литературы

1. Bairamov B.H., Toporov V.V., Bayramov F.B., Lanzov V., Dutta M., Stroscio M.A. and Irmer G. // J.Phys.: Conference Series, 93, 012046 (2007);
2. Bayramov F.H., Irmer G., Toporov V.V., Bairamov B.H.. Jap. J. Apl. Phys., 50, 05FE06 (2011);
3. Байрамов Ф.Б., Топоров В.В., Полоскин Е.Д., Байрамов Б.Х., Röder C., Sprung C., Bohmhammel G., Seidel K., Irmer G., Lashkul A., Lahderanta E., Song Y.W.. ФТТ, 47, 607 (2013);
4. Байрамов Ф.Б., Топоров В.В., Полоскин Е.Д., Байрамов Б.Х., Дубина М.В., Лахдеранта Е., Липсанен Х.. Письма в ЖЭТФ, 99, 437 (2014);
5. C. Trallero-Giner C. and K. Syassen K.. Phys. Stat. Sol., (b) 247, 182 (2010);
6. Cancado L.G., Jorio A. and Pimenta M.A.. Phys. Rev., B 76, 064304 (2007);

Термодинамика взаимодействия и структура комплексов ДНК с производными фенацилимидазо[5,1-а]изохинолина

Осинникова Д. Н.¹, Морошкина Е. Б.¹, Глушкина Д. М.¹

¹СПбГУ

Эл. почта: osinnikovadasha@yandex.ru

Производные фенацилимидазо[5,1-а]изохинолина были синтезированы в НИИ гигиены, профпатологии и экологии человека ФМБА РФ Криворотым Д. В. [1] в качестве аналогов известного лекарственного препарата папаверина. Известно, что биологическая активность многих соединений, обладающих плоским гетероциклическим хромофором, связана с их взаимодействием с ДНК и влиянием на ее биологические свойства.

Исследование взаимодействия данных соединений с ДНК проводилось с целью выяснения их способности к образованию равновесных обратимых комплексов с макромолекулой.

Термодинамические параметры взаимодействия определяли с помощью изотермического калориметрического титрования (ИКТ). Показано, что взаимодействие лигандов с ДНК имеет экзотермический характер. Энтальпия взаимодействия равна -3 кДж/моль.

Стехиометрию комплексов при разных соотношениях концентраций лиганда и ДНК определяли с помощью спектрофотометрического титрования (СФТ).

Оба метода, ИКТ и СФТ, дают возможность рассчитать термодинамические параметры связывания, константу связывания и количество мест связывания.

Сравнительный анализ результатов показал, что при использовании одинаковых моделей метод ИКТ дает существенно меньшие значения параметров по сравнению с методом СФТ. Для определения возможных причин такого различия проводили спектральный контроль процесса калориметрического титрования.

Чтобы определить способ связывания лиганда с ДНК, необходимо понять, какие конформационные изменения произошли с макромолекулой после образования комплекса (насколько изменилась её контурная длина, термодинамическая жёсткость). Для этого проводились параллельные измерения вязкости и величины динамического двойного лучепреломления (ДЛП). Концентрационная зависимость приведенной вязкости растворов ДНК и ее комплексов является прямолинейной в области разбавленных растворов, это позволяет определить характеристическую вязкость ДНК и ее изменение при взаимодействии с исследуемыми соединениями. Параллельное измерение величины ДЛП растворов ДНК позволяют определить оптическую анизотропию макромолекулы. Показано, что при образовании комплексов характеристическая вязкость макромолекулы возрастает. В то же время оптическая анизотропия комплексов практически не меняется. Следовательно, при связывании молекулы ДНК с лигандами ее термодинамическая жесткость не меняется, а возрастание характеристической вязкости обусловлено увеличением ее кон-

турной длины. Такие изменения в макромолекулярных параметрах ДНК при ее взаимодействии с исследованными соединениями позволяют сделать вывод об интеркаляции этих соединений в двойную спираль ДНК.

В работе был использован Микрокалориметр титрования TA Instruments Nano ITC 2G, который установлен в ресурсном центре СПбГУ «Термогравиметрических и калориметрических методов исследования».

Список литературы

1. Криворотов Д.В., Воробьев М.В., Полукеев В.А., Глибин Е.Н., Синтез пирролоизохинолинов на основе папаверина, Журнал органической химии, Т.42. Вып. 4, С. 594-596, 2006;

ГКР-спектроскопия молекул бактериородпсина, адсорбированных на серебряные nanoостровковые пленки

Пилюгина Е. С., Хейслер Ф.^{2,3}, Червинский С. Д.^{4,5}

¹СПбАУ НОЦ НТ

²Abbe Center of Photonics, Friedrich-Schiller-Universität Jena

³ИТМО

⁴СПбГПУ

⁵University of Eastern Finland

Эл. почта: piliugina.ekaterina@gmail.com

На сегодняшний день разработка сверхчувствительных биосенсоров является одной из приоритетных научно-технических задач. Особый интерес представляют сенсоры на основе гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), позволяющие детектировать единичные молекулы веществ. В таких сенсорах используется усиление Рамановского сигнала от молекул, адсорбированных на металлические наноструктуры, за счет увеличения локального электромагнитного поля при возбуждении плазмонного резонанса [1]. Подобные сенсоры не требуют использования большого количества аналита и, наряду с чувствительностью, характеризуются пространственной селективностью, что отличает их от ряда других биосенсоров и определяет перспективность использования в медицине, биологии и фармацевтике. К числу актуальных задач, стоящих в настоящее время перед исследователями, относится детектирование и изучение мембранных белков [2].

Биологические мембраны — это универсальные структурные и функциональные элементы клетки, более 50% массы которых составляют именно белки, которые, обеспечивая специфические свойства мембраны, играют различные биологические роли: структурных молекул, ферментов, переносчиков и рецепторов. В связи с этим мембранные белки являются объектами прикладных исследований в области оптики и энергетики [3], а их изучение существенно для понимания механизмов функционирования живых клеток.

В настоящей работе в качестве ГКР-активных подложек были использованы стекла с самоорганизованными серебряными nanoостровковыми пленка-

ми на поверхности [4]. Островки серебра формировались на поверхности стекла в результате последовательных ионного обмена и термообработки в атмосфере водорода. В ходе ионного обмена происходит замещение Na^+ -ионов стекла на Ag^+ -ионы из расплава, в котором проводится обмен, и приповерхностный слой стекла обогащается ионами серебра. При последующей термообработке атомы водорода диффундируют в стекло и восстанавливают ионы серебра. Из-за низкой растворимости атомов серебра в стекле происходит фазовый распад пересыщенного раствора серебра в стекле и, поскольку поверхность является сильным стоком, на поверхности стекла формируются наноструктуры серебра. Средний размер сформированных серебряных наноструктур составлял 20-30 нм.

Для подтверждения ГКР-активности полученных пленок были проведены измерения Рамановского рассеяния примерно мономолекулярного слоя красителя родамина 6G (R6G), полученного при высушивании капли объемом 10 мкл его водного раствора концентрацией 10^{-6} М и диаметром оставшегося на поверхности подложки пятна R6G 7 мм. Полученные рамановские спектры находятся в полном согласии с литературными данными [5].

Основной целью работы было получение ГКР-спектров мембранного белка — бактериородопсина [3], содержащегося в пурпурной фракции мембран микроорганизмов *Halobacterium halobium* и выполняющего функцию протонного насоса: поглощение кванта света приводит к структурным изменениям в молекуле, в результате чего осуществляется перенос протона из цитоплазмы в окружающую среду.

Белок бактериородопсин, встроенный в липидные мембраны, концентрацией мембран 0.48 и 0.048 мг/мл в воде наносился каплями по 5 мкл на подготовленные подложки с наноструктурами серебра и на чистое стекло, после чего высушивался в темноте при комнатной температуре с образованием пятна диаметром 3 мм. В результате экспериментов для концентрации 0.48 мг/мл были получены характерные рамановские спектры [6] как для подложек из чистого стекла, так и для наноструктурных пленок, с заметным усилением линий для последних, а при уменьшении концентрации в 10 раз сигнал удавалось получить только от подложек с наноструктурами. Результаты свидетельствуют о ГКР-активности серебряных наноструктурных пленок, полученных при обратной диффузии серебра из стекла, и представляют интерес для создания пространственно-селективных биосенсоров.

Список литературы

1. Набиев И.Р., Ефремов Р.Г., Чуманов Г.Д., Гигантское комбинационное рассеяние и его применение к изучению биологических молекул, УФН, 154, 459-496, 1988;
2. Voet J.G., Voet D., Biochemistry, NY: J. Wiley & Sons, 2004;
3. Baudry J., Tajkhorshid E., Molnar F., Phillips J., Schulten K., Molecular dynamics study of bacteriorhodopsin and the purple membrane, Journal of Physical Chemistry, 105, 905-918, 2001;

4. Chervinskii S., Sevriuk V., Reduto I., Lipovskii A, Formation and 2D-patterning of silver nanoisland film using thermal poling and out-diffusion from glass, *J. Appl. Phys.*, 114, 224301, 2013;
5. Qin Zhou, Zhengcao Li, Ye Yang and Zhengjun Zhang, Arrays of aligned, single crystalline silver nanorods for trace amount detection, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41, 152007, 2008;
6. Terner J., Champion A., and El-Sayed M.A., Time-resolved resonance Raman spectroscopy of bacteriorhodopsin on the millisecond timescale, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.*, 74, 5212-5216, 1977;

Влияние кислотности среды на динамику фазовых превращений лизоцима

Ващенко В. Э.^{1,2}, Дмитриев А. В.^{1,2}, Федосеев А. И.², Романов В. П.¹, Лушников С. Г.^{2,1}

¹СПбГУ

²ФТИ

Эл. почта: vikvas@mail.ioffe.ru

В настоящей работе с помощью мандельштам-бриллюэновского рассеяния (МБР) света изучали особенности низкочастотной динамики растворов белка различной рН в условиях тепловой денатурации на примере лизоцима. Лизоцим — это глобулярный белок молекулярной массы около 15 кДа. С помощью МБР света в кислой среде при нагревании от комнатной температуры наблюдали три фазовых превращения: денатурацию, переход в промежуточное состояние и переход в золь-гель, как изменения величин сдвига дублета МБР света, их интенсивностей и интенсивности упругого (рэлеевского) рассеяния света [1]. Известно, что рН раствора определяет стабильность белка и оказывает влияние на процесс денатурации [2]. В связи с этим важно исследовать влияние кислотности на низкочастотную динамику лизоцима, как модельного белка в изучении фазовых превращений в широком температурном диапазоне.

В экспериментах по МБР света использовался раствор лизоцима с концентрацией 250 мг/мл. Изучались растворы с рН 4.6 и 7.45 (в натрий-ацетатном и натрий-фосфатном буферах, соответственно). В эксперименте температура менялась от 290 до 363 градусов Кельвина, что позволяло наблюдать как тепловую денатурацию белков, так и переход раствор-гель. Для анализа рассеянного света использовался 3х проходный пьезо-сканирующий интерферометр Фабри-Перо со свободным спектральным интервалом около 22 ГГц, применялась 180 градусная геометрия рассеяния. В качестве источника возбуждающего света использовался аргоновый лазер с $\lambda = 488$ нм.

Были получены температурные зависимости сдвига, интенсивностей и полуширины на полувысоте дублетов МБР света и интенсивностей компонент упругого рассеяния в растворах лизоцима разной кислотности. Анализ экспериментальных данных показал, что в растворе лизоцима с рН 7.45 не наблюдается аномалии, связанные с существованием промежуточной фазы (интер-

медиата). Можно предположить, что в кислой среде белок более стабилен и денатурация проходит в одну стадию, минуя промежуточное состояние.

Список литературы

1. Svanidze A.V., Lushnikov S.G., Kojima S., Protein Dynamics in Brillouin Light Scattering: Termal Denaturation of Hen Egg White Lysozyme, *Pis'ma v ZhETF*, 90 (1), 85-59, 2009;
2. Chi E.Y., Krishnan S., Randolph T.W., Carpenter J.F., Physical Stability of Proteins in Aqueous Solution: Mechanism and Driving Forces in Nonnative Protein Aggregation, *Pharmaceutical Research*, 20 (9), 1325-1336, 2003;

Исследование свойств амилоидных фибрилл на основе полноразмерного $\beta 2$ -микроглобулина и его укороченных форм

Родина Н. П.¹, Сулацкая А. И.², Кузнецова И. М.², Туроверов К. К.²

¹СПбГПУ

²ИНЦ РАН

Эл. почта: natalia240994@gmail.com

$\beta 2$ -микроглобулин ($\beta 2M$), синтезирующийся во всех эукариотических клетках организма, играет важную роль в клеточном иммунитете [1]. При продолжительной гемодиализной терапии у больных, страдающих острой почечной недостаточностью, концентрация $\beta 2M$ в плазме крови существенно превышает норму, что приводит к появлению и отложению в тканях и органах упорядоченных агрегатов этого белка - амилоидных фибрилл [2], т.е. к так называемому гемодиализному амилоидозу. У больных, длительное время находящихся на гемодиализе, были обнаружены амилоидные фибриллы не только на основе полноразмерного белка, но и на основе укороченных форм $\beta 2M$ — без 6 и без 10 аминокислот (25%). Поскольку число больных, требующих гемодиализной терапии, с каждым годом растет, лечению гемодиализного амилоидоза в настоящее время уделяется особое внимание.

Целью данной работы стало изучение и сравнение амилоидных фибрилл на основе полноразмерного $\beta 2M$, а также его укороченных форм, любезно предоставленных к.м.н. Д.С.Поляковым (ФГБУ «НИИЭМ» СЗО РАМН). Амилоидные фибриллы на основе различных форм $\beta 2M$ были охарактеризованы с использованием ряда спектроскопических методов. Показано, что спектры поглощения, а также спектры собственной триптофановой флуоресценции исследуемых образцов совпадают по форме и положению. Кроме того показано, что скорректированные на эффект внутреннего фильтра спектры возбуждения флуоресценции совпадают со спектрами поглощения. Были измерены спектры КД амилоидных фибрилл на основе различных форм $\beta 2M$ в дальней УФ-области и с использованием программного обеспечения CD_PRO были показаны различия в их вторичной структуре. Методом электронной микроскопии получены изображения амилоидных фибрилл, позво-

лившие подтвердить их наличие в исследуемых растворах, а также оценить их размеры.

Для диагностики образования и изучения структуры фибрилл был использован бензтиазольный краситель тиофлавин Т (ThT), специфически взаимодействующий с амилоидными фибриллами и образующий с ними интенсивно флуоресцирующий комплекс. Показано, что добавление красителя в исследуемые растворы приводит к значительному возрастанию его интенсивности флуоресценции по сравнению с интенсивностью флуоресценции свободного ThT в буферном растворе, что подтверждает наличие в образцах амилоидных фибрилл. Однако следует отметить, что это возрастание различно для фибрилл на основе различных форм $\beta 2M$ и существенно меньше возрастания интенсивности флуоресценции при встраивании ThT в амилоидные фибриллы на основе других белков (инсулина, лизоцима и т.д.) [3]. С использованием абсорбционной спектроскопии растворов, полученных методом равновесного микродиализа [4], впервые был определен спектр поглощения связанного с амилоидными фибриллами ThT, который, как оказалось, сдвинут в длинноволновую область по сравнению со спектром поглощения свободного красителя в растворе, что обусловлено изменением микроокружения ThT. При этом спектр поглощения красителя, встроенного в фибриллы $\beta 2M$, является более коротковолновым по сравнению со спектрами поглощения ThT, связанного с фибриллами других белков.

Результаты, полученные в ходе работы, подтверждают существующие на данный момент представления о том, что амилоидные фибриллы на основе различных белков, несмотря на сходство общей архитектуры, могут иметь различную структуру. Различие структуры и спектральных свойств амилоидных фибрилл, в свою очередь, может быть связано с их цитотоксичностью, что делает подобные исследования актуальными не только с фундаментальной точки зрения, но и для терапии амилоидозов.

Список литературы

1. Hill, D. M., T. Kasliwal, E. Schwarz, A. M. Hebert, T. Chen, E. Gubina, L. Zhang, and S. Kozlowski. A dominant negative mutant beta 2-microglobulin blocks the extracellular folding of a major histocompatibility complex class I heavy chain. *J Biol Chem* 278:5630-5638, 2003;
2. Maruyama, H., F. Gejyo, and M. Arakawa. Clinical studies of destructive spondyloarthropathy in long-term hemodialysis patients. *Nephron* 61:37-44, 1992;
3. I.M. Kuznetsova, A. I. Sulatskaya, V.N. Uversky, K.K. Turoverov. A new trend in the experimental methodology for the analysis of the Thioflavin T binding to amyloid fibrils. *Molecular Neurobiology*. 45: 488-498, 2012;
4. Sulatskaya, A. I., I. M. Kuznetsova, and K. K. Turoverov. Interaction of thioflavin T with amyloid fibrils: stoichiometry and affinity of dye binding, absorption spectra of bound dye. *J Phys Chem B* 115:11519-11524, 2011;

Определение оптимальных углов регистрации рассеянного глюкозосодержащими биотканями поляризованного света

Домнин К. Г.¹, Аксенов Е. Т.¹, Череватенко Г. А.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: konstant.domnin@gmail.com

В настоящее время разработка методов и средств неинвазивного и непрерывного (или многократного) мониторинга концентрации глюкозы в крови человека является одной из первостепенных задач современной биомедицинской диагностики. Актуальность этой проблемы способствует активному развитию целого ряда методик неинвазивного измерения концентрации глюкозы в крови, в том числе метода оптической поляриметрии. Преимущества поляризационных методов измерений глюкозы состоят в возможности использования видимых источников света и перспективы миниатюризации необходимых оптических компонентов. Однако большинство биотканей обладают высокими коэффициентами рассеяния (например, кожа/кровь), и прохождение света через слой тканей (толщиной примерно 1 см), приведет к практически полной деполяризации зондирующего излучения. С другой стороны, свет, рассеянный такими биотканями в обратном направлении, обладает достаточной для измерения степенью поляризации.

Цель работы: развитие метода поляриметрии и разработка способа измерения концентрации глюкозы в биоткани и ее фантомах по параметрам обратно рассеянного светового поля, создание модели неинвазивного глюкометра.

Исследование состояния поляризации, обратно рассеянного глюкозосодержащими биотканями и их фантомами лазерного излучения, является определяющей задачей, лежащей в основе создания неинвазивного поляриметрического глюкометра. В ходе работы было показано, что состояние поляризации обратно излучения зависит от угла регистрации, причем при разных углах изменяется и степень, и угол поворота плоскости поляризации. Кроме того значительное влияние на степень поляризации, как показало исследование, оказывает мощность и длина волны зондирующего излучения.

Для того, чтобы определить оптимальный угол регистрации, длину волны и мощность источника излучения с точки зрения максимальной чувствительности поляризации рассеянного света к изменению концентрации глюкозы в мутных средах, в том числе кожи и крови человека, был разработан специальный измерительный стенд, позволяющий изменять все приведенные параметры.

Была проведена серия экспериментов на двух объектах: 50% растворе крови человека (1:1 с 0,9% раствором NaCl) и имитаторе кожи человека (раствор гомогенизированного молока) при различных значениях концентрации глюкозы в растворах.

В результате проведенного исследования получены следующие основные результаты:

1. Выявлены особенности отклика параметров светового излучения рассеянного биологическими тканями на изменение концентрации глюкозы в них в пределах физиологического диапазона.

2. Определены зависимости интенсивности и состояния поляризации рассеянного света от угла регистрации при различных концентрациях глюкозы в растворе.

Рентгеноструктурные исследования тетрагональных кристаллов лизоцима при изменении температуры

Пивоварова Ю. В.¹, Лушников С. Г.¹, Кривовичев С.В.²

¹ФТИ

²СПбГУ

Эл. почта: yuliapvl@gmail.com

Тетрагональные кристаллы лизоцима (пр. гр. P43212) являются уникальным объектом исследования, так как это единственные белковые кристаллы, в которых были обнаружен фазовый переход при изменении температуры [1-3]. Это было подтверждено с помощью оптической микроскопии [1], мандельштам-бриллюэновского рассеяния света [2] и калориметрии [3], зафиксировавших аномалии в температурном поведении силы двупреломления кристаллов при 306.5 К, скорости акустических фононов при 307 К и теплоемкости при 303 К соответственно. На сегодняшний день предполагается существование структурного фазового перехода в области 306 К, однако характер этого перехода остается неясным.

В связи с этим, в данной работе тетрагональные кристаллы лизоцима были изучены методом рентгеноструктурного анализа с целью обнаружения изменений в структуре белка при температуре фазового перехода. Для этого были проведены два эксперимента по дифракции рентгеновских лучей при температурах выше и ниже точки предполагаемого перехода (298 К и 310 К). Структуры были решены методом молекулярного замещения, для их детального сравнения и выявления различий использовался метод построения разностных карт электронной плотности. Полученные экспериментальные данные позволяют обсуждать характер данного фазового перехода.

Список литературы

1. J. Kobayashi, T. Asahi, M. Sakurai, I. Kagomiya, H. Asai and H. Asami. The optical activity of lysozyme crystals. // Acta Cryst. (1998), A54, 581-590;
2. Svanidze A.V., Lushnikov S.G., Seiji Kojima. Anomalous temperature behavior of hypersonic acoustic phonons in a lysozyme crystal. // JETP Lett. 84 (2006) 551-555;

3. Svanidze A.V., Huth H., Lushnikov S.G., Kojima Seiji, Schick C. Phase transition in tetragonal hen egg white lysozyme crystals. // *Appl. Phys. Lett.* 95 (2009) 263702;

Изучение низкочастотной динамики ДНК при тепловой денатурации

Дмитриев А. В.¹, Федосеев А.И., Захаров Г.А.³, Журавлев А.В.³, Медведева А. В.³, Савватеева-Попова Е.В.³, Лушников С. Г.³

¹ФТИ

²СПбГУ

³ИФ им. И.П.Павлова

Эл. почта: art41090@gmail.com

С момента открытия структуры двойной спирали ДНК, считалось, что её функция исчерпывается хранением информации. Последние исследования показали, что множество клеточных процессов, таких как транскрипция, репарация, репликация, сопровождаются локальными изменениями конформации ДНК [1]. Это принципиальным образом меняет сложившиеся представления о функции ДНК, выдвигая исследования локальных структур и их динамику на первый план. Одним из наиболее перспективных методов, позволяющим исследовать низкочастотную динамику ДНК, как было показано в работе [2], является мандельштам-бриллюэновское рассеяние (МБР) света.

Целью данной работы являлось исследование низкочастотной динамики молекулы ДНК, выделенной из мух вида *Drosophila melanogaster*, с помощью МБР света. В качестве объектов были выбраны две последовательности ДНК: линия дикого типа Canton S (CS), а также мутантная — agnostic (agn3), характеризующаяся резкими нарушениями обучения и памяти, что соответствует основным симптомам нейродегенеративных болезней. Мутантная линия отличалась от дикого типа наличием АТ богатой вставки в 28 п.н. В измерениях использовали раствор ДНК в натрий-фосфатном буфере (рН = 7,5), полученной посредством полимеразной цепной реакции. Эксперименты проводили с помощью трехпроходного, пьезосканируемого интерферометра Фабри-Перо в 1800 геометрии рассеяния. Источником света служил аргоновый лазер с длиной волны $\lambda = 488$ нм. Измерения проводили на растворах с концентрацией ДНК 500 мкг/мл, в диапазоне температур от 303 до 363 К.

Обработка данных позволила построить температурные зависимости скорости гиперзвука и интенсивности релеевского рассеяния, в которых наблюдались аномалии в окрестности 335, 340 и 345 К. Биоинформационный анализ возможных конформационных состояний показал существование локальных структур, эволюционирующих при изменении температуры. Сопоставление данных эксперимента и расчетов позволяет нам связать аномальное поведение спектров неупругого рассеяния света с конформационной динамикой ДНК. Полученные результаты обсуждаются в рамках современных моделей конформационных превращений ДНК.

Список литературы

1. Brazda V., Laister R., Jagelska E., Arrowsmith C., Cruciform structures are a common DNA feature important for regulation biological processes, BMC Mol Biol 2011, 12:33;
2. S. G. Lushnikov, A. V. Dmitriev, A. I. Fedoseev, G. A. Zakharov, A. V. Zhuravlev, A. V. Medvedeva, B. F. Schegolev, E. V. Savvateeva-Popova, “Low-frequency dynamics of DNA in Brillouin light scattering spectra”, Письма в ЖЭТФ, 98:11 (2013), 830–836;

Компьютерное моделирование и вычисление дипольного момента пептидов

Зезина Т. И.¹, Цыбин О. Ю.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: zezinat@yandex.ru

В последние десятилетия получила развитие биомолекулярная электроника (БМЭ), в основе которой лежит построение устройств на основе интеграции биомолекул (БМ) с элементной базой полупроводниковой электроники. БМЭ становится перспективным направлением совершенствования электроники: построены прототипы ряда устройств электроники на основе БМ (транзисторы, переключатели, элементы памяти, сенсоры и т.д.). Малоизученным остается поведение БМ в тонких пленках жидкости. Актуальную задачу представляет исследование самоорганизации молекул в таких пленках с формированием регулярных структур, на основе которых могут быть построены инновационные логические устройства с высокой производительностью, скоростью работы и стабильностью, низким потреблением энергии. Для создания таких устройств необходимо понимание механизмов внутри- и межмолекулярного взаимодействия, процессов переноса заряда, геометрии самоорганизующихся молекул, динамики пленки, влияния внешних условий на свойства БМ структур. Значимой характеристикой для исследований БМ пленок может служить величина дипольного момента молекулы, связанная с ее конформацией и реагирующая на изменения внешних факторов.

Компьютерное моделирование дает возможность исследования БМ агрегаций в тонких жидких пленках, создать и визуализировать молекулярную систему, выявить происходящие в ней электронно-физические процессы. В нашей работе создание компьютерной модели некоторых одиночных пептидов аланина размером до 24 групп (аминокислотных остатков) в первичной цепи производилось в пакете Avogadro [1]. Построение водной среды вокруг пептида, минимизация энергии системы (до 1000 шагов) и последующее моделирование методом молекулярной динамики (МД), а также визуализация изменений и исследование эволюции дипольных моментов для ряда динамических сценариев проводились в программах NAMD [2] и VMD [3]. Моделирование МД осуществлялось с временным шагом в 1 фс и временем модели-

рования от 20 пс до 2 нс при различных внешних условиях: температура модели изменялась в пределах от 200 до 500 К; изучалось поведение БМ систем под воздействием внешнего электрического поля разной амплитуды.

По результатам моделирования были построены зависимости эволюции дипольного момента во времени для одиночных молекул аланина в вакууме [4] при различных температурах и амплитудах, и направлениях внешнего электрического поля. Двум различным конформационным состояниям молекулы до и после процесса бифуркации соответствовали разные значения дипольного момента. Получена информация об изменениях конформации, оценено время перехода к устойчивому состоянию для олигомеров полиаланина различной длины, изучены наиболее вероятные конформационные состояния молекулы и значения дипольного момента при определенных внешних условиях. В водной среде динамика пептидов аланина, включающая изменения конформации молекулы и ее дипольного момента, имели более сглаженный характер. Под воздействием внешнего электрического поля происходили переориентация дипольного момента молекул пептида и установление стационарного состояния. Полученные данные развивают представления о процессах, протекающих в тонких БМ пленках.

Список литературы

1. Hanwell M.D., Curtis D.E., Lonie D.C., Vandermeersch T., Zurek E., Hutchison G.R., Avogadro: An advanced semantic chemical editor, visualization, and analysis platform, *Journal of Cheminformatics*, 4, 17, 2012;
2. Phillips J.C., Braun R., Wang W., Gumbart J., Tajkhorshid E., Villa E., Chipot C., Skeel R.D., Kale L., Schulten K., Scalable molecular dynamics with NAMD, *Journal of Computational Chemistry*, 26, 1781-1802, 2005;
3. Humphrey W., Dalke A., Schulten K., VMD - Visual Molecular Dynamics, *Journal of Molecular Graphics*, 14, 33-38, 1996;
4. Величко Е.Н., Черемискина А.В., Зезина Т.И., Цыбин О.Ю., Импедансная радиоспектроскопия и компьютерное моделирование биомолекулярных пленок, *Материалы XXI Международной научно-методической конференции «Высокие интеллектуальные технологии и инновации в национальных исследовательских университетах» 5-7 июня 2014 г, Санкт-Петербург Т.3. Научные исследования в специальных дисциплинах, Издательство Политехнического университета, 50-53, 2014;*

Использование интерикулярных ЭЭГ для диагностики эпилепсии

Панищев О. Ю.¹, Дёмин С. А.¹

¹КФУ

Эл. почта: opanischev@gmail.com

Эпилепсия является одним из самых распространенных хронических неврологических заболеваний человека, которое проявляется в предрасполо-

женности организма к внезапному возникновению судорожных приступов [1]. Поскольку судорожные припадки могут возникать при различных патологиях головного мозга и центральной нервной системы [2] точная диагностика эпилепсии представляет достаточно трудную задачу, для решения которой используют записи ЭЭГ (электроэнцефалограмм) непосредственно до, во время и после приступа. Одним из главных диагностических признаков здесь является наличие в записях ЭЭГ, регистрируемых во время приступа специфических комплексов «пик-волна». В то же время существенная сложность в диагностировании указанного заболевания заключается в том, что возникновение приступа не поддается долгосрочному прогнозированию: предвестники приступа могут быть установлены лишь за интервалы времени, соизмеримые по продолжительности самому приступу. Кроме того, отдельные эпизоды могут разделяться большими временными промежутками, в течение которых болезнь никак себя не проявляет. Это означает, что постановка диагноза может надолго затянуться и потребовать постоянный круглосуточный мониторинг состояния пациента. Открытым остается вопрос выявления диагностических признаков эпилепсии из ЭЭГ-сигналов человека в интериктальный период — промежуток времени (порой весьма длительный) между приступами. Анализ интериктальных ЭЭГ в большинстве случаев не позволяет выявить явные различия в биоэлектрической активности мозга здоровых людей и пациентов. В то же время в некоторых работах [3, 4] была обнаружена связь между характером взаимодействия отдельных областей коры головного мозга при эпилепсии в интериктальный период. В частности, в работе [4] установлено, что для здоровых людей характерна большая степень синхронизации сигналов отдаленных друг от друга областей коры в сравнении с пациентами. В настоящей работе в рамках формализма функций памяти (ФФП) [5, 6] исследуются динамические и спектральные характеристики интериктальных ЭЭГ. Записи получены в состоянии спокойного бодрствования с закрытыми глазами для двух групп людей: здоровые испытуемые и пациенты с эпилепсией при отсутствии приступов [4]. Расположение электродов согласно международной схеме «10–20». Частота дискретизации составила 200 Гц. Из широкого ФФП были использованы плоские проекции фазовых портретов динамических ортогональных переменных, спектры мощности функций памяти, меры статистической памяти. Наличие эпилепсии отражается в структуре фазовых портретов, для которых наблюдается изменение размеров, формы и положения относительно начала координат в сравнении с ЭЭГ-сигналами здоровых испытуемых. Для контрольной группы характерна симметричная компактная форма фазовых облаков, в то время как при эпилепсии для некоторых электродов наблюдается сильный разброс точек вокруг центральной области. Анализ спектров мощности функций памяти позволил выделить несколько основных типов и провести дифференциацию частотного поведения сигналов ЭЭГ с разных участков коры головного мозга у здоровых людей и пациентов с эпилепсией. Были выделены электроды (F1, T5, O2), имеющие наибольшую диагностическую значимость. Также установлено, что одним из диагностических признаков эпилепсии является суще-

ственное усиление эффектов статистической памяти. Таким образом, определенная структура фазовых портретов и характер частотного поведения ЭЭГ-сигналов могут выступать идентификаторами для диагностирования и распознавания доклинических и клинических проявлений эпилептогенеза. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-02-31385 мол_а.

Список литературы

1. Chang B.S., Lowenstein D.H., Epilepsy, N. Engl. J. Med., 349, 1257-1266, 2003;
2. Sander J.W., O'Donoghue M.F., Epilepsy: getting the diagnosis right, BMJ, 314, 158-1-9, 1997;
3. Mormann F., Lehnertz K., David P., Elger C.E., Mean phase coherence as a measure for phase synchronization and its application to the EEG of epilepsy patients, Phys. D., 144, 358-369, 2000;
4. Bhattacharya J., Reduced degree of long-range phase synchrony in pathological human brain, Acta Neurobiol. Exp., 61, 309-318, 2001;
5. Yulmetyev R., Hanggi P., Gafarov F., Stochastic dynamics of time correlation in complex systems with discrete time, Phys Rev. E., 62, 6178-6194, 2000;
6. Panishev O.Yu., Demin S.A., Bhattacharya J., Cross-correlation markers in stochastic dynamics of complex systems, Phys. A., 389, 4958-4969, 2010;

Синхронизация электрической активности коры головного мозга при биполярном аффективном расстройстве

Панищев О. Ю.¹, Дёмин С. А.¹, Мухаметшин И. Г.¹

¹КФУ

Эл. почта: opanishev@gmail.com

Современная медицина обладает широкими возможностями для решения задач диагностики и контроля лечения. Однако в отдельных ее областях возникает ряд трудностей, связанных с правильной постановкой диагноза. Прежде всего, это можно проиллюстрировать на примере психических расстройств. Для большинства подобных заболеваний не существует объективных критериев диагностики. Например, диагностирование шизофрении или биполярного аффективного расстройства (БАР) проводится на основе анализа жалоб пациента и последующего их сопоставления с принятыми международным сообществом классификациями симптомов (МКБ-10, DSM). Данные классификации формулируются путем обобщения большого числа описанных на практике случаев. Вместе с тем, ведется активный поиск объективных критериев выявления и идентификации психических заболеваний в ходе анализа электрической активности коры головного мозга (ЭЭГ) [1-3]. В работе [1] показано, что БАР и эпилепсия проявляют себя в специфическом характере эффектов синхронизации и спектральных особенностей альфа-активности. В работе [2] на основе метода фликкер-шумовой спектроскопии (ФШС)

сформулированы критерии, позволяющие оценить степень предрасположенности к развитию шизофрении в будущем у детей/подростков. В работе [3] в рамках формализма функций памяти (ФФП) эффекты согласования и рассогласования между отдельными областями коры головного мозга человека определяются в качестве диагностических признаков предрасположенности к шизофрении. Биполярное аффективное расстройство (ранее — маниакально-депрессивный психоз) представляет собой эндогенное психическое заболевание, основным проявлением которого является наличие аффективных состояний — маниакальных (или гипоманиакальных), депрессивных и «смешанных». При диагностировании БАР возникают сложности, которые состоят в следующем: 1) необходимость принятия во внимание большого количества факторов (обусловлена многообразием разновидностей и проявлений БАР); 2) наличие множества психических расстройств, имеющих сходные симптомы; 3) существенная распространенность «смазанности» симптомов, выпадающих из поля зрения врача и пациента. Таким образом, важнейшими факторами правильного и своевременного диагностирования БАР являются достаточно высокая квалификация врача-специалиста, а также длительность и тщательность наблюдений за поведением пациента. Однако это не всегда гарантирует точность поставленного диагноза. Поиск объективных критериев для выявления данного и прочих психических расстройств представляется на наш взгляд одной из актуальных проблем современной психиатрии. В настоящей работе в рамках метода фликкер-шумовой спектроскопии демонстрируется возможность использования ЭЭГ-сигналов в поиске объективных диагностических критериев биполярного аффективного расстройства. Данный метод основан на полуфеноменологических соотношениях для разделения сигналов, генерируемых сложными системами по временным масштабам (типам нерегулярностей) и содержит параметры для описания частотно-фазовой синхронизации [4]. Исходя из предположения о связи патологических процессов в центральной нервной системе с характером взаимодействия определенных областей коры головного мозга человека, были установлены характерные особенности коллективной динамики ЭЭГ для здоровых людей и пациентов с БАР — различные сценарии проявления синхронного поведения. Показано, что для ЭЭГ-сигналов удаленных областей здоровых людей характерна высокая степень синхронизации, тогда как для пациентов с БАР наиболее связными оказываются близлежащие области. В дополнение к этому, взаимодействие определенных областей коры при наличии БАР проявляется в специфическом характере осцилляций, наблюдаемых в структуре трехмерных кросс-корреляторов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-02-31385 мол_а.

Список литературы

1. Bhattacharya J., Kanjilal P.P., Nizamie S.H., Decomposition of posterior alpha rhythm, IEEE Transactions on Biomedical Engineering, 46, 738-747, 2000;

2. Timashev S.F., Panishev O.Yu., Polyakov Yu.S., Demin S.A., Kaplan A.Ya., Analysis of cross-correlations in electroencephalogram signals as an approach to proactive diagnosis of schizophrenia, *Physica A*, 391, 1179-1194, 2012;
3. Panishev O.Yu., Demin S.A., Kaplan A.Ya., Varaksina N.Yu., Use of cross-correlation analysis of EEG signals for detecting risk level for development of schizophrenia, *Biomedical Engineering*, 47, 153-156, 2013;
4. Тимашев С.Ф., Фликкер-шумовая спектроскопия: Информация в хаотических сигналах, М.: ФИЗМАТЛИТ, 248 с., 2007;

Изучение многомерных конструкций в системах ДНК - металлокомплексы фталоцианинов - ПАВ in vitro

Алексеев Г. В.¹, Бакулев В. М.¹, Касьяненко Н. А.¹

¹СПбГУ

Эл. почта: komelbud@mail.ru

Комплексы ДНК с фталоцианиновыми соединениями являются объектами пристального исследования в связи с возможным использованием этих веществ в фотодинамической терапии (ФДТ). В развитие проводимых нами исследований в этой области были проведены измерения характеристик образующихся структур для определения конформационных параметров молекулы ДНК при взаимодействии. Впервые изучено изменение оптической анизотропии молекулы ДНК в процессе комплексообразования, на основании чего проведена оценка персистентной длины макромолекулы. Предложена молекулярная модель комплекса, проведены исследования люминесцентных свойств систем.

Для доставки таких структур в клетки-мишени необходимо провести компактизацию молекулы ДНК in vitro. Для этого в работе используется поверхностно активное вещество (ПАВ) с азобензольной группировкой. При определенных концентрациях ПАВ наблюдается компактизация макромолекулы с образованием наночастиц размером около 200 нм, которые могут проходить через клеточные мембраны. Связывание ПАВ с ДНК формирует способные к трансформации структуры (трансформацию дает конформационный трансцис переход ПАВ) под действием УФ света. Такой переход способствует переходу молекул ПАВ в более гидрофильное состояние, что обеспечивает обратимость компактизации ДНК при дальнейшем облучении систем видимым светом. Такие конформационные переходы можно использовать не только при формировании структур для генной терапии, но и для доставки в клетки флюоресцирующих молекул, необходимых для ФДТ. Для таких структур необходимо использовать т. н. upconversion systems (наноструктуры, обычно поглощающие в применимом для биообъектов ИК диапазоне, способные излучать свет в более коротком волновом диапазоне), но проводимые эксперименты in vitro на более простых объектах служат прекрасной модельной си-

стемой для выявления основных закономерностей и подбора условий проведения опытов.

Одной из важных задач при рассмотрении таких систем является выяснение стабильности образующихся комплексов.

Ранее было выявлено, что координационные соединения металлов, содержащие фталоцианины, связываются с молекулой ДНК в растворе независимо от типа комплексообразующего иона. При этом структура образующихся комплексов, несмотря на одинаковый «отклик» ДНК при связывании, различна. ДНК как матрица обеспечивает собирание молекулярных ассоциатов благодаря взаимодействию фталоцианиновых лигандов.

В работе использовали высокомолекулярную ДНК тимуса телёнка (Sigma); металлизированные дифталоцианины шарообразного типа, содержащие никель, кобальт и медь в качестве координирующих центров, синтезированные группой проф. Сенгюля в университете Зонгулдак Караелмас (Турция); поверхностно-активное вещество (ПАВ) $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3(\text{N}^+\text{C}_6\text{H}_4\text{N}=\text{NC}_6\text{H}_4\text{O}(\text{CH}_2)_6\text{N}^+(\text{CH}_3)_3\text{Br}^-$, (АзоТМАБ), синтезированное группой проф. С. Сантер (Постдамский университет, Германия). Методами спектроскопии поглощения (СФ-56, Россия), двойного лучепреломления в потоке и низкоградиентной вискозиметрии изучали влияние ПАВ и металлокомплексов на молекулу ДНК в растворе. Исследовались устойчивость этих систем в зависимости от ряда физико-химических факторов и характер аддуктов.

Рассмотрено влияние концентраций компонентов взаимодействия, ионной силы раствора, способа приготовления систем на процесс комплексообразования. Использовали системы ДНК-ПАВ, ДНК-металлокомплексы и многокомпонентные системы, сформированные при разной последовательности добавления компонентов в раствор ДНК. Показано, что стабильность соединений в водно-солевых растворах зависит от ионной силы и присутствия ДНК и не зависит от многократного обратимого изменения конформации ПАВ под действием УФ и видимого света соответственно в уже сформированных тройных системах.

Показано, что при формировании многокомпонентных систем металлокомплексы и ПАВ не мешают друг другу связываться с ДНК, при этом процессе с внешней стороны спирали образуются многомерные системы из фталоцианинов с определённой ориентацией относительно двойной спирали ДНК.

Исследование фазочастотных характеристик растворов глицина и альбумина на частотах 0,5–110 МГц

Черемискина А. В.¹, Величко Е. Н.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: a.cheremiskina@gmail.com

Создание новых биомолекулярных объектов и изучение их структурных свойств является важной задачей исследований в современной физике, био-

технологии, электронике и других научно-технических направлениях [1-4]. Во всех перечисленных областях идет поиск новых материалов, способных усовершенствовать имеющиеся технические достижения. При этом интерес к биомолекулярным технологиям объясняется тем, что молекулярные системы характеризуются предельной миниатюризацией, при которой поверхностную плотность элементов устройства можно увеличить до 10^{13} – 10^{14} устройств на см^2 в нанометровом слое, и обладают свойствами самоорганизации. В связи с этим актуальным является исследование электрофизических свойств молекулярных структур.

В данной работе приведены результаты исследования радиоимпедансных характеристик растворов глицина и альбумина в дистиллированной воде. Исследования проводились на приборе «измеритель импеданса ВМ-538», позволяющем получать информацию о реакции системы на приложенное электрическое поле в диапазоне частот 0,5 — 110 МГц. Пленки из подготовленных растворов наносились на специально изготовленную керамическую пластину в зазор между двумя электродами, составляющий 0,4 мм. В процессе измерения на каждой выбранной с определенным шагом частоте измерялся модуль импеданса $|Z|$ и угол сдвига фаз между током и напряжением ϕ .

Из полученных данных было выявлено, что зависимость, полученная для раствора альбумина, не имеет существенных отличий от зависимости, полученной для дистиллированной воды. В то время как фазочастотная зависимость, полученная для пленки из раствора глицина, имеет характерный выброс на частотах порядка 7-10 МГц.

Отсутствие отличий на растворе альбумина может объясняться тем, что альбумин является глобулярным белком с большой молекулярной массой (атомная масса > 60000) и менее подвержен процессам изменения межмолекулярных взаимодействий в данном диапазоне частот. Глицин же является менее крупной аминокислотой (атомная масса 75), и наличие нелинейности зависимости может свидетельствовать о наблюдаемом изменении конформации и образовании самоорганизованных структур в растворе под воздействием электромагнитного поля.

Исследования влияния температуры на образцы глицина показали, что при понижении температуры наблюдается более сильное и стабильное изменение белковой структуры молекул глицина в растворе. При замораживании капли на частотах, соответствующих нелинейному участку зависимости, значения сдвига фаз между током и напряжением оставались стабильными и удерживались на значениях, наблюдаемых на пике зависимости перед замораживанием. При этом фазочастотная зависимость не менялась при изменении частот, оставаясь на минимальных значениях. Следует отметить, что при размораживании и повышении температуры зависимости возвращались к исходной форме.

По полученным фазочастотным зависимостям были рассчитаны импедансные характеристики белковых растворов. Выявленные нелинейности импедансных характеристик показали отклик растворов глицина на воздей-

ствии электрического поля, что может свидетельствовать о перераспределении дипольных моментов и конформационных изменениях в образце.

Список литературы

1. Lee B., Kamiya N., Machida S., Yamagata Y., Horie K., Nagamune T. // Fabrication of a protein film by electrospray deposition method and investigation of photochemical properties by persistent spectral hole burning, // Biomaterials p.2045–2051, 2003;
2. Macdonald J.R. «Impedance Spectroscopy Theory, Experiment, and Applications» p.606; 2005;
3. Murray A., Kermit K., Robert K., Eberlin J., Marcos N.; John G.; Definitions of terms relating to mass spectrometry // Pure and Applied Chemistry, p.85, 2013;
4. Solli D. R., Chou J., and Jalali B.; Amplified wavelength–time transformation for real-time spectroscopy, // Nature Photonics, p. 48-51, 2008;

Моделирование спектров аминокислот терагерцового диапазона

Немова Е. Ф.¹

¹Институт Лазерной Физики СО РАН

Эл. почта: endy@ngs.ru

Автором проводится комплексный эксперимент по влиянию Терагерцового (ТГц) излучения на биологические объекты. В ходе предыдущих расчетов и экспериментов было выяснено, что при облучении Бычьего Сывороточного Альбумина (БСА) изменяется конформация белка [1]. Например, спектры ЭПР показали, что увеличивается абсорбция кислорода комплексом белок-зонд. В качестве зонда была использована спиновая ловушка дигидропиразин-1,4-диоксида (ДПДО). ДПДО - это циклический динитрон, соединение, являющееся диамагнитным, но в присутствии активных форм кислорода трансформирующееся в нитроксильный радикал. Чувствительность ДПДО к активным формам кислорода позволяет применять его в качестве предшественника спинового зонда, который образуется в непосредственно исследуемом растворе. Были произведены квантово-химические расчеты, для определения наиболее подходящих для пространственных изменений участков молекулы. Такими местами оказались комплексы аминокислот, содержащих пятичленные кольца. Подобные кольца содержатся только в трех аминокислотах: гистидин, триптофан и пролин. Поэтому далее были произведены квантово-химические расчеты ТГц спектра этих аминокислот. Из собственных квантово-химических расчетов и литературы стало понятно, что самым подходящим для изменения конформации является пролин. В молекуле БСА встречается всего три пролиновых остатка, они препятствуют формированию спирали в молекуле, обуславливая ее «перелом» и резкий изгиб.

Целью данной работы было экспериментальное получение ТГц спектров пролина и триптофана. Квантово-химический расчет этих спектров и сравнение полученных спектров. Для получения ТГц спектров был использован малогабаритный ТГц спектрометр с субпикосекундным разрешением, на базе фемтосекундного волоконного лазера [2].

Полученные спектры позволяют разделить собственные колебания изолированной молекулы и колебания обусловленные кристаллической решеткой [3], исследуемые вещества имеют кристаллическую структуру. Рассчитанные спектры хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными.

Список литературы

1. Немова Е. Ф. Федоров В.И. Исследование влияния терагерцового излучения на конформационные изменения структуры бычьего сывороточного альбумина методом спинового зонда. Журнал Вестник НГУ. Серия Физика. 2011. Том 5, выпуск 4. с. 16-101;
2. В.Д. Анцыгин, А.А. Мамрашев, Н.А. Николаев, О.И. Потатуркин, Автометрия.. 46, №3. С. 110-117. 2010;
3. N. Smirnova, D.A. Sapozhnikov, A.V. Kargovsky, V.A. Volodin, O.P. Cherkasova, R. Bocquet, A.P. Shkurinov. Lowest-lying vibrational signatures in corticosteroids studied by terahertz time-domain and Raman spectroscopies // *Vibrational Spectroscopy*. 2012. Vol. 62.P. 238–247;

Влияние сильных связей на активность популяции нейронов с логнормальным распределением синаптических весов

Чижкова Е. А.

Эл. почта: chizhkova.e@gmail.com

Последние работы [1-3] показали, что распределение синаптических весов в живых нейронных системах не является Гауссовым, а описывается функцией распределения с малым средним значением и «длинным хвостом» в области больших значений и хорошо аппроксимируемой логнормальной функцией распределения. На данный момент существует множество моделей, статистически описывающих активность популяции нейронов с разным приближением. Эти модели удобны для описания больших систем, где прямые методы моделирования работают долго. Тем не менее, статистический подход не подходит для описания систем с логнормальным или аналогичным ему распределением связей. В первом предположении такая система может быть описана через статистическое описание подсистемы нейронов со слабыми связями, на фоне которой работает подсистема нейронов с сильными связями, описываемая прямыми методами численного моделирования. В этой работе исследовано влияние присутствия нейронов с сильными связями на активность популяции нейронов и возможные пути разделения всей популяции на подсистемы для ее моделирования описанным способом.

Численное моделирование производилось методом Монте-Карло для популяции из 2000 ингибирующих и 10000 возбуждающих нейронов с логнормальным распределением весов между возбуждающими нейронами и с уравнением для единичного нейрона - integrate-and-fire. В результате, была воссоздана спонтанная активность популяции, которая была ранее получена с помощью аналогичного моделирования в работе (Jun-nosuke Teramae, Yasuhiro Tsubo, et. al) и показана критичность для данной активности присутствие нейронов с сильными связями. В то же время, при вызванной активности (при подаче на систему внешнего сигнала) нейроны с сильными связями не влияют на равновесную популяционную частоту и слабо влияют на промежуточное состояние релаксации системы в стационарное состояние.

Не смотря на то, что вероятность наличия связи между нейронами была установлена всего на 10%, ввиду большого общего числа нейронов около 80% нейронов имело хотя бы одну сильную связь, что делает бесполезным для описания прямое разделение популяции на подсистемы со слабыми и сильными связями. При удалении из системы нейронов, не имеющих сильную как входящую, так и исходящую связь (около 50%), спонтанная активность продолжала воспроизводиться. Вероятно главная роль в образовании спонтанной активности принадлежит системе поддерживающих активность друг друга цепей нейронов с сильными связями, на фоне работы которой происходит редкая активность остальных нейронов. Последнее предположение требует дальнейшего изучения.

Логнормальное распределение имеет большое значение в описании природных явлений. В работе, часть которой здесь представлена, предпринимается попытка описания такого феноменального природного явления как живая нейронная структура.

Список литературы

1. Song S, Sjostrom P, Reihl M, Nelson S, Chklovskii D (2005) Highly non-random features of synaptic connectivity in local cortical circuits. *PLoS Biology* 3:e68;
2. Loewenstein Y, Kuras A, Rumpel S (2011) Multiplicative dynamics underlie the emergence of the log-normal distribution of spine sizes in the neocortex in vivo. *The Journal of Neuroscience* 31: 9481–9488;
3. Teramae J.-N., Tsubo Y., and Fukai T. (2012). Optimal spike-based communication in excitable networks with strong-sparse and weak-dense links. *Sci.Rep.* 2, 485;

Разработка микромеханического устройства для контроля артериального давления в реанимационных случаях

Кузьмина К. А.¹, Андреева А. В.¹, Корелов А. Е.², Клявинек А. С.²

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

²НИИ онкологии им. Н.Н.Петрова

Эл. почта: twist5487@mail.ru

Артериальное давление (АД) человека относится к одному из основных параметров деятельности системы кровообращения, и поддержание его на нормальном уровне остается важнейшей задачей медицинского персонала при развитии состояния болезни. Поэтому периодическое определение его уровня является важнейшей составляющей контроля за общим состоянием больного человека и входит в обязательный план осмотра любого врача, в стандарт мониторинга по обеспечению минимального уровня безопасности в анестезиологии и пр. Краеугольным камнем этого является метод измерения и такие его характеристики, как инвазивность, точность, воспроизводимость, практичность и некоторые другие. В настоящее время в клинической практике наибольшее распространение получили неинвазивные методы измерения АД, которые классифицируются в зависимости от принципа, положенного в основу определения этого параметра. Самыми надежными методами измерения АД считают аускультативный метод, предложенный русским терапевтом Н.С.Коротковым, и осциллометрический. У каждого метода есть свои достоинства и ограничения. Так например, для получения результата по методу Короткова необходимо правильное наложение микрофона и отсутствие дислокации его в течении наблюдения, тем не менее данный метод утвержден на самом высоком уровне (ВОЗ, 1935 г.). Осциллометрический метод не требует наложения микрофона, но он не утвержден как стандарт и точность измерения АД в покое с его помощью обычно низкая. Более того, оба метода оказываются неэффективными при выраженных нарушениях ритма сердца.

Использование электронных тонометров в реанимационных условиях становится невозможным из-за большого количества электронных приборов, из-за которых обнаруживается большая погрешность измерений. Типовой прибор для измерения АД по методу Н.С.Короткова состоит из окклюзионной пневмоманжеты, устройств для нагнетания воздуха и для измерения давления в манжете. Использование такого прибора, требует определенной сноровки и является неудобным при необходимости быстрого получения точного результата.

Таким образом, главной задачей данного проекта является создание микромеханического устройства для измерения АД, которое будет удобным в эксплуатации и давать точные результаты в условиях реанимации. Техническая идея состоит в том, что в устройстве будет использован сверхчувствительный волоконно-оптический виброакустический микрофон, благодаря которому, по нашим расчетам, повысится точность измерений АД и уменьшатся геометрические размеры устройства. Работа проводится совместно с отде-

лением анестезиологии, реанимации и паллиативной онкологии научно-исследовательского института онкологии им. Н. Н. Петрова.

Список литературы

1. Рогоза А.Н., Ощепкова Е.В., Цагареишвили Е.В., Гориева Ш.Б., Современные неинвазивные методы измерения артериального давления для диагностики артериальной гипертензии и оценки эффективности антигипертензивной терапии, М., Медика, 7-48 с., 2007;
2. Тихоненко В.М., Достоинства метода Короткова при мониторинговании артериального давления, Вестник аритмологии, 40, 36-38 с., 2005;
3. Ветров А.А., Сергушичев А.Н., Ширшов А.А., Волоконно-оптические виброакустические датчики, СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 168 с., 2010;

ДРУГИЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ

Особенности анизотропии теплового расширения кристаллов разных категорий

Замковская А. И.¹, Максимова Е. М.¹

¹ТНУ, Республика Крым, г. Симферополь

Эл. почта: lenamax112@rambler.ru

Современное приборостроение широко использует природные и синтетические монокристаллы, предъявляя особые требования к их качеству. Характерной особенностью физических свойств кристаллов является их анизотропия — различие свойств по разным направлениям.

В работе исследовалась анизотропия теплового расширения кристаллов, т.к. это свойство имеет большое практическое значение: тепловому расширению подвергаются различные монокристаллы как при инструментальной обработке, так и при функционировании в технических устройствах.

Для наглядного графического изображения анизотропии теплового расширения удобно использовать указательные поверхности. Радиус-векторы такой поверхности пропорциональны величине относительного удлинения кристалла в данном направлении при нагревании. Для построения трехмерных, вращающихся моделей указательных поверхностей нами была написана программа для расчета коэффициента теплового расширения в произвольном направлении (*), [1] в пакете прикладных программ MathCad [2].

$$\alpha_n = \sum \alpha_{ij} n_i n_j \quad (*)$$

где α_{ij} — коэффициенты теплового расширения кристаллов, образующие тензор второго ранга;

n_i, n_j — компоненты единичного вектора, определяющего произвольное направление в кристалле.

Была изучена анизотропия теплового расширения кристаллов различных категорий симметрии: высшей (несколько осей порядка выше второго), средней (одна ось порядком выше второго) и низшей (нет осей симметрии порядком выше второго) [3, 4].

Анализ симметрии указательных поверхностей теплового расширения и симметрии соответствующих кристаллов привел к следующим выводам:

1. Тепловое расширение кристаллов высшей категории изотропно.
2. При нагревании кристаллы средней и низшей категории могут расширяться по всем направлениям или же по одним направлениям сжиматься, а по другим расширяться.

3. Указательная поверхность теплового расширения таких кристаллов является эллипсоидом, если все α_{ij} положительны или многополостной поверхностью с положительными и отрицательными частями, если некоторые α_{ij} отрицательны.

4. В последнем случае в кристалле имеются определенные направления, вдоль которых тепловое расширение равно нулю.

Список литературы

1. Вустер У. Применение тензоров и теории групп для описания физических свойств кристаллов. Пер.- М.: Мир, 1977;
2. Полулях С.Н. Пакеты прикладных программ в физике.- Симферополь: Пирамида-Крым, 1998;
3. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики.- М.: Наука, 1979;
4. Переломова Н.В., Тагиева М.М. Задачник по кристаллофизике. - М.: Наука, 1982;

Новое широкодиапазонное уравнение состояния циркония для математического моделирования физических процессов

Давыдов Р. В.¹, Антонов В. И.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: romanvproze@gmail.com

На сегодняшний день большой интерес представляют собой цирконий и соединения на его основе. Важнейшим аспектом безопасной работы атомной электростанции является устойчивость элементов конструкции реакторов к различным воздействиям. Главные элементы активных зон атомных реакторов изготовлены из сплавов нескольких металлов для придания им повышенной прочности. Ключевую роль в этих сплавах играет цирконий, так как он обладает очень малым сечением захвата тепловых нейтронов, хорошей стойкостью к коррозии и высокой температурой плавления [1]. Кроме того, цирконий в силу высокой стойкости к воздействию биологических сред и отличной биосовместимости также нашел свое применение в протезировании. В стоматологии керамика на основе диоксида циркония является материалом для изготовления зубопротезных изделий. Причем в процессе создания протезов часто применяется воздействие на материал лазерного излучения [2].

Для успешного математического моделирования воздействия мощного излучения на цирконий и соединения на его основе необходимо необходимо знание термодинамических свойств вещества в широком диапазоне температур и давлений. Это стимулирует разработку новых широкодиапазонных уравнений состояния. В работе предложено новое уравнение состояния циркония, на основе разработанной модели.

В рамках разработанной модели вещество предполагается состоящим из одинаковых электрически нейтральных атомных ячеек, в каждой из которых

находится одно ядро с атомным весом A и зарядом Z . Для описания разработанного нами уравнения состояния используется свободная энергия F , которая для одной атомной ячейки представляется в виде суммы трех слагаемых, описывающих соответственно электронные и ионные компоненты, а также взаимодействие между ними:

$$F = F_e + F_i + F_{ei} \quad (1)$$

В качестве основных термодинамических параметров используются объем атомной ячейки V и температура T . Основное допущение, на котором базируется описываемая модель, состоит в том, что при любых значениях плотности и температуры все электроны можно разделить на свободные и связанные. Строго говоря, такое разделение имеет четкий физический смысл лишь в случае идеальной плазмы, однако оно будет сохранено и в той области, где эффекты неидеальности играют принципиальную роль, предполагая, что вклад этих эффектов в давление и энергию адекватно описывается F_{ei} . Число свободных электронов в одной атомной ячейке будем обозначать буквой y .

Вклад электронов в давление полагается равным давлению идеального ферми-газа свободных электронов с температурой T и плотностью y/V , где y есть решение модифицированного уравнения ионизации:

$$\mu_F\left(\frac{y}{V}, T\right) + I(y) - B(V, T) = 0 \quad (2)$$

В уравнении μ_F — химический потенциал идеального ферми-газа, $I(y)$ — ионизационный потенциал, который является гладкой функцией от y и строится как сглаживающий сплайн по известным экспериментальным значениям последовательных стадий ионизации свободных атомов вещества [3], $B(V, T)$ — отрицательная поправка, назначение которой — описание холодной ионизации сильно сжатого вещества. Она имеет следующий вид:

$$B(V, T) = b\left(\frac{Z}{V}\right)^\beta (1 + \mu TV^\sigma)^{-1} \quad (3)$$

здесь b, β, μ, σ - свободные параметры.

Выражение для аппроксимации свободной энергии идеального ферми-газа:

$$F_e = yT\left[\frac{3}{5}\phi - \frac{3}{2}\ln\left(1 + \frac{5}{2\phi}\right)\right] \quad (4)$$

где
$$\phi = \frac{1}{2}(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}\left(\frac{y}{V}\right)^{\frac{2}{3}}/T \quad (5)$$

Из него легко получить:

$$\mu_F = \frac{1}{2}(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}\left(\frac{y}{V}\right)^{\frac{2}{3}} + T\left[\left(1 + \frac{2}{5}\phi\right)^{-1} - \frac{3}{2}\ln\left(1 + \frac{5}{2\phi}\right)\right] \quad (6)$$

$$P_e = \frac{1}{5}(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}\left(\frac{y}{V}\right)^{\frac{5}{3}} + T\left(\frac{y}{V}\right)\left(1 + \frac{2}{5}\phi\right)^{-1} \quad (7)$$

$$E_e = \frac{3}{2}VP_e \quad (8)$$

Вид функции F_i определялся таким образом, чтобы плавно описать переход от кристаллического состояния при низких температурах к состоянию идеального газа ионов при высоких. Полученная зависимость имеет следующий вид:

$$F_i = \frac{3}{2} T \ln \left(\frac{1 + \lambda \Gamma}{V^{\frac{2}{3}} T} \right) \quad (9)$$

где $\Gamma = \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{y^2}{V^{\frac{1}{3}} T}$, λ - свободный параметр

Выражения для давления и внутренней энергии:

$$P_i = \frac{T}{V} \frac{1 + 3\lambda \Gamma \left(\frac{1}{2} - \frac{d(\ln y)}{d(\ln V)} \right)}{1 + \lambda \Gamma} \quad (10)$$

$$E_i = \frac{3}{2} T \frac{1 + 2\lambda \Gamma}{1 + \lambda \Gamma} \quad (11)$$

Описанные выше P_e и P_i положительны при любых V и T . Чтобы получить равновесное состояние вещества при $P = 0$ и значениях плотности вблизи нормальной необходимо ввести отрицательную компоненту давления, эффективно описывающую силы притяжения между частицами.

Был выбран следующий вид зависимости:

$$P_{ei} = -\frac{1}{5} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{y}{V_0} \right)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{4}{3}} \frac{1 + \delta}{1 + [\delta + (1 + \delta) T / T^*] \left(\frac{V}{V_0} \right)^\gamma} \quad (12)$$

который соответствует свободной энергии:

$$F_{ei} = -\frac{1}{5} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{y}{V_0} \right)^{\frac{5}{3}} (1 + \delta) \int_{V_0}^{\infty} \frac{(V_0 / V') dV'}{1 + [\delta + (1 + \delta) T / T^*] (V' / V_0)^\gamma} \quad (13)$$

где V_0, γ, δ, T^* - свободные параметры.

Свободные параметры в уравнении состояния (1) находятся из различных экспериментальных данных по ударному сжатию.

Результаты расчетов по полученному уравнению состояния циркония на основе модели хорошо согласуются с экспериментальными данными в широком диапазоне давлений и температур. Планируется модифицировать модель, для создания уравнений состояния соединений на основе циркония.

Список литературы

1. Востриков А. А., Дубов Д. Ю., Сокол М. Я, Свойства наноструктурированного оксида, образующегося при окислении циркониевого проводника сверхкритической водой, Письма в ЖТФ, Т. 40, № 7, с. 16-24, 2014;
2. Delgado-Ruiz R. A., Calvo-Guirado J. L., Moreno P., Guardia J., Gomez-Moreno G., Mate-Sanchez J. E., Ramirez-Fernandez P., Chiva F, Femto-second laser microstructuring of zirconia dental implants, J Biomed Mater Res B Appl Biomater, Vol 96, Issue 1, pp. 91-100, 2011;

3. Carlson T. A., Nestor C. W., Wasserman N., McDowell J. D, Calculated Ionization Potentials for Multiply Charged Ions, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol 2, pp. 63-69, 1970;

Исследование процесса зарядки металлических частиц микронного размера в потоке электронов

Горохов М. В.¹

¹ФТИ

Эл. почта: mgorokhov@mail.ru

Работа посвящена исследованию зарядки металлических микрочастиц в потоке электронов. Поток электронов позволяет не только заряжать, но и нагревать, плавить, а также испарять микрочастицы. Поэтому система микрочастиц в потоке электронов интересна для ряда практических приложений, в частности в технологиях напыления и формирования наноматериалов. Также зарядка микрочастиц может позволить эффективно управлять их движением с помощью электрических полей, что актуально для фильтрации микрочастиц в различных технологиях. При этом зарядка и нагрев микрочастиц в потоке электронов существенным образом зависит от вторичной эмиссии электронов с частиц. Вторичная электронная эмиссия (ВЭЭ) зависит от многих параметров, в частности, от энергии первичных электронов, угла падения электронов на поверхность мишени, шероховатости поверхности и т.д. [1]. Под влиянием ВЭЭ условия зарядки микрочастиц отличаются от условий зарядки частиц макроскопических размеров. Однако особенности ВЭЭ с микрочастиц мало исследованы [2, 3].

Отношение вторичного потока электронов к первичному потоку электронов, так называемый коэффициент вторичной эмиссии, зависит от энергии первичных электронов, и для металлов эта зависимость носит немонотонный характер. Как правило, имеются два значения энергии первичных электронов (E_1 , E_2), при которых поток вторичных электронов равен потоку первичных, и заряд частицы в таком потоке не меняется. В потоке электронов с энергией (E) в области $0 < E < E_1$ коэффициент ВЭЭ меньше единицы и частицы заряжаются отрицательно. Но в таком потоке невозможно зарядить частицы выше потенциала, соответствующего энергии электронов. При этом тепловой поток на частицы мал, так как энергия электронов расходуется на работу против поля заряженной частицы. В потоке электронов с энергией в области $E_1 < E < E_2$ коэффициент ВЭЭ больше единицы и частицы заряжаются положительно до потенциала, при котором эмитируемые электроны начинают возвращаться на частицу под действием электрического поля её заряда. Интересно, что при этом можно обеспечить интенсивный нагрев частиц (как правило, E_2 составляет несколько кэВ). В потоке электронов с энергией в области E_2 коэффициент ВЭЭ меньше единицы и частицы заряжаются отрицательно, но только до потенциала $eU = E - E_2$, при котором работа против поля

частицы снижает энергию первичных электронов с E до E_2 , и соответственно эмиссия сравнивается с потоком первичных электронов. В таких условиях также можно обеспечить интенсивный нагрев частиц, так как энергия первичных электронов (несколько кэВ) существенно превышает энергию вторичных (десятки эВ).

В работе исследуется направление зарядки (знак dQ/dt) медных частиц микронного размера при различных энергиях первичного потока электронов. Энергия электронов задается разностью напряжений между термоэмиссионным катодом и полым заземленным электродом, формирующим поток первичных электронов. Через отверстие в электроде поток электронов попадает в область со слабым электрическим полем (<10 В/см), направленным вдоль потока первичных электронов. Медные частицы свободно падают под действием силы тяжести по центру области со слабым электрическим полем, пересекают поток электронов и заряжаются. По направлению отклонения частиц в поле определяется знак заряда микрочастиц при различных энергиях первичных электронов. Показано, что зарядка микрочастиц в потоке электронов существенно отличается от зарядки частиц макроскопических размеров. Определены условия положительной и отрицательной зарядки медных микрочастиц. Разработана модель зарядки металлических микрочастиц в потоке электронов, результаты которой удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-08-31713 мол_а.

Список литературы

1. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия, М.:Наука,1969;
2. Chow V. M., Mendis D. A., Rosenberg M, Secondary emission from small dust grains at high electron energies, IEEE Trans. Plasma Sci 22, 179-186 (1994);
3. Richteroва I., Pavlu J., Nemecek Z., Safrankova J., Beranek M., Secondary emission from glass grains: Comparison of the model and experiment, IEEE Transactions on plasma science, Volume 35, Issue 2, pp. 286-291, (2007);

Исследование переходного слоя между кубическим и гексагональным политипами карбида кремния при гетерополитипном росте

Лебедев С. П.¹, Лебедев А. А.¹, Середова Н. В.¹, Ситникова А. А.¹, Кириленко Д. А.¹, Шустов Д. Б.¹, Загорянская М. В.¹

¹ФТИ

Эл. почта: lebedev.sergey@mail.ioffe.ru

Известно, что политипы карбида кремния (SiC) имеют различную кристаллическую решетку, а также ширину запрещенной зоны. В настоящее

время одним из актуальных направлений в исследованиях карбида кремния является получение гетероструктур на основе различных политипов. Наибольший интерес представляют гетеропереходы между кубическим политипом 3С-SiC и гексагональными политипами 4Н-SiC и 6Н-SiC, поскольку, по теоретическим оценкам, на границе 3С/6Н и 3С/4Н образуется двумерный электронный газ [1]. Несмотря на то, что существует ряд экспериментальных работ по получению гетерополитипных структур различными ростовыми методами [2, 3], на сегодняшний день в литературе не представлено публикаций, сообщающих о создании приборов, использующих квантово-размерные эффекты на границе политипов SiC. Препятствием для создания подобных приборов может служить переходный слой между политипами, содержащий большое количество дефектов и включения посторонних политипов.

В настоящей работе представлены результаты исследований переходного слоя между выращиваемым эпитаксиальным слоем 3С-SiC и подложкой 6Н-SiC. Для получения эпитаксиальных слоев 3С-SiC применялся метод сублимационной эпитаксии в вакууме. Для оценки качества выращенных эпитаксиальных слоев использовались оптическая микроскопия, рентгеновская спектроскопия, а также метод фотолюминесценции.

В качестве основного метода исследования границы политипов 3С/6Н применялась просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ). Несмотря на высокое качество полученных 3С-SiC эпитаксиальных слоев, во всех образцах на границе 3С/6Н наблюдается наличие переходного слоя, который представляет собой набор чередующихся полос разной толщины двух политипов 3С и 6Н. Толщина переходного слоя составляет 300-500 нм. Присутствие других политипов обнаружено не было, а плотность дефектов упаковки в переходном слое не отличалась от плотности дефектов в эпитаксиальном слое 3С.

Список литературы

1. 1. A.A. Lebedev, *Semicond. Sci. Technol.* 21 (2006) R17–R34;
2. 2. Maher Soueidan and Gabriel Ferro: *Adv. Funct. Mater.* 2006, 16, 975–979;
3. 3. R. Vasiliauskas, M. Marinova, P. Hens, P. Wellmann, M. Syväjärvi, R. Yakimova: *Cryst. Growth Des.* 12 (2012) 197–204;

Исследования на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов

Щудло И. М.¹, Касатов Д. А.², Кузнецов А. С.¹, Макаров А. Н.¹, Сорокин И. Н.³,
Сычева Т. В.⁴, Остринов Ю. М.⁴, Таскаев С. Ю.¹

¹ИЯФ

²НГУ

⁴НГТУ

Эл. почта: cshudlo.i.m@gmail.com

В Институте ядерной физики СО РАН для развития методики бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей предложен и создан источник эпитепловых нейтронов на основе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и литиевой нейтроногенерирующей мишени.

В работе дается описание источника нейтронов и областей его применения. Также представлены результаты последних исследований по изучению потока заряженных частиц в ускорительном канале, сопутствующего ускоряемому ионному пучку, и предложены способы по его подавлению для увеличения тока протонного пучка. Приводятся и обсуждаются результаты измерения мощности дозы и спектра гамма-излучения при взаимодействии 2 МэВ протонного пучка с различными конструкционными материалами.

На установке получен стационарный протонный пучок с энергией 2 МэВ и током 1,6 мА, характеризующийся высокой монохроматичностью энергии 0,1% и стабильностью тока 0,5%.

МАТФИЗИКА И ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

Сверхпроводящий фазовый переход I рода: многопетлевые вычисления и инстантонный анализ

Калагов Г. А.¹, Компаниец М. В.¹, Налимов М. Ю.¹

¹СПбГУ

Эл. почта: ktkp@mail.ru

Рассматривается равновесная система нерелятивистских фермионов с взаимодействием «плотность-плотность». Особое внимание уделено случаю многокомпонентных фермионных полей. Подобная ситуация имеет место при рассмотрении многослойных систем, систем с некоторыми особенностями в зонной структуре (например, в графене фермионное поле приобретает дополнительные индексы связанные с подрешётками и долинами). В [1] в окрестности критической точки, которая определяется появлением аномальных решений уравнения Дайсона, построено ИК-эффективное действие типа функционала Ландау с комплексным антисимметричным параметром порядка с несколькими константами связи. Методом ренормгруппового анализа в однопетлевом приближении установлено, что модель не имеет фиксированных точек - инвариантные заряды, стартуя с различных начальных значений, пересекают область устойчивости действия приблизительно по одной траектории: в системе реализуется фазовый переход первого рода.

В данной работе проводится ренормгрупповой анализ в трехпетлевом приближении [2]. Ренормгрупповые уравнения строятся в виде разложения по малому параметру. Для корректного решения необходимо проводить их пересуммирование, что требует знание асимптотики высоких порядков (АВП) разложений. АВП найдена методами инстантонного анализа. Обнаружено влияние матричной структуры инстантона на АВП, которая в рассматриваемом случае, к тому же, зависит от зарядов. При эволюции зарядов по РГ уравнениям АВП меняется, что влияет на процедуру борелевского пересуммирования. Результаты пересуммирования трехпетлевых разложений подтверждают предположение работы [1] о реализации в системе фазового перехода первого рода. Температура этого перехода оказывается выше, чем температура непрерывного фазового перехода в сверхпроводящее состояние в модели БКШ.

Список литературы

1. М.В.Комарова, М.Ю.Налимов, Ю.Хонконен, Температурные функции Грина в ферми-системах: сверхпроводящий фазовый переход, ТМФ Т. 176. № 1. С. 89, 2013;
2. Г.А.Калагов, М.В.Компаниец, М.Ю.Налимов, Ренормгрупповое исследование сверхпроводящего фазового перехода: асимптотика высоких порядков и результаты трехпетлевых вычислений, ТМФ. 2014. (в печати);

Дискретный спектр для квантового графа с локальным нарушением периодичности

Попов А. И.¹, Блинова И. В.¹, Попов И. Ю.¹

¹ИТМО

Эл. почта: popov239@gmail.com

Известно, что чисто периодическая квантовая система не может иметь собственных значений конечной кратности. Тем не менее, локальное нарушение периодичности создает возможность их появления. Однако, простые системы данного типа не демонстрируют это свойство. Например, соединение двух одномерных полукристаллов Кронига-Пенни не ведет к появлению локализованных состояний. Ситуация меняется, когда рассматривают квантовые графы более сложной структуры с условием дельта-типа в вершинах (см., например, [1, 2]).

Мы рассматриваем бесконечный квантовый граф Γ со следующей структурой. К базовому графу вида правильного шестиугольника присоединены симметрично три полубесконечных графа, состоящие из последовательно соединенных шестиугольников. Множества ребер и вершин обозначены, соответственно, E и V . Оператор Шредингера строится в рамках теории самосопряженных расширений симметрических операторов в гильбертовом пространстве. Он задается на каждом ребре следующим дифференциальным выражением (свободный гамильтониан):

$$H = -\frac{d^2}{dx^2}.$$

Область определения H такова (мы рассматриваем δ -соединение в вершинах):

$$\begin{cases} f \in W_2^1(\Gamma) \cap W_2^2(\Gamma \setminus V), \\ \sum_{e \in E_v} \frac{df}{dx_e}(v) = \alpha f(v). \end{cases}$$

Здесь α - некоторое фиксированное число, $E_v := \{e \in E | v \in e\}$ — множество ребер выходящих из вершины v , $v \in V$. Сумма берется по всем ребрам e , выходящим из вершины v , а производная берется вдоль e в направлении, выходящем из вершины v . Для различных значений параметра α проведен полный спектральный анализ гамильтониана. Используется метод трансфер-

матрицы. Спектральное уравнение получено в явном виде. Существенный спектр имеет зонную структуру. Получено условие на параметр α , обеспечивающее появление собственных значений в лакунах непрерывного спектра. Для положительных α оператор является положительным и, соответственно, имеет положительный спектр. Для отрицательных α найдена отрицательная нижняя граница непрерывного спектра. Получены условие на модельный параметр, обеспечивающие существование собственного значения ниже нижней границы непрерывного спектра.

Список литературы

1. Popov I.Yu., Skorynina A.N., Blinova I.V. On the existence of point spectrum for branching strips quantum graph. J. Math. Phys. 55, 033504/1-20 (2014);
2. Duclos P, Exner P., Turek O. On the spectrum of a bent chain graph. J. Phys. A: Math. Theor. 41, 415206 (2008);

Модель точечного источника для слоистых метаматериалов

Правдин К. В.¹, Попов И. Ю.¹

¹ИТМО

Эл. почта: construeman@gmail.com

Метаматериалы (negative index materials, NIM) — искусственно созданные материалы, главной особенностью которых является отрицательный коэффициент преломления. При помощи NIM могут быть созданы маскирующие материалы [1], а также сконструированы суперлинзы с разрешающей способностью, во много раз превышающей дифракционный предел [2, 3]. В общем случае NIM характеризуются наличием таких частот ω (NIM-частот), при которых диэлектрическая $\varepsilon(\omega)$ и магнитная $\mu(\omega)$ проницаемости становятся отрицательными, например, -1 (NIM-ситуация). В этом случае коэффициент преломления имеет также отрицательную величину [4]. Среди NIM-систем широко известны слоистые NIM-системы. Простейший случай слоистой системы (двухслойная NIM-система) был рассмотрен в работах [5]. Трехслойная NIM-система, являющаяся моделью для суперлинзы, изучалась в работах [2, 3, 6, 7]. Ряд результатов про многослойные NIM-системы получен в [8, 9].

Целью данной работы является построение функции Грина для многослойной NIM-системы, состоящей из любого конечного числа слоев. Используется подход рекуррентных соотношений. Он легок в использовании благодаря зависимости решений в соседних слоях друг от друга, а также удобен для анализа и сравнения получающихся решений. Согласно полученным результатам в условиях NIM-ситуации (т.е. непосредственно на NIM-частоте) в системе отсутствует отражение.

Вторая цель работы — исследование спектра оператора Максвелла для периодической слоистой системы описанного выше типа. Изучена зонная

структура спектра. Рассматриваемая модель может быть использована при моделировании и создании реальных объектов таких, как системы суперлинз и многослойные NIM-покрытия.

Список литературы

1. Dubinov A.E., Mytareva L.A., Invisible cloaking of material bodies using the wave flow method, *Phys. Usp.*, 53, 475-479, 2010;
2. Iyer A.K., Eleftheriades G.V., Free-space imaging beyond the diffraction limit using a Veselago-Pendry transmission-line metamaterial superlens, *IEEE. Trans. Antennas Propag.*, 57, 1720-1727, 2009;
3. Casse B.D.F., Lu W.T., Huang Y.J., Gultepe E., Menon L., Sridhar S., Super-resolution imaging using a three-dimensional metamaterials nanolens, *Appl. Phys. Lett.*, 96, 023114, 2010;
4. Burgos S.P., de Waele R., Polman A., Atwater H.A., A single-layer wide-angle negative-index metamaterial at visible frequencies, *Nat. Mater.*, 9, 407-412, 2010;
5. Gralak B., Tip A., Macroscopic Maxwell's equations and negative index materials, *J. Math. Phys.*, 51, 052902-052902-28, 2010;
6. Collin R.E., Frequency dispersion limits resolution in Veselago lens, *PIER B*, 19, 233-261, 2010;
7. Pravdin K.V., Popov I.Yu., Model of the interaction of point source electromagnetic fields with metamaterials, *Nanosystems: Phys., Chem., Math.*, 4, 570-576, 2013;
8. Liu Y., Guenneau S., Gralak B., A route to all frequency homogenization of periodic structures, 2012, arXiv:1210.6171;
9. Lequime M., Gralak B., Guenneau S., Zerrad M., Amra C., Negative Index Materials: The Key to «White» Multilayer Fabry-Perot, arXiv:1312.6281;

Моделирование дискретного спектра термодесорбции водорода

Родченкова Н. И., Заика Ю. В.¹

¹ИПМИ

Эл. почта: nirodchenkova@krc.karelia.ru

Значительная концентрация водорода в металле приводит к водородной хрупкости. Естественные металлургические концентрации растворенного водорода составляют от 0.1 до 100 ppm. Для измерения десорбционного потока молекулярного водорода из твердой пробы (методом термодесорбционной спектроскопии) в условиях заводской лаборатории авторами статьи [1] разработан анализатор водорода (АВ-1). Цилиндрический образец помещается внутрь вакуумного экстрактора из кварцевого стекла. Экстрактор помещается в печь с заданной температурой экстракции. Контакт образца и стенок экстрактора точечный, теплопроводность кварца пренебрежимо мала, поэтому теплопередача происходит за счет излучения. При нагревании образца ато-

марный водород диффундирует внутри и десорбируется с поверхности в молекулярной форме.

С помощью масс-спектрометрического анализатора водорода АВ-1 фиксируется экстракционная кривая, подлежащая дальнейшей обработке (в частности, оцениваются кинетические параметры моделей). График зависимости десорбционного потока от температуры при монотонном нагреве (ТДС-спектр) обычно содержит несколько пиков.

Наряду с диффузией лимитирующими факторами являются поверхностные процессы [2] и захват атомов водорода различного рода дефектами (например, трещины, микрополости, включения гидридных фаз). Для некоторых материалов и диапазона температур при монотонном нагреве стенок экстрактора десорбционный поток сравним с фоновым потоком, поэтому используется дискретный ТДС-спектр: образец изымается из аналитического отрустка на некоторое время после скачкообразного повышения внешней температуры.

Решение проблем водородного материаловедения, особенно это касается изотопов дейтерия и трития, требуют значительных затрат. Поэтому роль математического моделирования в таких задачах является достаточно весомой.

Работа посвящена математическому обеспечению экспериментальных исследований. В соответствующей краевой задаче с нелинейными динамическими граничными условиями учтены физико-химические процессы в объеме и на поверхности металла: нагрев образца, диффузия в объеме, захват водорода дефектами двух типов, растворение из объема на поверхность и десорбция. Модель нацелена на задачу анализа в целом динамики малых естественных концентраций водорода (без предварительного насыщения в лабораторных условиях). На основе разностных аппроксимаций (метод переменных направлений) разработан вычислительный алгоритм моделирования десорбционного потока, приведены результаты численных экспериментов.

Принято считать, что первый пик ТДС-спектра соответствует поверхностному водороду, второй пик — объемному водороду. Численное моделирование позволяет выделить на экстракционной кривой участок, соответствующий количеству начального поверхностного водорода, оценить значения энергий активации диффузии, десорбции, параметры обратимого захвата и распада гидридных фаз. Гидридная фаза рассматривается как ловушка, которая начинает распадаться только при достижении определенной критической температуры. Моделирование дегидрирования — самостоятельная сложная задача, приводящая к нелинейным краевым задачам со свободными границами раздела фаз с условиями типа Стефана, более подробная модель представлена в [3].

Список литературы

1. Полянский А.М., Полянский В.А., Попов-Дюмин Д.Б., Козлов Е.А., Новый измерительный комплекс для абсолютного определения содер-

- жания водорода в материалах водородной энергетики, Альтернативная энергетика и экология, 6(38), 29-31, 2006;
2. Габис И.Е., Компаниец Т.Н., Курдюмов А.А. В кн.: Взаимодействие водорода с металлами, под ред. Захарова А.П., Москва: Наука, с. 177-206, 1987;
 3. Zaika Yu.V., Rodchenkova N.I., Boundary-value problem with moving bounds and dynamic boundary conditions: Diffusion peak of TDS-spectrum of dehydriding, Applied Math. Modelling, 33, 3776–3791, 2009;

Моделирование водородопроницаемости конструкционного материала сквозь дефект защитного покрытия

Костикова Е. К.¹, Заика Ю. В.¹

¹ИПМИ

Эл. почта: fedorova@krc.karelia.ru

Интерес к взаимодействию водорода с твердым телом носит многоплановый характер. В частности, снижение проникновения изотопов водорода сквозь стенки из конструкционных материалов является актуальной задачей при решении проблем хранения и транспортировки водорода, защиты от водородного охрупчивания, контроля содержания трития в защитных системах будущих термоядерных реакторов (проект ITER). Конструкция из металла или сплава обеспечивает необходимую механическую прочность перегородки, а нанесенное защитное покрытие должно препятствовать миграции изотопов водорода. Дефекты защитной пленки могут подвергать соответствующую область конструкционного материала прямому воздействию водорода. Из-за исключительной диффузионной подвижности изотопов водорода экспериментальные возможности, точность измерений существенно ограничены.

Асимптотический анализ моделей и исследование влияния на водородопроницаемость геометрических факторов на поверхности (шероховатости, трещин) и в объеме (дефектов кристаллической структуры, пор) представлено в [1]. В статье [2] анализируется модель водородопроницаемости цилиндрического образца, когда диффузия является единственным лимитирующим процессом. На входной поверхности, покрытой тонкой защитной пленкой, присутствует дефект покрытия малого радиуса, через который проникает водород. Остальная часть входной поверхности водородонепроницаема, как и боковая поверхность. На выходной стороне поддерживается вакуум. В начальный момент времени образец обезводорожен. Затем на входной стороне скачкообразно повышается давление молекулярного водорода. Если пренебречь относительно быстрым переходным процессом, то в первом приближении можно считать, что концентрация растворенного водорода под дефектом поддерживается на постоянном уровне (находится в локальном равновесии с газообразной фазой по закону Сивертса). Растворенный (атомар-

ный) водород диффундирует к выходной поверхности, рекомбинирует в молекулы и десорбируется. С помощью масс-спектрометра регистрируется проникающий поток. Аналитическое исследование соответствующей краевой задачи проведено лишь для случая «бесконечной пластины» [3]. Отметим, что динамика поверхностных процессов, которым в последнее время уделяется повышенное внимание, в модели не учитывается.

В докладе представлены модели водородопроницаемости цилиндрической перегородки из конструкционного материала при наличии дефекта защитного покрытия на входной стороне. Базовой принята модель с локальным равновесием газообразного и растворенного под дефектом водорода, когда диффузия является единственным лимитирующим фактором. Дальнейшая иерархия моделей состоит в последовательном учете динамики адсорбционно-десорбционных процессов, что приводит к нелинейным и динамическим граничным условиям. Имеет место предельный переход: с уменьшением накопления атомов водорода на поверхности, с ростом коэффициента десорбции и давления напуска модель с нелинейными динамическими граничными условиями переходит в базовую. Представлен итерационный вычислительный алгоритм расчета выходного потока водородопроницаемости на основе неявных разностных схем. Выявлены качественные закономерности экспериментально регистрируемых характеристик (уровень установления потока, времена установления и запаздывания) в зависимости от геометрических характеристик образца и физических параметров переноса водорода в конструкционном материале. Проиллюстрирована степень влияния вариаций параметров на динамику потока водородопроницаемости.

Список литературы

1. Писарев А.А., Цветков И.В., Маренков Е.Д., Ярко С.С., Проницаемость водорода через металлы, М.: МИФИ, 2008, 144 с.;
2. Zajec B., Hydrogen permeation barrier-recognition of defective barrier film from transient permeation rate, *Int. J. of Hydrogen Energy*. Elsevier, Vol. 36, P. 7353-7361, 2011;
3. Warrick A.W., Broadbridge P., Lomen D.O., Approximations for diffusion from a disc source, *Applied Math. Modelling*, Vol. 16, P. 155-161, 1992;

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ И ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Фотоиндуцированное уширение спектральных линий резонансного отражения в одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Соловьев И. А.¹

¹СПбГУ

Эл. почта: solivan2007@yandex.ru

Дальнейшему развитию микроэлектроники все с большей силой препятствуют фундаментальные физические ограничения. В [1] предложен подход в реализации оптически производимых логических операций, основанных на нелинейной динамике ансамбля двухуровневых систем, поведение которых подробно изложено в [2]. В качестве таких систем мы рассматриваем полупроводниковые гетероструктуры на основе GaAs, представляющие собой квантовые ямы.

Данная работа посвящена исследованиям отклика гетероструктур с квантовыми ямами на интенсивное оптическое возбуждение, которые впоследствии могут облегчить задачу создания оптического логического элемента. В частности в настоящей работе приведены результаты исследований явления фотоиндуцированного уширения (тушения) спектральных линий резонансного отражения света от квантовых ям.

В ходе эксперимента были получены зависимости спектра резонансного отражения от длины волны дополнительной накачки в спектральном диапазоне от $E=1.510$ эВ до $E=1.555$ эВ. В результате обработки данных мы пришли к следующим выводам, представленным ниже.

В спектроскопии резонансного отражения в геометрии Брюстера наблюдается две резонансные особенности, связанные с резонансами экситонов в квантовой яме с легкой и тяжелой дырками и слабая особенность, связанная с трехмерным экситоном в GaAs. Эффект тушения носит резонансный характер, соответствующий резонансному увеличению центров рассеяния, а именно экситонов. Наблюдаемое нерезонансное тушение, начинающееся в области перехода e-LH, связано с образованием несвязанных электрон-дырочных пар, которые так же являются причиной уширения спектра отражения. Тушение линий происходит с сохранением радиационной ширины линий, что позволяет считать силу осциллятора как макроскопическую характеристику образца.

Список литературы

1. I. Ya. Gerlovin, V. V. Ovsyankin, B. V. Stroganov, V.S. Zapasskii, Coherent transients in semiconductor nanostructures as a basis for optical logical operations, *Nanotechnology*, 11, 383-386, 2000;
2. Allen L. and Eberly J. H. *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, NY, 1975;

Процессы эмиссии электронов и дырок из InAs квантовых точек в матрицу GaAs в области объёмного заряда барьера Шоттки

Бакланов А. В.^{1,2}, Брунков П. Н.^{1,2}, Гуткин А. А.¹

¹ФТИ

²СПбГПУ

Эл. почта: baklanov@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые гетероструктуры с самоорганизованными квантовыми точками (КТ) могут быть использованы в качестве различных активных элементов приборов оптоэлектроники [1]. Поэтому есть потребность в изучении свойств таких структур. В данной работе изучаются процессы термически активированной туннельной эмиссии носителей заряда, захваченных на КТ, в разрешенные зоны полупроводниковой матрицы. Эта эмиссия существенно влияет на параметры гетероструктур с КТ, и поэтому важно исследовать механизмы эмиссии и факторы, влияющие на величину её скоростей.

Исследованные структуры представляли собой барьеры Шоттки на эпитаксиальных слоях GaAs n- и p- типа ($n \approx 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $p \approx 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), содержащих один слой InAs КТ. КТ имели средний латеральный размер 9 нм. Плотность КТ составляла $(5 \pm 2) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (из анализа ПЭМ-изображения структуры в планарной геометрии).

Анализ вольт-фарадных характеристик таких структур показал, что средняя энергия связи основного состояния КТ в образце n-типа приблизительно составляла 80 мэВ, а в образце p-типа - 170 мэВ [2].

Скорость эмиссии носителей заряда из КТ была определена с помощью метода спектроскопии полной проводимости при различных напряжениях обратного смещения [3]. Частота зондирующего переменного напряжения изменялась в диапазоне $10^4 \div 10^6$ Гц.

В работе исследовались процессы эмиссии из КТ в образцах с разными типами основных носителей заряда, а также было проведено сравнение параметров, характеризующих процессы этой эмиссии. Ранее была предложена модель для анализа экспериментальных данных в случае образца n-типа и были определены температурные зависимости энергии активации, зависимость сечения захвата носителей от энергии связи в КТ (т.е. от размера КТ) [4]. Эта модель позволяет описать процессы эмиссии электронов и дырок и оценить её параметры для образцов n-типа и p-типа соответственно.

Установлено, что в случае эмиссии электронов, энергия активации увеличивается с ростом температуры, при этом уменьшается разница между высотой барьера и энергией активации; в случае эмиссии дырок энергия активации имеет слабую зависимость от температуры, и за счёт большей массы дырка термически подбрасывается на величину близкую к энергии связи в КТ. Размер КТ, который можно оценить из получаемых параметров, близок в реальному при больших напряжениях обратного смещения на барьере Шоттки.

Список литературы

1. Zhiming M. Wang, Quantum Dot Devices, Springer, 2012;
2. P.N.Brounkov, A.Polimeni, S.T.Stoddart, M.Henini, L.Eaves, P.C.Main, A.R.Kovsh, Yu.G.Musikhin, S.G.Konnikov, Electronic structure of self-assembled InAs quantum dots in GaAs matrix, Appl.Phys.Lett. 73(8), p.1092-1094, 1998;
3. Losee D.L., Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers, J.Appl.Phys. 46, 2204, 1975;
4. А.В. Бакланов, А.А. Гуткин, П. Н. Брунков, А.Ю. Егоров, С.Г. Конников, Анализ процессов термической эмиссии электронов из массивов InAs квантовых точек в слое объемного заряда GaAs матрицы, ФТП, том 48, выпуск 9, стр. 1186-1191, 2014;

Нанопористый фосфид галлия: изготовление и исследование оптических свойств

Коротченков А. В.¹, Евтихий В. П.², Атращенко А. В.^{2,3}

¹СПБАУ НОЦ НТ

²ФТИ

³ИТМО

Эл. почта: KorotchenkovAlex@gmail.com

Пористые полупроводники получают в результате удаления части материала из объёма кристалла в процессе анодного электрохимического травления. Возникающие при этом поры и остающиеся нанокристаллы обладают размерами от единиц до сотен нанометров и образуют упорядоченную структуру. Физические свойства нанопористого полупроводника могут сильно отличаться от свойств исходного кристалла, так как они определяются размерами и направлением пор, а также степенью пористости материала. При этом если длина волны света больше поперечного размера пор, излучение распространяется в пористом материале как в среде с эффективными оптическими свойствами. Управляя структурными параметрами в процессе травления, можно создавать на основе пористых полупроводников новые материалы с заданными оптическими и электрическими свойствами [1].

Образцы пористого GaP были изготовлены методом электрохимического травления сильнолегированных подложек n-GaP в растворе КОН и KBr [2].

Подобраны оптимальные режимы электрохимического травления для получения однородного материала с однонаправленными порами. Получены слои нанопористого GaP с уникальными структурными параметрами: соотношением длины и диаметра пор 5000 (длина пор около 100 мкм, диаметр 20 нм) и степенью пористости около 60%.

Для изготовленных образцов измерены спектры пропускания и отражения, по которым были рассчитаны спектры поглощения пористого материала. Проведено сравнение спектров поглощения пористого и кристаллического фосфида галлия, обнаружены две особенности. Фундаментальный край поглощения в пористом GaP сильно вытянут в сторону значений энергии фотона, меньших, чем ширина запрещенной зоны в GaP. Это свидетельствует о формировании в запрещенной зоне дополнительных электронных состояний, представляющих собой аналог поверхностных локализованных состояний в кристалле. Также в пористом материале не наблюдается рост коэффициента поглощения в длинноволновой части спектра, обусловленный поглощением на свободных носителях заряда в сильнолегированном фосфиде галлия [3]. По сравнению с исходным кристаллом, пористый полупроводник обладает существенно большей площадью поверхности при одинаковом объеме, следовательно, в нём большая часть электронов будет захвачена на поверхностные состояния. Значительное уменьшение концентрации электронов проводимости подтверждают вольтамперные характеристики подложки и пористого GaP, измеренные в контактном режиме работы атомно-силового микроскопа.

Одной из главных мотиваций исследования пористого фосфида галлия является возможность создания на основе этого материала преобразователей излучения видимого диапазона в терагерцовые волны.

Список литературы

1. Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, «Оптические свойства нанокompозитов на основе пористых систем», УФН, 177(6), 619 (2007);
2. В. П. Улин, С. Г. Конников, «Природа процессов электрохимического порообразования в кристаллах A^3B^5 », ФТП, 41(7), 832–854 (2007);
3. S. D. Lacey, «The absorption coefficient of gallium phosphide in the wavelength region 530 to 1100 nm», Solid State Communications, 8, 1115-1118 (1970);

Процессы силицидообразования в системе Mn/Si(111)7x7

Гребенюк Г. С.¹, Пронин И. И.¹

¹ФТИ

Эл. почта: georgijmail@gmail.com

В последние годы в связи с интенсивным развитием спинтроники возник интерес к изучению магнитных свойств сверхтонких слоев марганца и силицидов марганца на кремнии. Однако создание на их основе магнитных структур требует детального знания процессов взаимодействия атомов Mn с поверхностью кремния, а также реакций, протекающих в системе Mn/Si при повышенных температурах. До сих пор основное внимание исследователей, занимавшихся проблемой синтеза силицидов марганца на монокристаллическом кремнии, привлекала область малых покрытий (от субмонослойных до нескольких монослоев Mn). Имеются также работы, в которых толщина нанесенных пленок составляла десятки и сотни нанометров. Исследований же, выполненных в промежуточном диапазоне покрытий (1 - 3 nm), представляющем значительный практический интерес, насколько нам известно, до сих пор не проводилось. В настоящей работе мы восполнили этот пробел, исследовав начальные стадии роста пленок марганца на грани Si(111) при комнатной температуре и термостимулированные реакции силицидообразования, протекающие в данной системе при отжиге нанесенной пленки марганца.

Исследование проведено методом фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения с применением синхротронного излучения на синхротроне HZB BESSY II (г. Берлин) в условиях сверхвысокого вакуума (1×10^{-10} Торр). Энергия фотонов менялась в диапазоне от 110 eV до 600 eV. Элементный и фазовый состав формирующихся пленок определялся на основе анализа спектров остовных Si 2p и Mn 3p электронов, а также электронов валентной зоны. Для получения информации о термической стабильности исследуемой системы была проведена серия экспериментов, в ходе которых образец с пленкой марганца толщиной 23 \AA подвергался пятиминутным отжигам при различных температурах в диапазоне от комнатной до 600°C .

Показано, что на начальной стадии нанесения марганца на поверхность Si(111) 7x7 при комнатной температуре происходит формирование сверхтонкой пленки интерфейсного силицида MnSi, толщина которой достигает 2 \AA при напылении $2,5 \text{ \AA}$ Mn. На этом силициде сразу же растет пленка твердого раствора Mn-Si. Когда доза напыленного Mn достигает примерно 6 \AA , на поверхности образца начинает формироваться пленка чистого марганца. Рост пленки твердого раствора Mn-Si при этом замедляется и полностью прекращается при покрытиях более 14 \AA , когда ее толщина становится равной 7 \AA . Кроме того, во всем рассмотренном диапазоне покрытий на поверхности образца имеется субмонослойная пленка сегрегированного кремния, максимальная степень покрытия которой достигает 0,3 монослоя при нанесении 6 \AA Mn. Установлено, что в данной системе термостимулированные твердо-

фазные реакции начинают протекать уже при 100°C . При этой температуре металлическая пленка марганца частично трансформируется в твердый раствор Mn-Si. При последующем повышении температуры отжига до 200°C пленка чистого марганца исчезает, а под слоем твердого раствора Mn-Si формируется моносилицид марганца MnSi. При этом в области температур выше 400°C пленка MnSi не является сплошной. Последняя стадия реакции силицидообразования протекает при температуре 600°C , когда происходит трансформация моносилицида MnSi в полупроводниковую силицидную фазу MnSi_{1,7}.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-02-00398) и Российско-германской лаборатории в HZB BESSY II.

Транспорт электронов и дырок в аморфном гидрогенизированном кремнии с нанокристаллами кремния

Белолипецкий А. В.^{1,2}, Гусев О. Б.², Ясиевич И. Н.²

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

²ФТИ

Эл. почта: a_belolipetskiy@mail.ru

Аморфный гидрогенизированный кремний (a-Si:H) является одним из основных материалов в производстве тонкопленочных солнечных элементов. Однако этому материалу свойственна фотоиндуцированная деградация. Она вызвана индуцированными светом собственными дефектами (эффект Стеблера-Вронского) [1], которые возникают при прямой безызлучательной рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда из «хвостовых» состояний зон, сопровождаемой разрывом слабых Si-Si связей. Увеличение плотности дефектов приводит к увеличению скорости рекомбинации через эти дефекты и к уменьшению КПД солнечных элементов. Один из способов подавления эффекта Стеблера-Вронского — создание нанокристаллов кремния (Si-NC) в матрице a-Si:H. Современная технология позволяет создавать такие структуры. В работе [2] были рассчитаны основные энергетические уровни для электронов и дырок в Si-NC в матрице a-Si:H в зависимости от размера нанокристалла, а также положение электронного уровня для Si-NC с одной или двумя локализованными дырками, т. е. для экситона и триона.

В данной работе мы представляем результаты теоретического исследования туннельного транспорта электронов и дырок в a-Si:H с Si-NC а также захвата носителей заряда в Si-NC и на «хвостовые» состояния a-Si:H с уровня протекания a-Si:H.

Квантовая яма для носителей заряда, сформированная Si-NC, располагается на фоне «хвостовых» состояний аморфной матрицы. Это делает возможным туннельный уход локализованных электронов и дырок из Si-NC на «хвостовые» состояния. Туннельный переход возможен двух типов: i) резонанс-

ный, без изменения энергии, ii) нерезонансный, сопровождающийся излучением фонона.

Мы провели вычисления вероятности туннельных переходов электрона и дырки, локализованных в Si-NC на основных энергетических уровнях, которые определяются размером Si-NC, на ближайшее «хвостовое» состояние в зависимости от энергии уровня. Соответствующие вероятности электронного перехода рассчитаны также для экситонов локализованных в Si-NC.

Как известно из литературы вероятность излучательной рекомбинации экситона в Si-NC порядка 10^5 c^{-1} . Наши расчёты показали, что для нанокристаллов с диаметром меньше 3 нм вероятность резонансного туннельного ухода из нанокристаллов существенно выше и для электронов и для дырок. Что касается нанокристаллов большего размера, то для них вероятность резонансного туннельного ухода дырки уже становится существенно меньше этого значения (10^5 c^{-1}). В то же время вероятности электронного туннелирования в Si-NC всегда превышают вероятности туннелирования дырок. Поэтому, формирование электронно-дырочной пары в Si-NC происходит в результате первичного захвата фотовозбуждённой дырки с уровня протекания с последующим захватом электрона. В нанокристалле с локализованной дыркой энергия локализации электрона понижается. Следовательно, резко падает вероятность туннельного ухода электрона на «хвостовое» состояние. Наши расчёты показывают, что при размере нанокристалла ≥ 3 нм вероятность резонансного туннелирования становится меньше 10^5 c^{-1} .

Захват носителей заряда в Si-NC с уровня протекания a-Si:H конкурирует с захватом на «хвостовые» состояния a-Si:H. Наши расчёты показали, что захват дырок в Si-NC начинает доминировать над захватом на «хвостовое» состояние при размерах нанокристаллов больше 2.5 нм.

Из полученных результатов следует, что фотолюминесценцию кремниевых нанокристаллов в аморфном гидрогенизированном кремнии можно наблюдать в нанокристаллах с диаметром больше 3 нм при концентрации нанокристаллов 10^{17} см^{-3} .

Список литературы

1. Staebler D.L., Wronski C.R., Reversible conductivity changes in discharge-produced amorphous Si, Appl. Phys. Lett., 31, 292-294, 1977;
2. Белолипецкий А.В., Гусев О.Б., Дмитриев А.П., Теруков Е.И., Яссиевич И.Н., Трионы в кремниевых нанокристаллах в матрице аморфного гидрогенизированного кремния, ФТП, 48, 249-252, 2014;

Широкополосные люминесцентные маркеры на основе монодисперсных сферических мезопористых частиц кремнезема

Еуров Д. А.¹, Курдюков Д. А.¹, Медведев А. В.¹, Стовпяга Е. Ю.¹, Кукушкина Ю. А.¹, Грудинкин С. А.¹, Голубев В. Г.¹

¹ФТИ

Эл. почта: edan@mail.ru

В последние годы наблюдается все возрастающий интерес к люминесцентным наночастицам, применяемым для визуализации биологических объектов [1]. С этой точки зрения мезопористые частицы кремнезема представляются наиболее перспективным материалом в силу относительной простоты введения различных люминофоров в поры, а также биосовместимости. Существует несколько подходов для придания им люминесцентных свойств путем введения в поры органических или неорганических излучающих центров, таких как красители, ионы редкоземельных элементов, квантовые точки. Большинство методов позволяют добиться интенсивной фотолюминесценции (ФЛ) частиц, однако требуют дополнительных технологических операций, а также использования дорогих или токсичных люминофоров.

В рамках настоящего исследования разработана технология получения широкополосных люминесцентных маркеров на основе монодисперсных сферических мезопористых частиц кремнезема (МСМЧК) без введения в поры излучающих активаторов. Ранее, в нашей лаборатории разработана технология получения МСМЧК со среднеквадратичным отклонением размеров менее 5% [2] в результате гидролиза тетраэтоксисилана (ТЭОС) в спиртоводно-аммиачной среде, содержащей поверхностно-активное структурообразующее вещество. Для синтеза люминесцентных МСМЧК использовалась аналогичная технология, за исключением того, что в реакционную смесь добавлялся аминопропилтриэтоксисилан (АПТЭС). Проведена серия синтезов с различным содержанием АПТЭС в реакционной смеси. В результате найдено оптимальное соотношение ТЭОС:АПТЭС (9:1), при котором синтезируемые частицы имеют сферическую форму и низкую дисперсию по размерам (менее 5%). Органические вещества из синтезированных частиц удалялись отмывкой в спиртовом растворе 10^{-2} М HCl. Затем осуществлялась термообработка полученных частиц, в процессе которой происходило разложение АПТЭС с образованием углеродсодержащих примесных центров [3], обуславливающих фотолюминесценцию частиц. Была проведена серия отжигов полученных частиц при различных температурах и найдена оптимальная температура (500°C), соответствующая максимальной интенсивности ФЛ, а также максимальному значению удельной поверхности и объема пор в частицах. Методом адсорбционного структурного анализа показано, что частицы обладают высокой удельной поверхностью и большим объемом пор — $550 \text{ м}^2 \text{ г}^{-1}$, $0.36 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1}$, соответственно. Весь полученный объем пор доступен для заполнения различными веществами, в результате чего полученные частицы в перспективе могут использоваться в системах адресной доставки в качестве наноконтейнеров для токсичных лекарственных препаратов. Показано, что синтези-

рованные частицы обладают яркой, видимой невооруженным глазом, фотолюминесценцией, имеющей широкий максимум на длине волны 480 нм с шириной на полувысоте порядка 180 нм.

Таким образом, разработанная технология синтеза частиц с добавлением в реакционную смесь АПТЭС позволила в едином технологическом цикле получить МСМЧК, обладающие интенсивной широкополосной люминесценцией. Полученные частицы являются монодисперсными, обладают высокой удельной поверхностью и большим объемом пор, что делает их крайне перспективными для использования в наномедицине в качестве систем адресной доставки токсичных химиотерапевтических препаратов, осуществляемой под визуальным контролем.

Список литературы

1. Selvan S.T., Tan T.T.Y., Yi D.K., Jana N.R., Functional and Multifunctional Nanoparticles for Bioimaging and Biosensing, *Langmuir*, 26, 11631, 2010;
2. Trofimova E.Yu., Kurdyukov D.A., Yakovlev S.A., Kirilenko D.A., Kulkushkina Yu.A., Nashchekin A.V., Sitnikova A.A., Yagovkina M.A., Golubev V.G., Monodisperse spherical mesoporous silica particles: fast synthesis procedure and fabrication of photonic-crystal films, *Nanotechnology*, 24, 155601, 2013;
3. Green W.H., Le K.P., Grey J., Au T.T., Sailor M.J., White phosphors from a silicate-carboxylate sol-gel precursor that lack metal activator ions, *Science*, 276, 1826, 1997;

Детектор терагерцового излучения на основе эффекта храповика в графене с треугольными дефектами

Коняхин С. В.^{1,2}

¹ФТИ

²СПБАУ НОЦ НТ

Эл. почта: kon@mail.ioffe.ru

В данной работе производится расчет эффекта храповика в графене при асимметричном рассеянии на когерентно ориентированных кластерах симметрии C_{3v} . Симметрия C_{3v} разрешает следующую связь компонент тока храповика и внешнего электрического поля [1]

Хорошо известно, что в первом борновском приближении принцип детального равновесия выполняется автоматически. Асимметричная часть вероятности рассеяния, даваемая [2] формулой:

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \chi \begin{pmatrix} E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ |E_x|^2 - |E_y|^2 \end{pmatrix}$$

стандартным образом [3,4] подставляется в данной работе в полевой член кинетического уравнения Больцмана.

$$W^{as}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') d\mathbf{k}' = d\mathbf{k}' \frac{S^2}{2\pi\hbar^3 v_F^2} \delta(k - k') \Im \left[V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \int_{BZ} d\mathbf{k}'' V(\mathbf{k}', \mathbf{k}'') V(\mathbf{k}'', \mathbf{k}) \delta(k - k'') \right],$$

Было показано, что основной вклад в проводимость образца будут вносить не треугольные кластеры, а собственные дефекты — с кулоновским или короткодействующим потенциалом. Поэтому влияние симметрии C_{3v} слабое, и ток несет лишь третья поправка функции распределения для носителей. Наконец, использовались приближения сильно вырожденного газа носителей и их линейной энергетической дисперсии $E(\mathbf{k}) = \hbar v_F k$.

Рассматривается графен с доминирующим механизмом рассеяния на Кулоновских дефектах [5] и линейной энергетической дисперсией

$E(\mathbf{k}) = \hbar v_F k$. Были произведены расчеты для нескольких типов кластеров, на которых происходит асимметричное рассеяние. Во первых, изучен случай рассеяния на крупных кластерах с характерным размером L таким, что $k_F L \gg 1$ и глубиной потенциала $V_0 \ll \hbar v_F k_F$. При этом имеет место следующая связь квадрата напряженности электрического поля и тока:

$$\chi_{I,C} = \frac{6.9 \cdot 10^{-7} \tau_{tr}^3 V_0^3 k_F L^5}{1 + \omega^2 \tau_{tr}^2} \frac{e^3 n}{\pi^4 \hbar^5 v_F},$$

где τ_{tr} - транспортное время релаксации носителей в образце, а n - концентрация треугольных рассеивателей в образце. Значения транспортного времени τ_{tr} и концентрации носителей n в реальных образцах графена были взяты из работы [5].

Для кластера, представляющего из себя точечные дефекты площадью S_d и глубиной V_0 , находящиеся в вершинах треугольника со стороной L , имеет место соотношение

$$\chi_{tr,C} = \frac{21 \tau_{tr}^3}{256(1 + \omega^2 \tau_{tr}^2)} \frac{V_0^3 S_d^3 k_F^2}{\pi^2 \hbar^5 v_F} (k_F L)^3 e^3 n.$$

Современные технологии получения и локальной обработки графена позволяют создавать приборы с дефектами предложенной геометрии, а полученные в данной работе результаты показывают, что это крайне перспективно. Данная работа закладывает теоретические основы для создания новых чувствительных к поляризации детекторов терагерцового излучения на основе графена.

Работа поддержана фондом Династия. Благодарю М.М. Глазова и Л.Е. Голуба за плодотворные дискуссии. Спасибо А.Я. Вулю и Е.Д. Эйдельману за поддержку.

Список литературы

1. W. Weber, L. E. Golub, S. N. Danilov, J. Karch, C. Reitmaier, B. Wittmann, V. V. Bel'kov, E. L. Ivchenko, Z. D. Kvon, N. Q. Vinh, A. F. G. van der Meer, B. Murdin, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B 77, 245304 (2008);
2. V. I. Belinicher and B. I. Sturman, Physics-Uspekhi 23, 199 (1980);
3. A. V. Nalitov, L. E. Golub, and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B 86, 115301 (2012);

4. A. D. Chepelianskii, M. V. Entin, L. I. Magarill, and D. L. Shepelyansky, *The European Physical Journal B* 56, 323 (2007);
5. E. H. Hwang, S. Adam, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* 98, 186806 (2007);

Локальный анализ структуры пористого кремния, синтезированного нетрадиционным способом

Воробьев В. В.¹, Осин Ю. Н.¹, Степанов А. Л.²

¹КФУ

²КФТИ КазНЦ РАН

Эл. почта: slavik.ksu@mail.ru

Пористый материал, получаемый высокодозной имплантацией легкими ионами инертных газов, известен достаточно давно [1]. Однако недостатком данного метода получения пористых слоев является необходимость термической обработки после ионной имплантации.

Сотрудниками КФТИ КазНЦ РАН предложен новый технологический способ получения пористого кремния (PSi): высокодозовая низкоэнергетическая имплантация кремния ионами благородных и переходных металлов [2].

К положительным свойствам PSi можно отнести: электролюминесценцию, высокую удельную поверхность, технологичность, стойкость к высоким температурам и др. Основные области применения PSi: микроэлектроника, светодиоды, фотодетекторы, солнечные батареи, газовые датчики, диэлектрические слои, теплозащитные пленки, биологические импланты.

Для получения слоя PSi ионной имплантацией была использована подложка монокристаллического кремния с кристаллографической ориентацией (100). Облучение проводилось ионами серебра Ag^+ с энергией 30 кэВ при дозе облучения 1.0×10^{17} ион/см² и плотности тока в ионном пучке 4 мкА/см² на ионном ускорителе ИЛУ-3 в вакууме при комнатной температуре облучаемой подложки [2].

В данной работе методом дифракции обратно рассеянных электронов (ДОРЭ) [3] рассмотрена и изучена модификация кристаллической решетки кремния, как в результате её ионного облучения и образования слоя PSi, так и последующего термического отжига в вакууме при 600°C. Исследования локальных участков поверхности проводились на высокоразрешающем сканирующем электронном микроскопе Merlin (Carl Zeiss), оснащенный энергодисперсионным спектрометром AZtec X-Max (Oxford Instruments) и детектором дифракции обратно рассеянных электронов NordLys HKL (Oxford Instruments).

Результаты эксперимента, полученные в данной работе, заключаются в следующем. Поверхность подложки монокристаллического кремния гладкая и однородна. Методом ДОРЭ подтверждается кристаллическая структура кубической сингонии исходного образца с кристаллографической ориентацией (100). Морфология поверхности кремния после ионной имплантации харак-

теризуется ярко-выраженной нанопористой структурой. Экспериментальная дифракционная картина PSi представляет собой суперпозицию слабоинтенсивной дифракции исходной кристаллической подложки Si и диффузных колец от аморфной разупорядоченной синтезированной пористой структуры PSi. Термический отжиг модифицирует морфологию пористой структуры и частично восстанавливает структуру с кристаллографической ориентацией (111).

Таким образом, методом дифракции обратно рассеянных электронов установлено изменение структуры приповерхностного слоя кремния, подвергнутого ионной имплантации, а также показана возможность его частичной кристаллизации путем термического отжига при сохранении пористости структуры.

Авторы выражают благодарность В.И. Нуждину и В.Ф. Валееву за помощь в проведении ионной имплантации и В.В. Базарову в обеспечении термического отжига. Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-12012 и средствами субсидии, выделенной КФУ для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

Список литературы

1. Козловский В.В., Козлов В.А., Ломасов В.Н, Модифицирование полупроводников пучками протонов, Обзор, ФТП, Т. 34, С. 129-147, 2000;
2. Stepanov A.L., Trifonov A.A., Osin Y.N., Valeev V.F., Nuzhdin V.I, New way for synthesis of porous silicon using ion implantation, Optoelectronics and Advanced materials — Rapid Communications, V. 7, № 9-10, P. 692-697, 2013;
3. Adam J. Schwartz, Mukul Kumar, Brent L. Adams, David P. Field, Electron Backscatter Diffraction in Materials Science, 2009;

Влияние магнитной примеси Co на гальваномагнитные свойства пленок ZnO

Реукова О. В.¹

¹МГУ им. М. В. Ломоносова

Эл. почта: reukova@physics.msu.ru

В работе представлены результаты исследования температурной зависимости сопротивления, магнетосопротивления и эффекта Холла в температурном диапазоне до 4.2К и магнитных полях до 5 Т в пленках ZnO:Co. Полученные данные проанализированы в рамках работы [1].

В работе исследовались пленки ZnO:Co, осажденные на сапфировую подложку ($R - Al_2O_3$) методом химического осаждения из паровой фазы в присутствии кислорода (R1,R2) и в присутствии водяных паров (RW1,RW2). Согласно данным рентгеновской дифракции и EXAFS-спектроскопии пленки R1 и R2 эпитаксиальных, а RW1, RW2 — поликристаллические. Ионы Co, встраиваясь в решетку, замещают ионы Zn в зарядовом состоянии 2^+ . Тол-

щина пленок варьируется от 50 до 380 нм, концентрация легирующей примеси от 0.4 до 6.3 ат.

Для пленок R1, R2 характерна слабая температурная зависимость сопротивления практически на всем исследованном интервале температур с незначительным ростом сопротивления при понижении температуры в области гелиевых температур, что может указывать на преобладание зонного механизма переноса носителей заряда. В пленках наблюдалось большое положительное магнетосопротивление при низких температурах. Холловское сопротивление линейно в измеренном интервале магнитном полей, что позволило оценить концентрацию и подвижность носителей заряда в пленках. Исходя из величин концентраций и подвижностей, было получено, что в пленках не выполнено условие Иоффе-Регеля. Следовательно, для анализа положительного магнетосопротивления не может быть использована теория квантовых поправок к проводимости.

Температурная зависимость сопротивления пленок RW1 и RW2 описывается законом Мотта для прыжкового механизма переноса носителей заряда с переменной длиной прыжка. Значение параметра $T_0 = 8900$ К и $T_0 = 1100$ К для пленок RW1 и RW2, соответственно. При низких температурах (< 20 К) в пленках наблюдалось положительное магнетосопротивление. Величина наблюдаемого положительного магнетосопротивления заметно больше, чем то, что предсказывает стандартная теория, в рамках которой положительное магнетосопротивление объясняется сжатием волновых функций локализованных состояний в магнитном поле.

Большое положительное магнетосопротивление в оксидах, легированных магнитной примесью, с прыжковым типом переноса носителей заряда экспериментально наблюдалось и в других работах [2, 3], но механизм возникновения не был объяснен. Задаче объяснения большого положительного магнетосопротивления в подобных системах посвящен ряд теоретических работ [1, 4]. Так, в рамках модели, предложенной в [4], положительное магнетосопротивление объясняется зеемановским расщеплением, которое приводит к спин-зависимому транспорту носителей заряда. Выражение для магнетопроводимости имеет вид [4]: $\ln \sigma = -(T_0/T)^{\frac{1}{d+1}} F(x)$, где $x = \mu_B H / (T(T_0/T)^{\frac{1}{d+1}})$, μ_B — магнетон Бора, H — магнитное поле, T — температура, d — размерность системы. Экспериментальные данные, полученные в нашей работе, не подтвердили данную функциональную зависимость.

В работе [1] предложена модель, в которой рост сопротивления обусловлен уширением распределения донорных уровней по энергиям в магнитном поле за счет обменного взаимодействия с атомами магнитной примеси. В работе [1] получены выражения, связывающие величину уширения уровней, температурную зависимость сопротивления и магнетосопротивление. Используя экспериментальные данные, на основе выражений, представленных в [1], мы оценили радиус локализации для исследованных пленок. Полученное значение для пленки RW2 составило порядка 2,9 нм, что несколько превышает эффективный Боровский радиус мелких доноров в ZnO. Отметим, что

большое положительное магнетосопротивление наблюдалось и в плёнках R1 и R2, сопротивление которых значительно меньше зависит от температуры и не описывается законом Мота. Сходный вид наблюдаемого магнетосопротивления указывает на одинаковый механизм его возникновения. К сожалению теории представленные в доступной литературе не описывают магнетосопротивление такого типа для зонной или смешанной проводимости.

Список литературы

1. Nenashev A. V., Jansson F., Wiemer M., Petznick S., Klar P. J., Hetterich M., Dvurechenskii A. V., Gebhard F., Baranovskii S. D., Scaling approach to hopping magnetoresistivity in dilute magnetic semiconductors, *Phys. Rev. B*, 88, 115210, 2013;
2. Tian Y. F., Antony J., Souza R., Yan S. S., Mei L. M., Qiang Y., Giant positive magnetoresistance in Co-doped ZnO nanocluster films, *Appl. Phys. Lett.* 92, 192109, 2008;
3. Stamenov P., Venkatesan M., Dorneles L. S., Maude D., Coey J. M. D., Magnetoresistance of Co-doped ZnO thin films, *J. Appl. Phys.* 99, 08M124, 2006;
4. Matveev K. A., Glazman L. I., Clarke P., Ephron D., Beasley M. R., Theory of hopping magnetoresistance induced by Zeeman splitting, *Phys. Rev. B*, 52, v. 7, 5289, 1995;

Исследование процесса формирования nanoостровков металла при низкотемпературном отжиге ионообменных стекол

Капралов Н. В.¹, Редуто И. В.², Редьков А. В.², Червинский С. Д.¹

¹СПбГПУ

²СПБАУ НОЦ НТ

Эл. почта: nikolay.kapralov@gmail.com

В настоящее время наблюдается существенный интерес к материалам с металлическими наночастицами в объеме и на поверхности. Область применения таких материалов включает плазмонику, оптоэлектронику, сенсоры (биохимические датчики), нелинейную оптику и др. Связанная с присутствием металлических наночастиц в этих материалах возможность коллективного возбуждения электронов проводимости (поверхностных плазмонов) определяет присутствие пика оптического поглощения в области плазмонного резонанса, высокие значения локальных электрических полей и специфическую диэлектрическую функцию материалов.

Одной из методик получения металлических наночастиц на поверхности диэлектрических сред (стёкол) является обратная диффузия металла, формирующегося в объеме стекла при восстановлении ионов. Как правило, это реализуется в случае nanoостровковых пленок серебра [1, 2] при обработке стекол, содержащих металлические ионы, в атмосфере водорода. Применимость

формирующихся при этом наноостровковых пленок металлов для усиления Рамановского рассеяния света уже продемонстрирована [1]. Целью нашего исследования является развитие этой методики, а именно исследование процесса формирования наноостровков металла при обработке стекол в воздушной атмосфере и при низкотемпературной обработке в атмосфере водорода. К числу решаемых задач относились получение наноостровков малых размеров и снижение скорости образования наноостровков, что существенно для воспроизводимости результатов.

В экспериментах использовались пластинки натрий-кальциево-силикатного стекла фирмы Menzel. Образцы изготавливались при помощи ионного обмена в расплаве смеси солей $NaNO_3$ и $AgNO_3$ (в пределах 0,5–5 мол.% $AgNO_3$) длительностью 20 минут при 325°C и последующего отжига в атмосфере водорода длительностью 5–320 минут при 100°C и в воздушной атмосфере длительностью 10 минут при температурах 100 – 250°C . В обоих случаях ионы серебра восстанавливаются водородом, источником которого при отжиге в воздухе являются диссоциированные пары воды, после чего, ввиду низкой растворимости серебра в стекле, восстановленные атомы кластеризуются и образуют наночастицы. В результате такой обработки наночастицы серебра формируются как в объеме стекла, так и на его поверхности (наноостровковая пленка). Для оперативного контроля характеристик образцов использовались спектроскопия оптического поглощения и атомно-силовая микроскопия. Измерение спектров поглощения до и после удаления островковой пленки позволило разделить пики поглощения поверхностными плазмонами, связанные с наночастицами в объеме и наноостровками на поверхности стекла, и получить информацию о динамике роста наночастиц в зависимости от условий обработки в водороде или в воздухе. Атомно-силовая микроскопия использовалась для получения информации о поверхностной концентрации наночастиц, их форме, размерах и распределении по размерам.

В результате было обнаружено, что при низкотемпературном отжиге в водороде наблюдается линейный по времени рост оптического поглощения наноостровковой пленкой серебра в области плазмонного резонанса. При этом формируются наночастицы с характерными размерами порядка 10 нм, имеющие форму, близкую к полусферической. При термообработке в воздушной атмосфере наблюдается самоограниченный рост наноостровков — при увеличении температуры оптическое поглощение в области плазмонного резонанса проходит через максимум, что, по-видимому, связано с окислением наноостровков, поскольку атомно-силовые изображения не показывают уменьшения концентрации наночастиц или их размеров.

Определенное при обработке АСМ изображений распределение наноостровков, сформированных при различных длительностях термообработки, по размерам сопоставлено с результатами численного моделирования.

Список литературы

1. V. V. Zhurikhina, P.N.Brunkov, V. G. Melehin, T. Kaplas, Yu. Svirko, V. V. Rutckaia, A. A. Lipovskii, Formation of metal island films for SERS by reactive diffusion, *Nanoscale Research Letters*, 7, 676, 2012;
2. S.Chervinskii, V.Sevriuk, I.Reduto, and A.Lipovskii, Formation and 2D-patterning of silver nanoisland film using thermal poling and out-diffusion from glass, *J. Appl. Phys.*, 114, 224301, 2012;

Влияние интерфейса на транспортные свойства графена

Бутко А. В.^{1,2}, Бабичев А. В.^{1,3}, Бутко В. Ю.^{1,3}

¹ФТИ

²СПбГПУ

³СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: vladimirbutko@gmail.com

Быстродействие и эффективность многих полупроводниковых устройств определяются подвижностью носителей заряда. Вследствие этого, высокая подвижность носителей заряда при комнатной температуре, обнаруженная в полевых транзисторах на графене (до $250000 \text{ cm}^2/(\text{В с})$) [1], является его важным преимуществом по сравнению с традиционными полупроводниками. Кроме того, наноструктуры графена обладают уникальными пластическими, прочностными и термическими свойствами. Благодаря этому углеродные наноструктуры перспективны для создания нового поколения таких полупроводниковых устройств как большеформатные гибкие дисплеи, микросхемы и солнечные батареи, а также открывают новые возможности в изготовлении биосенсоров, диагностических систем и развитии наномедицины.

Серьезной проблемой использования графеновых наноструктур в полупроводниках является сложность контроля ширины их запрещенной зоны. Графен, представляющий собой слой кристаллического графита атомной толщины, в односторонних полевых транзисторных структурах является квазиметаллом с очень малой шириной запрещенной зоны и максимальным уровнем сопротивления, соответствующим квантовому сопротивлению 6.5 кОм [2]. Столь низкая величина сопротивления в выключенном состоянии транзисторов препятствует эффективному контролю электрических свойств. Поэтому перспективной задачей является выяснение принципиальной возможности повышения сопротивления графена выше уровня квантового сопротивления без ухудшения подвижности заряда. В решении указанной проблемы наметился прогресс благодаря созданию полевых транзисторов с применением двухатомных слоёв графена [3]. Идея этого способа основана на нарушении в транзисторах симметрии электронов и дырок в атомных слоях с образованием запрещенной зоны. Еще одной проблемой в реализации широкого использования графена и родственных ему материалов является отсутствие разработанной технологии создания интегрированных электриче-

ских устройств в ситуации, в которой эти материалы использовались бы в поверхностном контакте с другими органическими или неорганическими структурами без ухудшения подвижности носителей заряда. К настоящему времени установлено, что поверхностный контакт графена с неорганическими материалами приводит к возникновению запрещённой зоны в плотности состояний [3]. Физический механизм, ответственный за это явление, до сих пор не вполне понятен. Кроме того, слабо исследован вопрос о влиянии интерфейса между углеродными наноструктурами и органическими материалами, на транспорт носителей заряда в этих наноструктурах.

Для определения влияния органического интерфейса на транспортные свойства четырехслойного графена в ходе работы была создана установка для напыления органического изолятора. Было проведено напыление парелина на образцы четырехслойного графена. Парелин обладает рядом полезных свойств. Как и многие другие органические полимеры парелин является химически стабильным и биосовместимым диэлектриком, используемым для создания органических полевых транзисторов. В работе исследовано изменение транспортных свойств графена, вызванное напылением парелина. Изменение электропроводности четырёхслойного графена при комнатной температуре составляет приблизительно 25%. Обнаружено небольшое усиление полупроводниковой температурной зависимости электропроводности после напыления парелина. Таким образом, продемонстрировано, что парелиновый интерфейс усиливает полупроводниковую зависимость сопротивления четырёхслойного графена.

Данная работа была частично поддержана в рамках проекта РФФИ (14-02-01212) и Президиума РАН.

Список литературы

1. Orlita M., Faugeras C., Plochocka et al., Approaching the dirac point in high-mobility multilayer epitaxial graphene, *Physical Review Letters*, 101, 26, (2008);
2. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., et al. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in grapheme, *Nature*, 438, 197-200, (2005);
3. Zhang Y., Tang T.-T., Girit C., et al. Direct observation of a widely tunable bandgap in bilayer graphene, *Nature*, 459, 820-823, (2009);

Наноструктурированные островковые плёнки на поверхности ионообменных стекол

Редута И. В.¹, Каменский А. Н.², Бакланов А. В.^{2,3}, Червинский С. Д.²

¹СПБАУ НОЦ НТ

²СПбГПУ

³ФТИ

Эл. почта: reduto-igor@mail.ru

В настоящее время процессы формирования металлических наноструктурных плёнок (МНП) на поверхности стекла, их структурирование и свойства являются актуальной темой исследований. Причина этого определяется потенциалом использования таких материалов в различного рода датчиках, в нелинейной оптике и плазмонике, связанным со свойствами, обусловленными преимущественно плазмонными резонансами в наночастицах/наноструктурах и их интерфейсами с матрицей.

Исследованию свойств МНП на поверхности стекол посвящено достаточно большое количество работ [1–3]. Одним из методов формирования МНП на стекле является отжиг содержащего металлические ионы стекла в водородной атмосфере [4–6]. В этом случае используется процесс распада пересыщенного твердого раствора восстановленного нейтрального металла в стекле. Существенно, что при этом формирование наночастиц в объеме стекла сопровождается ростом наноструктурной металлической пленки на его поверхности, которая является мощным стоком для диффундирующих атомов металла.

Целью настоящей работы является разработка методики формирования отдельных малых групп наноструктурных островков с заданным количеством и размером островков в группах, с нанометровым пространственным разрешением.

В экспериментах использовались пластины натрий-кальций-силикатного стекла (микроскопные слайды) Menzel толщиной 1 мм. Образцы изготавливались при помощи ионного обмена длительностью 20 минут в расплаве смеси солей $NaNO_3$ и $AgNO_3$ (5 мол. % $AgNO_3$) при температуре 325°C и последующего отжига в водородной атмосфере при температурах 100–315°C в течение 1–30 минут. Для получения структурированных островковых плёнок перед отжигом проводилась поляризация (полинг) стекла, при этом к профилированному анодному электроду в течение 30–600 секунд прикладывалось пространственно-неоднородное постоянное электрическое напряжение 500 вольт [7], в результате чего в приповерхностной области образца формировалось пространственно-неоднородное электрическое поле. Предлагаемая методика основана на том, что электрическое поле формируется в стекле до начала роста островков, в отличие от стандартного метода, где полинг используется для растворения уже выращенных наноструктурных островков [1]. Таким образом, предлагаемая методика исключает возможность механического повреждения МНП при полинге. Кроме того, при этом обеспечивается повышение пространственного разрешения при структурировании МНП.

В результате проведённых экспериментов разработана обеспечивающая нанометровое пространственное разрешение методика выращивания групп металлических наностростровков с заданным количеством и размером островков в группах. Удалось получить в группе от одного отдельного островка размером 200 нм до 6-7 отдельных островков с размерами 50-60 нм, при этом расстояние между островками варьируется от единиц до нескольких десятков нм. Параметры формируемых структур могут быть проварьированы за счет выбора режимов ионного обмена, полинга и отжига в водородной атмосфере.

Список литературы

1. Sancho-Parramon J., Janickia V., Dubc̃eka P. et al, Optical and structural properties of silver nanoparticles in glass matrix formed by thermal annealing of field assisted film dissolution, *Optical Materials* 32, 510–514, 2010;
2. Lipovskii A., Melehin V., Petrov M. et al, Bleaching vs poling: comparison of electric field induced phenomena in glasses and glass-metal nanocomposites, *Appl. Phys. Rev.* 109, 1, 2011;
3. Jimenez A., Lysenko S., Liu H., Photoluminescence via plasmon resonance energy transfer in silver nanocomposite glasses, *Appl. Phys.* 104, 5, 2008;
4. Kaganovskii Yu., Lipovskii A., Rosenbluh M., Zhurikhina V., Formation of nanoclusters through silver reduction in glasses: The model, *Non-Cryst. Solids* 353, 2263, 2007;
5. Marchi G.De, Caccavale F., Gonella F. et al., Silver nanoclusters formation in ion-exchanged waveguides by annealing in hydrogen atmosphere, *Appl. Phys.* 63, 403-407, 1996;
6. Афросимов В.В., Бер Б.Я., Журихина В.В. и др., Массоперенос при термо-электрополевой модификации стеклометаллических нанокмпозитов, *Журнал Технической Физики*, 80 (11), 53-61, 2010;
7. Chervinskii S., Sevriuk V., Reduto I., Lipovskii A., Formation and 2D-patterning of silver nanoisland film using thermal poling and out-diffusion from glass, *J. Appl. Phys.* 114, 224301, 2013;

Исследование механизмов проводимости в мультиферроидных наноструктурированных материалах

Плотников В. В.¹

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: vivatrubin@yhaoo.com

Мультиферроидные наноструктурированные материалы открывают широкие перспективы приложений в области информационных и энергосберегающих технологий: на их основе можно создавать магнитные сенсоры, ёмкостные электромагниты, элементы магнитной памяти, невзаимные СВЧ фильтры и другие устройства, не предполагающие протекания постоянных электрических токов и сопряжённых с этим тепловых потерь [1].

Тем не менее, большинство таких структур не могут быть использованы в реальных устройствах до сих пор. Во-первых, это вызвано высокими токами утечки, малой остаточной поляризацией, высокими коэрцитивными полями и неоднородной магнитно-спиновой структурой. Во-вторых, существуют острые проблемы синтеза в промышленных масштабах и повторяемости электрофизических свойств осаждаемых сложных оксидов. В-третьих, величина магнитоэлектрического коэффициента у большинства синтезированных мультиферроиков достаточно мала.

Методами ВЧ катодного и магнетронного распыления были осаждены плёнки титаната бария стронция ($Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$) с содержанием Mn (10, 15 и 20%) на сапфир ($\alpha-Al_2O_3$), железиттриевый гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$) и гадолиний-галлиевый гранат ($Gd_3Ga_5O_{12}$) с подслоями Ti и Pt. На основе этих плёнок были изготовлены два типа конденсаторов: планарные и сэндвич-структуры.

Результаты рентгенофазового анализа показали, что в осаждённых плёнках $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$ только с 15% содержанием Mn образуются мультиферроидные фазы $BaTi_{0.5}Mn_{0.5}O_3$ и $Ba_{0.9}Sr_{0.1}MnO_3$. В остальных случаях сегнетоэлектрические и антиферромагнитные фазы сосуществуют раздельно не проявляя мультиферроидных свойств.

Результаты вольт-фарадных характеристик показали, что плёнки $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$ с 15% содержанием Mn имеют высокий показатель диэлектрической проницаемости, $\epsilon \approx 2000$ и малые потери, $tg\delta \approx 0.005$. В результате приложения и увеличения величины внешнего магнитного поля от 0 до 1570 Э обнаружено увеличение значения ёмкости на 20%.

Результаты вольтамперных характеристик показали, что плёнки $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$ с 15% содержанием Mn имеют наименьшие токи утечки, 10^{-9} А/см² и вдвое большую величину электрического поля пробоя по сравнению с чистыми плёнками $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$. Механизм сокращения тока утечки вероятнее всего связан с замещением кислородных вакансий ионами Mn.

Результаты анализа вольтамперных характеристик на наличие механизмов проводимости показали, что токи утечки во всех образцах обусловлены тремя типами: эмиссией Шоттки, эффектом Пула-Френкеля и полевой эмиссией с ловушек. Были оценены следующие величины: высокочастотная составляющая диэлектрической проницаемости, $\epsilon \approx 5$; высота потенциального барьера, $\phi_b \approx 0.7$ эВ и глубина залегания ловушечного уровня, $\phi_t \approx 0.75$ эВ.

Список литературы

1. Пятаков А.П., Звездин А.К., Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики, Успехи физических наук, Т. 182, №6, 593-620, 2012;

Модификация стекол содержащих Ag и Au наночастицы при электронном облучении

Просников М. А.^{1,2}, Подсвиров О. А.², Сидоров А. И.³

¹ФТИ

²СПбГПУ

³ИТМО

Эл. почта: yotungh@gmail.com

Ограничением современной электроники является огромные омические потери при работе на высоких частотах, которые обусловлены скин-эффектом. В 1969 Майером [1] было предложено использовать свет для передачи сигналов в планарных волноводах, что, хотя и снимало ограничение на работу при высоких частотах, но налагало ограничения на минимальные размеры используемых устройств, обусловленные дифракционным пределом. Альтернативой интегральной оптике и фотонике предлагается использование плазмоники, способной обойти дифракционный предел путем возбуждения и управления коллективными осцилляциями электронов проводимости на границе металл/диэлектрик [2]. Традиционные способы создания подобных устройств, преимущественно представляющих собой участки металлической пленки на диэлектрической подложке, например оптическая или электронно-лучевая литография, многоступенчаты и сложны, что сдерживает развитие наноплазмоники.

В ранних работах продемонстрировано образование наночастиц серебра [3] и меди [4] при электронном облучении и термообработке. Образцами в настоящей работе являлись стекла состава $Na_2O - ZnO - Al_2O_3 - SiO_2 - NaF - NaCl$, в которые методом ионного обмена вводились ионы серебра, частично восстанавливаемые при термообработке с образованием наночастиц и молекулярных кластеров серебра в приповерхностной (50 мкм) области стекла; и стекла состава $SiO_2 - B_2O_3 - CaO - Na_2O_3 - SnO_3 - As_2O_3 - K_2O - Au (0.025\%)$ содержащее наночастицы золота размером 10-50 нм. Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной 1 мм шлифованные и полированные с двух сторон. Облучение проводилось на сильноточном электронном микроскопе JEVD-2.

Воздействие электронов энергией 10-30 кэВ с дозами 10-50 мКл/см² на стекла содержащие наночастицы, молекулярные кластеры и ионы серебра приводит к увеличению оптической плотности в облученной области и значительно сильнее на периферии. Люминесцентная и спектроскопия поглощения показывают, что увеличение поглощения обусловлено восстановлением ионов серебра термализованными электронами и дополнительным образованием кластеров на периферии облученной области.

Экспериментально показано, что облучение стекол содержащих наночастицы золота электронами энергией 5-10 кэВ при дозах 50-500 мКл/см² приводит к образованию пленки золота на поверхности стекла, толщиной до 50 нм. Электроны указанных энергий рассеиваются вблизи поверхности стекла образуя объемный заряд, куда мигрируют ионы золота, восстанавливаясь

термализованными электронами и выходя на поверхность с образованием сплошной или островковой пленки золота.

Полученные результаты позволяют как создавать тонкие пленки золота на поверхности стекла в облученных областях, так и создавать локальные области с повышенной концентрацией нанокластеров серебра, что может найти применение для создания устройств интегральной оптики и плазмоники.

Список литературы

1. Miller S.E, Integrated optics: an introduction, The Bell Systems Technical Journal, 48, 2059-2069, 1969;
2. Ozbay E, Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at nanoscale dimensions, Science, 311, 189-193, 2006;
3. Игнатъев А.И., Нащекин А.В., Неведомский В.М., Подсвиров О.А., Сидоров А.И., Соловьев А.П., Усов О.А, Особенности формирования наночастиц серебра в фототерморефрактивных стеклах при электронном облучении, ЖТФ, 81, 75-80, 2011;
4. Подсвиров О.А., Сидоров А.И., Цехомский В.А., Востоков А.В, Формирование нанокристаллов меди в фотохромных стеклах при электронном облучении и термообработке, ФТТ, 52;

Золь-гель синтез и исследование тонких пленок на основе титаната бария для использования в твердотельных охладителях

Абрашова Е. В.¹, Мошников В. А.¹, Фоминых А. К.¹

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: katabr@mail.ru

В процессе работы любых компонентов электроники происходит выделение Джоулева тепла, что приводит к нагреванию устройства. Для многих систем, например, твердотельных лазеров, такие последствия могут стать критическими. При современных микро- и наноразмерах компонентов электронной базы наиболее эффективными являются твердотельные источники охлаждения, в особенности, работающие на основе термокалорических эффектов: электрокалорического, магнитокалорического и др. Максимальные значения электрокалорического эффекта на сегодняшний день достигнуты в свинцово-содержащих материалах со структурой перовскита.

Целью настоящей работы являлся синтез и исследование тонких пленок, несодержащих свинец, для использования в электрокалорических охлаждающих устройствах. Формирование структур осуществлялось методом золь-гель на основе твердых растворов титаната бария. Тонкие пленки были получены из растворов солей металлов ацетатов бария, кальция и олова. В качестве источника титана и структурообразующего вещества использовался изопророксид титана. Для поддержания стабильности золя и создания необходимой вязкости в качестве жидкой среды использовались 2-метоксиэтанол

и этиленгликоль. Раствор дозатором наносился на подложки, центрифугировался и отжигался при температуре 600°C. В результате экспериментов были получены тонкие пленки составов $(Ba_xCa_{1-x})TiO_3 * Ba(Sn_yTi_{1-y})O_3$.

Морфология поверхности исследовалась с применением «полуконтактной» колебательной методики атомно-силовой микроскопии (АСМ) с помощью нанолaborатории NTegra Thermo. Проводился фрактальный анализ поверхностей структур с использованием программы Gwyddion. Электрофизические свойства полученных пленок изучались с помощью метода спектроскопии импеданса с использованием Z500P (Elmos).

По результатам исследования получено, что сформированные пленки имеют фрактальное строение поверхности с размерностью порядка 2,5. Исследованные структуры показывают наличие замедленных процессов поляризации на низких частотах при температуре ниже предполагаемой точки Кюри. Выявлено, что реактивная составляющая комплексного сопротивления обусловлена содержанием соединений бария, а соединения кальция влияют на температурную стабильность пленок.

Люминесцентные эффекты в системах пористый кремний – квантовые точки сульфида свинца

*Михайлов И. И.¹, Мараева Е. В.¹, Матюшкин Л. Б.¹, Спивак Ю. М.¹, Тарасов С. А.¹,
Травкин П. Г.¹*

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: iimihalov@gmail.com

В последнее десятилетие все большее внимание уделяется исследованию коллоидных квантовых точек (ККТ) — полупроводниковых наночастиц, в которых наблюдаются квантоворазмерные эффекты, проявляющиеся, например, в зависимости положения энергетических уровней от диаметра частиц, который можно менять, задавая технологические параметры синтеза [1].

В работе методами оптической спектроскопии исследовались структуры пористый кремний — коллоидные квантовые точки сульфида свинца. В качестве подложек использовалось три типа пластин кремния: 1) монокристаллический кремний; 2) пористый кремний, 3) пористый кремний, подвергнутый окислению на воздухе в течение 14 дней. Пористый кремний был получен методом электрохимического анодного травления пластин кремния марки КЭФ 5 (111) в электролите на основе водного раствора фтороводорода с добавлением изопропилового спирта в специально разработанной электрохимической ячейке [2]. Диаметр пор, определенный по данным растровой электронной микроскопии, составил от 10 до 40 нм [3]. В качестве квантовых точек были использованы два типа образцов, отличающиеся геометрическими размерами, и в соответствии с этим обладающие различными максимумами спектров фотолюминесценции.

На установке, созданной на базе двухрешеточного монохроматора СДЛ 1 и полупроводникового лазера 445 нм были исследованы спектры фотolumинесценции структур в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. После осаждения наночастиц на поверхность подложек окисленного пористого кремния наблюдалось смещение пика фотolumинесценции ККТ в коротковолновую область на 5-20 нм в сравнении с монокристаллическим кремнием. Одним из возможных объяснений может служить сепарация наночастиц пористой матрицей, так как поры подложки имеют размеры сравнимые с размерами ККТ и во время осаждения ККТ, в поры проникают только те наночастицы, которые имеют размеры меньше диаметра пор. В результате такого отсеивания происходит смещение пика фотolumинесценции при общем снижении интенсивности излучения, так как более крупные частицы, не проникая в поры, не вносят вклад в фотolumинесценцию. Также при нанесении и распределении частиц по поверхности подложки имеется воздействие капиллярных и упругих сил, которые могут приводить к изменению энергетической структуры нанокристаллов.

Одновременно с коротковолновым сдвигом спектров фотolumинесценции пористых наночастиц наблюдается длинноволновый сдвиг спектров матрицы пористого кремния с 660 на 680 нм после осаждения наночастиц на поверхность пористого кремния. Люминесценция исходного пористого кремния связана с излучением наностержней и наностенок кремния. Квантовые точки, заполняя поры, располагаются на поверхности таких стержней и стенок. Можно предположить, что явление связано с различием значений эффективной массы носителей заряда в кремнии и материале квантовых точек, приводящим к изменению положения уровней не только квантовых точек, но и самой матрицы. Вопросы взаимодействия пористых матриц и квантовых точек носят фундаментальный характер и выносятся на обсуждение в данной работе.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках госзадания № 16.2112.2014/К.

Список литературы

1. Матюшкин Л.Б., Александрова О.А., Максимов А.И., Мошников В.А., Мусихин С.Ф. Особенности синтеза люминесцирующих полупроводниковых наночастиц в полярных и неполярных средах // Биотехносфера. 2013. № 2. С. 28-33;
2. Травкин П.Г., Соколова Е.Н., Спивак Ю.М., Мошников В.А. Электрохимическая ячейка для получения пористых анодных оксидов металлов и полупроводников / Патент на полезную модель патент на полезную модель RUS 122385;
3. Травкин П.Г., Воронцова Н.В., Высоцкий С.А., Леншин А.С., Спивак Ю.М., Мошников В.А. Исследование закономерностей формирования структуры пористого кремния при многостадийных режимах электро-

химического травления // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2011. № 4. С. 3-9;

Изучение магнитных свойств тонких пленок FePtRh

Валиуллин А. А.¹, Камзин А. С.², Ишио С.³, Хасегава Т.³, Ганеев В. Р.¹, Тагиров Л. Р.¹, Зарипова Л. Д.¹

¹КФУ

²ФТИ

³Akita University, Department of Materials Science and Engineering, Japan

Эл. почта: fess98@rambler.ru

Многие исследования магнитных материалов, связанные с созданием тонких пленок направлены на повышение плотности магнитной записи информации. Однако, на определенной стадии, суперпарамагнитный эффект препятствует росту плотности магнитной записи. Для решения этой проблемы был предложен ряд методов, одним из которых является использование структурированного носителя информации. В обычном магнитном носителе, записывающий слой состоит из беспорядочно расположенных зерен ферромагнитного сплава. Для записи бита информации требуются сотни таких зерен, и хотя размер каждого из них достаточно мал, сверхвысокая плотность магнитной записи (СВПМЗ) не может быть достигнута. В то же время, в структурированном носителе информации ферромагнитные наноточки (nanodots) имеют одинаковые размеры и расположены упорядоченно [1, 2]. В этом случае каждая из точек может выступать в роли бита информации.

В последнее десятилетие, пленки FePt фазы L_0 привлекают пристальное внимание исследователей потому, что они обладают большой энергией магнитокристаллической анизотропии ($K_u \approx 7 \times 10^7$ эрг/см³), что делает перспективным их использование в качестве структурированных носителей информации. При этом, для СВПМЗ, легкая ось намагничивания (ось С) в них должна быть ориентирована параллельно нормали к плоскости пленки.

В этой работе были изучены магнитные свойства тонких пленок $FePt_{1-x}Rh_x$ фазы L_0 и переход ферромагнетик - антиферромагнетик в зависимости от различного содержания Rh ($0 < x < 0,40$) в образце. Тонкие пленки $FePt_{1-x}Rh_x$, были получены методом магнетронного распыления на монокристаллическую подложку MgO (100). Толщина осажденных пленок составляла 20 нм. Магнитные характеристики были изучены с использованием сверхпроводящего квантового интерферометра (SQUID). Кристаллическая структура пленок была определена рентгеновской дифракцией методом $\theta-2\theta$ сканирования $Cu K\alpha$ излучения. Состав пленок был исследован методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Магнитная структура синтезированных пленок, а именно, ориентация остаточной намагниченности исследовалась с использованием конверсионной электронной мессбауэровской спектроскопии.

Выявлено, что при комнатной температуре тонкие пленки $FePt_{1-x}Rh_x$ находятся в ферромагнитном состоянии с большой энергией магнитокристаллической анизотропии при $0 < x < 0,34$ и в антиферромагнитном состоянии при $0,34 < x < 0,4$. Намагниченность насыщения для $0 < x < 0,34$ составляла соответственно $1000 > M_s > 500$.

Список литературы

1. Hasegawa T., Miyahara J., Narisawa T., Ishio S., Yamane H., Kondo Y., Ariake J., Mitani S., Sakuraba Y., Takanashi K., Study of ferro-antiferromagnetic transition in [001]-oriented L10 $FePt_{1-x}Rh_x$ film, Journal of Applied Physics, 106, 103928, 2009;
2. Yuasa S., Miyajima H., Otani Y., Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 63, No. 8, pp.3129-3144, 1994;

Исследование наноструктурированных слоев оксида цинка для сенсорики

Бобков А. А.¹, Налимова С. С.¹, Мошников В. А.¹

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: darklord125@mail.ru

Наноструктурированный оксид цинка и композиты на его основе являются перспективными материалами, находящими применение в разных устройствах (полупроводниковые приборы, гибкие экраны, светодиоды и т.д.) и разных сферах (солнечная энергетика, фотокатализ, сенсорика, медицина). Одним из перспективных применений тонких структур с развитой поверхностью на основе оксида цинка являются газовые сенсоры [1] благодаря принципиально возможному повышению селективности и низкому потреблению мощности. Общий принцип действия полупроводниковых газовых сенсоров на основе металлооксидных слоев, представляющих собой наноструктурированные композиты, заключается в изменении электропроводности в результате хемосорбции газов. Эти изменения обусловлены, прежде всего, изменениями концентрации электронов в зоне проводимости (или дырок в валентной зоне) из-за обмена зарядами с адсорбированными частицами газовой фазы. Для улучшения газочувствительности используют модифицирование свойств поверхности, изменяя энергетику поверхностных состояний [2].

Золь-гель методом [3-5] были получены нанокомпозиты оксида цинка и диоксида кремния при вариации мольных соотношений компонентов и температуры отжига. Проведены исследования морфологии поверхности синтезированных нанокомпозитных слоев методами атомно-силовой микроскопии в полуконтактном режиме. Электрофизические свойства полученных нанокомпозитных образцов исследовали с помощью спектроскопии импеданса в различных газовых атмосферах (воздух, пары изопропилового спирта, пары ацетона) при 300°C в частотном диапазоне от 1 кГц до 500 кГц. По данным

частотных зависимостей мнимой части импеданса был произведен расчет значения чувствительности к парам ацетона и спирта. При помощи программы EIS Spectrum Analyser был проведен анализ полученных спектров импеданса.

Выявлено влияние технологических параметров на морфологию образцов. Вариация температуры отжига и состава позволяет контролировать размер частиц синтезированных слоев, а также распределение частиц по поверхности подложки. С увеличением температуры отжига наблюдается уменьшение размеров части. Наиболее равномерное распределение частиц наблюдается у образца, отожженного при 500°C.

Исследование сенсорных свойств нанокompозитов системы «оксид цинка — диоксид кремния», полученных при вариации температуры отжига, методом спектроскопии импеданса показало, что максимальной чувствительностью к парам ацетона и изопропилового спирта обладает образец, отожженный при 500°C.

Показано, что экспериментальным годографам импеданса соответствуют электрические эквивалентные схемы, состоящие из одной (в случае присутствия паров восстанавливающих газов) или двух (в случае атмосферы воздуха) параллельных RC-цепочек.

Исходя из экспериментальных данных следует, что оптимальный размер и распределение частиц наблюдается при температуре отжига 500°C. Данный образец имеет развитую пористую структуру.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00327).

Список литературы

1. Крастева Л.К., Димитров Д.Ц., Папазова К.И. и др., Синтез и характеристика наноструктурированных слоев оксида цинка для сенсорики, Физика и техника полупроводников, Т. 47, № 4, С. 564-569, 2013;
2. Карпова С.С., Мошников В.А., Мякин С.В., Коловангина Е.С., Функциональный состав поверхности и сенсорные свойства ZnO, Fe₂O₃ и ZnFe₂O₄, Физика и техника полупроводников, Т. 47, № 3, С. 369-372, 2013;
3. Gracheva I.E., Moshnikov V.A., Karpova S.S., Maraeva E.V., Net-like structured materials for gas sensors, Journal of Physics: Conference Series, V. 291, P. 012017, 2011;
4. Gracheva I.E., Moshnikov V.A., Maraeva E.V. et al., Nanostructured materials obtained under conditions of hierarchical self-assembly and modified by derivative forms of fullerenes, Journal of Non-Crystalline Solids, V. 358, P. 433-439, 2012;
5. Мошников В.А., Таиров Ю.М., Хамова Т.В., Шилова О.А. Золь-гель технология микро- и нанокompозитов. Учебное пособие, СПб: «Лань», 2013;

Поведение зарядов в активной области композитных ОПТ под действием тянущего поля

Дементьев П. А.¹, Алексеев П. А.¹, Дунаевский М. С.¹, Алешин А. Н.¹

¹ФТИ

Эл. почта: demenp@yandex.ru

Органическая электроника - одно из наиболее бурно развивающихся направлений современной науки. Актуальной проблемой является разработка органических полевых транзисторов (ОПТ) с эффектом памяти. В связи с этим важной задачей представляется диагностика электрофизических процессов в структуре ОПТ. Одним из перспективных методов локальной диагностики является Кельвин-зонд микроскопия (КЗМ). В отличие от традиционных методов, изучающих интегральные транспортные свойства органических структур, КЗМ позволяет с высоким пространственным разрешением визуализировать поведение зарядов в активной области ОПТ, например, процессы накопления и релаксации зарядов.

Данная работа представляет собой продолжение исследований, начатых в нашей группе [1]. На примере ОПТ на основе композита «полиэпоксипропилкарбазол (PEPK) — наночастицы золота» было исследовано поведение зарядов под действием тянущего поля исток-сток. Кроме того, было изучено взаимное влияние зарядов, накопленных под действием тянущего поля и поля на затворе ОПТ.

Было обнаружено, что при приложении тянущего поля в активной области ОПТ наблюдается неравномерное распределение потенциала. Так, в первый момент электрическое поле в активной области сосредоточено вблизи границ с электродами, в то время как в остальной части падения потенциала не наблюдается. Затем на протяжении нескольких десятков секунд происходит компенсация областей с высоким градиентом поля зарядами, инжектированными из электродов. Установлено, что этот процесс останавливается, когда падение потенциала становится равномерным по всей ширине активной области. При выключении внешнего тянущего поля области вблизи границ электродов и активной области оказываются обогащенными инжектированными зарядами разного знака. Впоследствии происходит релаксация этих зарядов как за счет рекомбинации в середине активной области, так и за счет стекания обратно в заземленные электроды.

Взаимное влияние тянущего и затворного полей исследовалось следующим образом. Сначала подавалось тянущее поле на время, достаточное для полного выравнивания профиля потенциала. Затем, как и в работе [1], к затвору структуры прикладывалось напряжение, а после его компенсации инжектированными зарядами это напряжение снималось. Сравнение полученных распределений зарядов в слое с таковыми из нашей ранней работы показало, что наличие зарядов, накопленных под действием тянущего поля, оказывает малое влияние на процессы накопления и релаксации зарядов под действием затворного напряжения.

Таким образом, в данной работе был обнаружен эффект инжекции зарядов разного знака в активную область ОПТ из металлических электродов. Методами сканирующей зондовой микроскопии было выполнено детальное исследование временной эволюции накопленных зарядов, что позволило оценить подвижность носителей в активной области ОПТ. Инжекция и накопление зарядов в активной области является важным процессом, оказывающим существенное влияние на вольт-амперные характеристики ОПТ и учёт данного эффекта необходим при конструировании приборных структур органической электроники.

Список литературы

1. П.А.Дементьев, М.С.Дунаевский, А.Н.Алешин, А.Н.Титков, И.В. Макаренко, Эффект накопления и релаксации носителей заряда в активной области полимерных и композитных (полимер–наночастицы золота) полевых транзисторных структур, ФТТ, 56, 5, 1015 (2014);

Допирование графена с моновакансией: связывание и магнетизм

Арсентьев М. Ю.¹, Приходько А. В.¹, Шмигель А. В.¹, Егорова Т. Л.¹, Калинина М. В.¹

¹Институт химии силикатов им. И.В. Гребенщикова РАН

Эл. почта: ars21031960@gmail.com

Представлено исследование возможности создания наноструктур на графене и стенке углеродной нанотрубки на примере изучения способности различных атомов заполнять одиночную вакансию графена. Использовался программный пакет SIESTA, основанный на базисе численных атомных орбиталей [1, 2]. С помощью высокопропускных компьютерных вычислений мы последовательно идентифицировали энергии связывания 50 элементов таблицы Менделеева, включая щелочные и щелочноземельные элементы, переходные металлы, благородные металлы, постпереходные металлы, полуметаллы, неметаллы, галогены. Исследования магнитных свойств также проводились. Результаты показывают, что Li и Mg стабильны при комнатной температуре, с увеличением температуры часть элементов теряют стабильность. Обладают магнитными свойствами и стабильны и переходные металлы, причем неожиданно с увеличением номера периода и соответственно радиуса атома стабильность увеличивается. Исключение составляет часть благородных металлов, однако при комнатной температуре почти все они сохраняют стабильность. Результаты расчетов расширяют и дополняют имеющиеся в литературе данные [3], а также согласуются с ними, что говорит о сохранении точности расчетов при использовании базиса численных атомных орбиталей для исследования данных систем. Данные результаты могут быть использованы для выбора подходящих элементов для множества применений, а также могут служить основой для последующих компьютерных расчетов в целях создания легких магнитных материалов и устройств памяти на их основе, про-

изводительных и доступных катализаторов, высокочувствительных газовых сенсоров, нанороботов, мощных и энергоемких суперконденсаторов и электрохимических батарей.

Список литературы

1. J.M. Soler, E. Artacho, J.D. Gale, A. Garcia, J. Junquera, P. Ordejon, D. Sanchez-Portal, The SIESTA method for ab initio order-N materials simulation // J. Phys. Condens. Matter, 2002, vol. 14, no. 11, pp. 2745-2779;
2. J. Junquera, O. Paz, D. Sanchez-Portal, E. Artacho, Numerical atomic orbitals for linear-scaling calculations // Phys. Rev. B, 2001, vol. 64, iss. 23, 235111 pp. 1-9;
3. A.V. Krasheninnikov, P.O. Lehtinen, A.S. Foster, P. Pyykko, and R. M. Nieminen, Embedding transition-metal atoms in graphene: Structure, bonding, and magnetism // Phys. Rev. Lett., 2009, vol. 102, iss. 12, 126807 pp. 1-4;

Получение и исследование полупроводниковых соединений фуллерена C₆₀, с целью создания эффективных солнечных элементов

Елистратова М. А.¹, Захарова И. Б.¹, Романов Н. М.²

¹СПбГПУ

²Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland

Эл. почта: elistratovamari@yandex.ru

Композитные материалы на основе фуллерена с донорами группы A_2B_6 находят применения в области телекоммуникационной и вычислительной техники, оптоэлектронных устройств, образуя новый класс материалов, отличающихся простотой изготовления и низкой стоимостью [1]. Структуры на основе фуллерена C_{60} также представляют интерес в качестве материала для создания эффективных солнечных элементов. Исследования показывают наличие переноса фотовозбужденных носителей заряда с молекул примеси на молекулы C_{60} , приводящего к появлению фотоэлектрического эффекта в этих структурах. В качестве примеси в работе были выбраны CdTe и CdS из-за низкой температуры сублимации, что позволило создать более простую методику получения образцов.

В данной работе представлены несколько методов получения тонких композитных пленок из смеси фуллерена C_{60} и неорганических доноров CdTe и CdS. В качестве подложек использовались промышленный кремний, слюда, стекло с ITO и KBr. Композитные пленки C_{60} были получены методом выращивания из газовой фазы в вакууме из закрытого (КЗО), открытого испарителей и испарителя типа ячейки Кнудсена.

Для контроля однородности пленок и их состава использовался метод растровой электронной микроскопии с энергодисперсионным рентгеновским

модулем. Показано [2], что методы напыления из открытого испарителя и из ячейки Кнудсена приводят к молекулярному диспергированию примеси в аморфной пленке со случайным распределением акцепторных и донорных материалов. Результаты анализа состава пленок показали, что производство пленок этими методами приводят к значительному обеднению примесью по сравнению с исходной шихтой, а в методе КЗО состав полностью сохранялся. Основной задачей было определение способа интеркаляции молекул примеси в матрицу фуллерена. Анализ состава пленок также показал, что примесь присутствует в молекулярной форме и образует с фуллереном молекулярный комплекс.

Для полученных образцов были измерены спектры фотолюминесценции. В спектрах ФЛ присутствует дополнительный пик, который связан с синглет-синглетным переходом фуллерена, который является запрещенным по соображениям симметрии в чистом фуллерене. Запрет снимается благодаря искажению симметрии молекулы фуллерена при образовании молекулярного комплекса с примесью. Эти результаты хорошо согласуются с данными РЭМ.

Список литературы

1. Вихтуновский А. Г., Органическая фотоника: успехи и разочарования, Успехи физических наук, Т. 183, 653-664, № 6, 2013 г.;
2. Захарова И. Б., Зиминов В.М., Романов Н.М., Квятковский О.Е., Макарова Т.Л., Оптические и структурные свойства пленок фуллерена с добавлением теллурида кадмия, Физика твердого тела, Т. 56, № 5, 1024-1029, 2014 г.;

Разработка методов упорядоченного роста нитевидных нанокристаллов

Резник Р. Р.¹

¹СПбГПУ

²СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: moment92@mail.ru

Нитевидные нанокристаллы — это кристаллические твердые тела, длина которых значительно превышает их диаметр, составляющий порядка от 8 до 300 нм. В настоящее время интерес к нитевидным нанокристаллам обусловлен перспективами применения во многих приложениях, в частности: химических и биологических высокочувствительных сенсоров [1-4], эмиссионных катодов и кантилеверов для STM/AFM, топливных элементов и батарей [5], в опто- и одноэлектронике, в электромеханических устройствах (тензорные датчики, микрофоны, пьезогенераторы, наноподвижки).

Задачи создания приборных структур на основе ННК требует развития методов и технологий синтеза пространственно-упорядоченных массивов полупроводниковых ННК и исследования их свойств. Подчеркнем, что раз-

витый в работах многих исследователей подход, основанный на создании упорядоченных каталитических центров роста ННК обладает рядом недостатков, в частности возможно смещение центров роста вплоть до удаления с поверхности, ветвление ННК, неконтролируемый рост в других направлениях, неконтролируемое легирование материалом катализатора и другие. Поэтому в настоящей работе проводилось исследование, направленное на развитие бескатализного и автокаталитического методов роста упорядоченных массивов ННК материалов АЗВ5.

Цель работы заключалась в выяснении возможности создания структур АЗВ5 с упорядоченными бескатализными и/или автокаталитическими ННК через ингибиторный слой с упорядоченными окнами роста. Первичная задача — формирование упорядоченных отверстий в ингибиторных слоях SiO_2 методами электронной литографии.

В качестве образцов использовались полированные пластины Si(111) марки КДБ-10 со слоем SiO_2 толщиной около 50-100 нм, который предварительно синтезировался магнетронным напылением и/или термическим прокислением.

На поверхность образцов методом центрифугирования наносился слой электронного резиста ARP 672 (ПММА -полиметилметакрилат 950 К) с последующей сушкой в течение 15 мин при T 90°C. Затем проводилось экспонирование образца в электронном микроскопе SUPRA 25 Zeiss и последующая его проявка в специальных растворах. Следующим этапом было травление пучком ионов аргона с энергией 0,5 кэВ для формирования литографических окон в слое SiO_2 и удаление остатков полимера. На финишном этапе проводился пробный МПЭ рост GaAs ННК по бескатализной методике [6, 7].

В работе изучены зависимости размеров литографических точечных окон от основных параметров (энергия, ток пучка, экспозиция, шаг между элементами, толщина резиста и ингибиторного слоя, особенности нанесения ингибиторного слоя и т.д.). Показано, что при расстоянии между элементами менее 2 мкм необходимо учитывать влияние эффектов близости. При больших дозах (>60 мкКл/см²) наблюдается «прижигание» резиста в области вхождения электронного пучка в образец. Определены оптимальные условия для формирования литографических окон с размерами порядка менее 50 нм. Изучены особенности ионного травления окон в ингибиторном слое SiO_2 . Продемонстрирована возможность формирования окон с характерными размерами от 40 до 250 нм. Изучено влияние адгезии ингибиторного слоя на формирование литографических подложек для роста упорядоченных массивов ННК. В ряде случаев на образцах со слоем SiO_2 , нанесённым магнетронным распылением, после травления наблюдается отслаивание SiO_2 от поверхности кремния. Наиболее приемлемым качеством адгезии обладают образцы со слоем SiO_2 , созданным методом окисления кремния.

Проведенные эксперименты показывают возможность автокаталитического роста упорядоченных ННК GaAs на созданных в процессе выполнения ра-

боты подложках. Отмечается необходимость проведения системных исследований ростовых условий при использовании выбранной методики для получения качественных (однородных) массивов ННК.

Список литературы

1. F.Patolsky, G.Zheng, C. M Lieber, NATURE PROTOCOLS VOL.1, NO.4, 1711, 2006;
2. Mathews, R. Jansen, G. Rijnders, J. C. Lodder, and D. H. A. Blank, M. Phys. Rev. B 80, 064408, 2009;
3. Man-Fai Ng, Liping Zhou, Shuo-Wang Yang, Li Yun Sim, Vincent B. C. Tan, and Ping Wu, Phys. Rev. B 76, 155435, 2007;
4. Troels Markussen, Riccardo Rurali, Mads Brandbyge, and Antti-Pekka Jauho, Phys. Rev. B 74, 245313, 2006;
5. C.K. Chan, H.Peng, G.Liu, K.McIlwrath, X.F.Zhang, R.A. Huggins and Yi Cui, Nature Nanotechnology, 411, 2007;
6. J. Noborisaka, J. Motohisa and T. Fukui, Appl. Phys. Lett., v.86, 213102, 2005;
7. И.П.Сошников, В.А.Петров, Ю.Ю.Проскуряков, Д.А.Кудряшов, А.В.Нащекин, Г.Э.Цырлин, R.Treharne, K.Durose, ФТП, том 47, выпуск 7 865-9, 2013;

Исследование прохождения заряженных пучков гелия через мембраны пористого оксида алюминия

Самигуллин Р. Ш.¹, Муратова Е. Н.¹, Шемухин А. А.²

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

²НИИЯФ МГУ

Эл. почта: s.rustem05@mail.ru

В последнее время стало активно изучаться применение диэлектрических матриц из нанокapилляров для этой методики. Данные матрицы, в зависимости от своих геометрических параметров могут расширить возможности РОР, а именно, могут послужить основой (шаблоном) для ионной нанолитографии, фокусирующей системой для заряженного пучка или могут стать частью конструкции для исследования сложных для вакуума объектов (например, биологических), способствующей выводу ионного пучка на воздух.

Одним из наиболее подходящих и доступных для данных целей материалом является пористый оксид алюминия, а точнее мембраны на его основе, так как они обладают меньшим разбросом диаметра пор по сравнению с трековыми и полимерными мембранами. Мембраны пористого оксида алюминия обладают высокой проницаемостью и степенью однородности каналов по размерам. Особенностью данного материала является то, что технология его производства является экономичной, быстрой и несложной

В данной работе исследовались процессы прохождения ионных пучков гелия высоких (МэВ) энергий через капилляры пористой мембраны. В качестве исходного материала была выбрана алюминиевая фольга толщиной 10 мкм. Экспериментальные образцы представляли собой пластины размерами 15 на 15 мм. Исследования полученных мембран, проводимое с помощью растрового электронного микроскопа, показало, что толщина образцов составляет 15 мкм, а диаметр пор 20...200 нм, в зависимости от выбранного электролита. Эксперименты по облучению проводились на ускорительном комплексе AN-2500 в НИИЯФ МГУ. В результате работы показано, что коэффициент прохождения ионов через мембрану, равный 0,625, позволяет использовать их в качестве диэлектрических капилляров, что дает возможность проводить исследования с помощью ионно-пучковых методик вне условий высокого вакуума. Экспериментально показано, что с помощью метода РОР можно анализировать качество структуры нанопористых мембран.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ на 2014-2015 гг., договор № НК 14-08-31609\14 от 10 февраля 2014 г.

Удаление поверхностных оксидов при молекулярно-пучковой эпитаксии InAs

Чернов М. Ю.^{1,2}, Бакланов А. В.³, Соловьев В. А.²

¹СПбАУ НОЦ НТ

²ФТИ

³СПбГПУ

Эл. почта: chernov.spbau@gmail.com

Полупроводниковые гетероструктуры на основе узкозонного соединения InAs являются перспективными для создания оптоэлектронных приборов, работающих в среднем инфракрасном спектральном диапазоне 3÷5 мкм [1]. Одним из важнейших этапов при выращивании гетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) является начальная стадия роста, успех которой во многом определяется состоянием исходной поверхности. Поверхность должна быть чистой (т.е. при использовании подложки InAs содержать только атомы In и As), атомарно-гладкой и стехиометричной. Традиционный способ получения такой поверхности заключается в процедуре термического удаления слоя естественных окислов, присутствующих на ней. Использование данного способа в случае подложки InAs оказывается весьма проблематичным. При допустимых для InAs температурах ($\approx 510^\circ\text{C}$) полностью удаляются только оксиды мышьяка (As_2O_3 и As_2O_5), в то время как оксид индия (In_2O_3) лишь частично, так как температура, при которой происходит десорбция In_2O_3 , близка к температуре неконгруэнтного разложения InAs. В работе [2] было предложено использовать «импульсный термический отжиг» для удаления слоя оксидов, предварительно сформированного на подложке p-InAs (001) в атмосфере озона при ультрафиолетовом облучении.

Данная работа посвящена разработке методики «импульсного термического отжига» в применении к промышленно-изготавливаемым подложкам *epi-ready n-InAs (001)*. Проведены *in-situ* исследования динамики десорбции слоя естественных окислов методом дифракции быстрых отражённых электронов (ДБОЭ). Детально исследована поверхность *InAs* методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) на различных стадиях отжига подложки и после роста эпитаксиального слоя. Показано, что использование «импульсного термического отжига» приводит к наблюдению на отожженной поверхности подложки *InAs* четкой ДБОЭ реконструкции $(2 \times 4)As$, характерной лишь для эпитаксиально выращенных пленок, и получению средней шероховатости поверхности эпитаксиального слоя $rms = 0.3$ нм на площади 10×10 мкм².

Список литературы

1. J. Wagner, Ch. Mann, M. Rattunde, G. Weimann, *Infrared semiconductor lasers for sensing and diagnostics*, *Appl. Phys. A*, 78, 505-512 (2004);
2. M. Schäfer, W. Naumann, T. Finnberg, M. Hanns, A. Dutschke, R. Anton, *UV/ozone-activated growth of oxide layers on InAs(001) surfaces and oxide desorption under arsenic pressure*, *Appl. Surf. Sci.*, 158, 147-158 (2000);

Синтез коллоидных квантовых точек селенида кадмия в некоординирующей среде октадецена

Мазинг Д. С.¹, Матюшкин Л. Б.², Бровко А. М.², Александрова О. А.²

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

²СПбГЭТУ

Эл. почта: dmazing@yandex.ru

В последнее время полупроводниковые коллоидные квантовые точки (ККТ) привлекают все большее внимание в связи с их применением в качестве маркеров в биомедицине [1, 2]. Помимо варьируемой длины волны излучения в зависимости от размера получаемых частиц их преимуществами по сравнению с органическими флуорофорами являются более высокая фотостабильность, узкая симметричная полоса фотолюминесценции, а также протяженный спектр поглощения в коротковолновой области, что дает возможность возбуждать биомаркеры разных цветов при помощи одного источника. Кроме того, полупроводниковые нанокристаллы предоставляют широкие возможности для функционализации их поверхности для конкретных задач исследования. Перспективными материалами ККТ для ближней инфракрасной области являются узкозонные полупроводники группы $A^{IV} B^{VI}$ [3]. Для создания частиц, применяемых в видимом диапазоне, одним из наиболее востребованных материалов является соединение $A^{II} B^{VI}$ селенид кадмия (*CdSe*) с шириной запрещенной зоны 1,74 эВ.

В данной работе в неполярной среде октадецена методом горячей инъекции [4] были получены ККТ селенида кадмия без использования нестабиль-

ных на воздухе компонентов. Данный метод основан на быстром введении одного прекурсорного раствора в другой при температуре свыше 200°C и позволяет разделить во времени процессы нуклеации и роста, обеспечивая тем самым относительно узкое распределение нанокристаллов по размерам. Октадецен является нетоксичным и эффективным растворителем [5], с температурой кипения около 315°C, что делает возможным варьирование температуры синтеза в широких пределах. В качестве стабилизатора была выбрана олеиновая кислота, а источниками кадмия и селена выступили оксид кадмия и элементарный селен соответственно. Для контроля процесса реакции образцы отбирались последовательно через определенные интервалы времени, и частицы выделялись из исходного раствора при помощи добавления ацетона с последующим центрифугированием и редиспергированием в гексане. Исследования полученных структур производились методами спектроскопии поглощения и фотолюминесценции.

С целью выявления влияния условий синтеза на результат было проведено несколько серий экспериментов с различными мольным соотношением реагентов и схемой синтеза. Синтез с однократной инъекцией прекурсора селена характеризовался относительно быстрым прекращением роста частиц с постепенным ухудшением монодисперсности, связанным с наступлением дефицита свободных мономеров в реакционном объеме. Введение дополнительного количества прекурсорного раствора селена в ходе реакции (синтез проводился с избытком ионов кадмия) с одной стороны приводило к сужению распределения частиц по размерам, а с другой позволило добиться более интенсивного и равномерного роста частиц.

Полученные частицы обладают средним размером в диапазоне 2-3 нм и проявляют яркую фотолюминесценцию с параметром полуширины пика межзонной излучательной рекомбинации, колеблющимся в пределах от 25 до 40 нм, что свидетельствует о высокой монодисперсности системы. Квантовый выход частиц определялся методом сравнения с флуорофором Родамином Ж.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-15-00324).

Список литературы

1. Сенсоры на основе металлических и полупроводниковых коллоидных наночастиц в биомедицине и экологии / С. Ф. Мусихин, О. А. Александрова, В. В. Лучинин и др. // Биотехносфера. 2013. № 2. С. 2–17;
2. Полупроводниковые коллоидные наночастицы в биологии и медицине / С. Ф. Мусихин, О. А. Александрова, В. В. Лучинин и др. // Биотехносфера. 2012. №5–6. С. 40–48;
3. Синтез и самоорганизация квантовых точек сульфида свинца для люминесцентных структур, полученных методом испарения коллоидного раствора / О. А. Александрова, А. И. Максимов, Е. В. Мараева и др. // Нано- и микросистемная техника. 2013. № 2. С. 19–23;

4. Особенности синтеза люминесцирующих полупроводниковых наночастиц в полярных и неполярных средах / Л. Б. Матюшкин, О. А. Александрова, А. И. Максимов и др. // Биотехносфера. 2013. № 2. С. 28–33;
5. Peng X., Qu L., Peng Z. A. Alternative Routes toward High Quality CdSe Nanocrystals// Nano Letters. 2001. Vol.1 (6). P.333–337;

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

Исследование структуры потоков жидких сред методом фотокорреляционной спектроскопии

Вологдин В. А.¹, Давыдов В. В.¹

СПбГПУ

Эл. почта: joy214@rambler.ru

Исследование структуры распределения молекул и особенностей, возникающих в механизме формирования ядерной магнитной релаксации в текущем потоке жидкой среды, является актуальной задачей фундаментальной физики [1-3]. Полученные результаты исследований необходимы для совершенствования конструкций различных измерителей физических величин потока (расходомеров, спектрометров, пульсоксиметров и т.д.), приборов искусственного жизнеобеспечения человека, систем охлаждения с движущейся жидкостью и т.д.

Особый интерес также представляют исследования процессов формирования констант релаксации (времен продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации) текущего потока, а также разработка новых методов их измерения с помощью комбинационного рассеяния света. Измерение T_1 в текущем потоке в отличие от T_2 представляет собой очень сложную задачу, особенно при работе с агрессивными жидкостями [3]. Время T_1 жидкой среды определяется поступательным, колебательным и вращательным движением молекул. Данные процессы успешно исследуются с помощью комбинационного рассеяния света [2].

В работе впервые рассмотрено одно из возможных направлений исследования структуры потока и возникающих в нем особенностей механизмов ядерной магнитной релаксации с помощью автокорреляционной функции интенсивности рассеянного лазерного излучения от намагниченной текущей жидкости при различных направлениях ориентации вектора намагниченности. Интенсивность линий комбинационного рассеяния определяется сечением рассеяния $\sigma (m \leftarrow l)$ для перехода между энергетическими уровнями E_l и E_m . Эти уровни характеризуются квантовыми числами J и J' ; полного углового момента и т.д. [4]. Для системы свободно ориентирующихся молекул интенсивность комбинационного рассеяния зависит также от числа рассеивающих молекул N , суммы вероятности заселения вырожденных уровней, определяемых ядерным спином S от интенсивности I_0 и угла ϑ между осью диполя и направлением возбуждающего света [2, 4].

Интенсивность, рассеянная в полный телесный угол 4π определяется выражением [4]:

$$I(\nu)_{m \leftarrow l} = \sigma(\nu)_{m \leftarrow l} g_s \frac{N(2J+1)}{Z} \exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) I_0 \sin^2 \vartheta$$

E_l - энергия нижнего состояния, k - постоянная Больцмана, T - температура, Z - статистическая сумма.

Но так как регистрация сигнала рассеяния ведется в определенном направлении, то рассеянный свет собирают из некоторого ограниченного угла, поэтому используется дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma_s / d\Omega$. Для жидкости его определяют следующим образом [1, 2]:

$$\frac{d\sigma_j}{d\Omega} = \frac{16\pi^4}{45} \frac{\sigma_j^2 (\nu_0 - \nu_j)^4}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu_j}{kT}\right)} g_j (45a_j^2 + 7\gamma_j^2) L \sin^2 \vartheta$$

ϑ - угол между направлением наблюдения и направлением воздействия возбуждающего излучения. L - поправочный множитель

$$L = \frac{n_s (n_s^2 + 2)^2 (n_0^2 + 2)^2}{n_0 \quad 81}$$

n_0 и n_s - показатели преломления жидкости от частоты возбуждающего и рассеянного излучения.

Проведенные нами исследования показали, что при намагниченности молекул воды с сильным полем изменяют угол ϑ по сравнению со случаем когда жидкость не обладает намагниченностью. Управляя ориентацией вектора намагниченности в месте воздействия лазерного излучения угол поворота намагниченности можно установить с высокой точностью по сигналу ЯМР. Построив зависимость I от ϑ_M можно найти ϑ - соответствующей жидкости без намагниченности, который до этого экспериментально определить было невозможно.

Это позволяет в дальнейшем строить не одну автокорреляционную функцию по регистрируемому рассеянному излучению а от 4 до 8 (для различных ориентаций вектора намагниченности), что значительно повышает точность измерений при определении структуры потока.

Список литературы

1. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965. 512 с.;
2. Вебер А. Спектроскопия комбинационного рассеяния света в газах и жидкостях, М.: Мир, 1992. 374 с.;
3. Давыдов В.В., В.И. Дудкин, Карсеев А.Ю. Повышение точности измерения констант релаксации текущей жидкости в ядро — магнитном спектрометре. Известия высших учебных заведений. Приборостроение, 2013. Т. 56, № 10, с. 64 — 68;
4. Абрагам А. Ядерный магнетизм, М.: Издательство Иностран. лит., 1963. 612 с.;

Исследование спектров ЭПР монокристаллов тiogаллата свинца, легированных неодимом

Успенская Ю. А.¹, Крамущенко Д. Д.¹, Асатрян Г. Р.¹, Храмцов В. А.¹

¹ФТИ

Эл. почта: yuliauspenskaya@mail.ru

В данной работе впервые обнаружены и исследованы спектры электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) ионов Nd^{3+} в монокристаллах $PbGa_2S_4$. Измерения проводились на стандартном радиоспектрометре X-диапазона (3 см) фирмы JEOL, в температурном интервале $4 \div 20$ К.

В исследованных образцах $PbGa_2S_4 : Nd^{3+}$, при низких температурах $T < 15$ К наблюдался спектр ЭПР, состоящий из трех интенсивных и ряда линий малой интенсивности.

Природный неодим, кроме четных изотопов с $I = 0$, имеет также два нечетных изотопа, каждый из которых имеет ядерный спин $I = 7/2$. Естественная распространенность этих изотопов равна 12.17% и 8.30% для ^{143}Nd и ^{145}Nd , соответственно, а отношение их ядерных магнитных моментов равно 1.609. Наблюдаемые три интенсивные линии ЭПР, полностью соответствует ожидаемому спектру для магнитно-неэквивалентных положений ионов Nd^{3+} , замещающих свинец. Каждая из этих линий представляет собой две группы по восемь линий, представляющие собой компоненты сверхтонкой структуры от нечетных изотопов и центральная интенсивная линия принадлежащая четным изотопам. Наблюдается также ряд линий ЭПР малой интенсивности, сгруппированных вокруг основных трех линий и имеющих подобные ориентационные зависимости резонансных полей.

В структуре $PbGa_2S_4$ ионы свинца локализованы в трех структурно неэквивалентных положениях в кристаллической решетке ($Pb1$, $Pb2$ и $Pb3$), отличающихся расстояниями до ближайших ионов серы. Наблюдаемые три интенсивные линии ЭПР, обозначаемые нами как $Nd1$, $Nd2$ и $Nd3$, соответствуют трем структурно неэквивалентным положениям свинца. Таким образом, можно сделать однозначный вывод о замещении всех трех структурно неэквивалентных позиций ионов Pb^{2+} ионами Nd^{3+} в элементарной ячейке монокристаллов $PbGa_2S_4$.

Гетеровалентное замещение ионов основы Pb^{2+} на Nd^{3+} в кристаллической решетке тiogаллата свинца требует зарядовой компенсации. Причиной наблюдения линий малой интенсивности в спектре ЭПР является нарушения регулярности кристаллической решетки в непосредственном окружении парамагнитного центра. Такие нарушения возникают при локальной компенсации заряда, когда образуется дефект в анионных узлах в ближайшем окружении Nd^{3+} . Это приводит к смещению ионов серы, искажению симметрии и величины кристаллического поля на парамагнитном центре. В окружении каждого иона Pb^{2+} , замещаемого ионом Nd^{3+} находится по 8 ионов серы, образующих тетрагональную антипризму. В зависимости от того, который из этих анионных узлов искажен, возникают парамагнитные центры с разной

локальной симметрией. Подробное исследование центров Nd^{3+} с локальной компенсацией заряда требует дальнейших исследований.

Работа была поддержана Российским Научным Фондом, грант № 14-12-00859.

Двухэлектронные центры с отрицательной корреляционной энергией в сульфидах и селенидах мышьяка

Рабчанова Т. Ю.¹

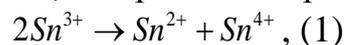
¹РГПУ

Эл. почта: Lion-1990@yandex.ru

Эта работа посвящена идентификации U^- - центров олова в стеклообразных сульфидах и селенидах мышьяка методом мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{119}Sb (^{119m}Sn). Объектами исследования служили стеклообразные сплавы As_xS_{1-x} ($As_{0.6}S_{0.4}$, $As_{0.45}S_{0.55}$, $As_{0.4}S_{0.6}$, $As_{0.286}S_{0.714}$ и $As_{0.2}S_{0.8}$) и As_xSe_{1-x} ($As_{0.6}Se_{0.4}$, $As_{0.5}Se_{0.5}$, $As_{0.4}Se_{0.6}$, $As_{0.286}Se_{0.714}$ и $As_{0.2}Se_{0.8}$). Эмиссионные мессбауэровские спектры измерялись при 80 К. Стандартным поглотителем служило соединение $CaSnO_3$ с поверхностной плотностью 0.1 mg/cm² по изотопу ^{119}Sn .

Мессбауэровские спектры ^{119}Sb (^{119m}Sn) всех стекол представляли собой суперпозицию одиночной уширенной линии, изомерный сдвиг которой типичен для шести координированных соединений четырехвалентного олова с серой и селеном (Sn_6^{4+}), и плохо разрешенного дублета, квадрупольное расщепление и изомерный сдвиг которого типичны для трех координированных соединений двухвалентного олова с серой и селеном (Sn_3^{2+}). Доля центров Sn_3^{2+} зависит для обоих типов стекол от состава (она уменьшается с ростом содержания атомов халькогена в стеклах) и от режима закалки (она возрастает с ростом температуры и скорости закалки).

Электронный захват в ^{119}Sb сопровождается оже-процессом и возникновением высоко заряженных дочерних атомов ^{119m}Sn . Эти ионы за время много меньшее $t_0 \approx 18ns$ переходят в зарядовые состояния, отвечающие зарядовым состояниям материнских атомов ^{119}Sb . Поскольку состояние Sn^{3+} не является типичным для соединений олова, то протекает процесс:



который отражается в мессбауэровском спектре в появлении линий, отвечающих состояниям Sn_3^{2+} и Sn_6^{4+} . Реакция (1) описывает поведение двухэлектронных центров с отрицательной корреляционной энергией. Мы можем заключить, что состояние Sn_3^{2+} в мессбауэровском спектре стекол соответствует однократно ионизованному акцептору, состояние Sn_6^{4+} соответствует однократно ионизованному донору, а состояние Sn^{3+} соответствует нейтральному состоянию амфотерного двухэлектронного центра олова с отрицательной корреляционной энергией.

Влияние состава стекла на соотношение концентраций центров Sn_3^{2+} и Sn_6^{4+} может быть объяснено в рамках модели, согласно которой избыточные атомы халькогена (относительно стехиометрического состава As_2X_3) в структуре стекол генерируют мелкие электрически активные центры акцепторного типа. В этом случае, возрастание концентрации халькогенов должно приводить к изменению заселенностей состояний Sn_3^{2+} и Sn_6^{4+} . Это явление мы и наблюдали в мессбауэровских спектрах. Электрическая активность центров олова согласуется с зависимостью тонкой структуры спектров As_2Se_3 :¹¹⁹Sb от режима закалки — возрастание скорости закалки приводит к возрастанию концентрации электрически активных точечных дефектов стекла (типа разорванных химических связей) и изменению заселенностей состояний Sn_3^{2+} и Sn_6^{4+} .

Автор выражает искреннюю благодарность за руководство работой научному руководителю, профессору П.П. Серегину.

Плазмонный резонанс в метаматериалах AsSb-AlGaAs

Ушанов В. И.^{1,2}, Чалдышев В. В.¹, Ильинская Н. Д.¹, Лебедева Н. М.¹, Яговкина М. А.¹, Преображенский В. В.³, Пулято М. А.³, Семягин Б. Р.³

¹ФТИ

²СПбГПУ

³ИФП СО РАН

Эл. почта: Decorus2009@mail.ru

В настоящее время развитие фотоники тесно связано с разработкой новых метаматериалов. Метаматериалами принято называть композиционные материалы, свойства которых обусловлены коллективными эффектами и взаимодействием света с составляющими их элементами, имеющими размеры значительно меньше длины волны света, но больше размеров отдельных атомов. Примером метаматериала является полупроводниковая матрица, содержащая массив нановключений металла. Поскольку полупроводники и металлы обладают диэлектрическими проницаемостями ϵ , разными как по величине, так и по знаку, наличие массива металлических нановключений в полупроводниковой матрице позволяет существенно модифицировать диэлектрические свойства среды. При наличии периодичности в расположении наночастиц, близкой к половине длины волны света, приближение эффективной среды становится неприменимым, а в оптических спектрах должен появляться брэгговский резонанс, возникающий из-за дифракции электромагнитных волн.

Нами исследовались оптические свойства метало-полупроводниковых метаматериалов на основе матрицы AlGaAs, выращенных методом МЛЭ и содержащих массивы нановключений полуметалла AsSb. Окно прозрачности полупроводниковой матрицы лежало в диапазоне от 700 нм и более. Нановключения в среде образовывали трёхмерные хаотические массивы или располагались в виде брэгговской структуры, содержащей 24 периода, с максимумом отражения на длине волны вблизи 780 нм. Объёмная доля наночастиц

не превышала 1%. Для случая хаотического распределения размеры наночастиц были различны в зависимости от образца — от 6 нм и менее.

Экспериментально изучалась экстинкция света в неупорядоченной системе нановключений AsSb. В спектрах оптической экстинкции удалось наблюдать пик резонансного поглощения света, средняя энергия которого составила 1.47 эВ со средней полной шириной на половине высоты 0.19 эВ, который мы связываем с поглощением света поверхностными плазмонами на границах раздела металлическое нановключение — полупроводниковая матрица. Положение данного пика практически не зависело от энергии света, что хорошо согласуется с теорией Ми для случая частиц, малых по сравнению с длиной волны света.

В случае периодической системы слоёв нановключений экспериментальная часть работы заключалась в исследовании спектров оптического отражения для различных углов падения и поляризаций света. В спектрах оптического отражения от периодической системы слоёв наночастиц обнаружена брэгговская дифракция. Резонансная энергия главного брэгговского пика составила 1.59 эВ, а его амплитуда равнялась 23%. Наблюдение сильной брэгговской дифракции света свидетельствует о близости наблюдаемого брэгговского и обнаруженного плазмонного резонансов.

Для количественного описания экспериментальных данных по оптической экстинкции был выполнен расчёт по теории Ми для образца, содержащего нановключения AsSb наибольших размеров. Расчётные и экспериментальные параметры плазмонных резонансов совпали: резонансная энергия составила 1.48 эВ, а полная ширина на половине высоты — 0.18 эВ. Моделирование спектров оптического отражения осуществлялось методом матриц переноса через слоистый метаматериал AsSb-AlGaAs с учётом обнаруженных плазмонных особенностей. Сравнение полученных расчётных и экспериментальных зависимостей показало хорошее качественное и количественное согласие.

Поверхностные колебания кластеров в обобщенной LC-модели нанокompозитов металл-диэлектрик

Олехно Н. А.^{1,2}, Бельтюков Я. М.², Паршин Д. А.¹

¹СПбГПУ

²ФТИ

Эл. почта: olekhnon@gmail.com

Упорядоченные и неупорядоченные металл-диэлектрические нанокompозиты в последнее время привлекают все больший интерес как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения. Упорядоченные композиты используются для создания метаматериалов в широком спектре частот от радио- до оптического диапазона [1]. В неупорядоченных композитах наблюдаются гигантские флуктуации локальных электрических полей, связанные с плазмонными резонансами, возникающими в металлических гранулах, и

приводящие к нелинейным эффектам, например поверхностно-усиленному Рамановскому рассеянию [2].

Одной из моделей металл-диэлектрического композита, возникающей при дискретизации уравнений Максвелла для исходной среды, является замена композита дискретной LC В этой модели металлическим областям отвечает решетка из параллельных LC-контуров с индуктивностью $L = 4\pi c^2 / (a\omega_p^2)$ и емкостью $C = a / 4\pi$, а прослойкам диэлектрика — решетка емкостей номиналом $C = \varepsilon a / 4\pi$, где a — постоянная решетки сетки, ε — проницаемость диэлектрика, ω_p — плазменная частота, c — скорость света. Для качественного исследования неупорядоченных металл-диэлектрических композитов металлические гранулы достаточно заменить одним параллельным LC-контуром, прослойки диэлектрика - одним конденсатором, при этом соответствующие номиналы L и C зависят от размеров гранул и диэлектрических промежутков. Ранее такие сети исследовались только в случае, когда значения всех L - и C -связей одинаковы [3, 4]. Это является существенным ограничением, в особенности для неупорядоченных композитов, в которых размеры гранул, промежутки между ними и проницаемость диэлектрика ε могут флуктуировать.

Поэтому мы обобщили модель на случай сетей с произвольными значениями L и C . В этой формулировке модель имеет вид обобщенной задачи на собственные значения

$$\sum K_{ij}\varphi_j - \omega^2 \sum C_{ij}\varphi_j = 0,$$

где i, j - номера узлов решетки, K_{ij} - матрица обратных индуктивностей, C_{ij} - матрица емкостей. Собственные числа ω отвечают резонансным частотам сети, собственные векторы φ_j описывают распределение потенциала в узлах решетки.

С помощью данной модели мы исследовали локальные электрические поля и спектральные свойства упорядоченных и неупорядоченных кластеров. Для упорядоченных кластеров обнаружены мультипольные резонансы и поверхностные колебательные моды.

Список литературы

1. Cai W., Shalaev V.M., Optical metamaterials fundamentals and applications, Springer, 2010;
2. Sarychev A.K., Shalaev V.M., Electromagnetic field fluctuations and optical nonlinearities in metal-dielectric composites, Physics Reports 335, 275, 2000;
3. Jonckheere Th., Luck J.M., Dielectric resonances of binary random networks, J. Phys. A, 31, 3687, 1998;
4. Raymond L. et al, Dielectric resonances in disordered media, Eur. Phys. J. B 31, 355, 2003;

Плазмонное усиление и различные механизмы тушения флуоресценции и фосфоресценции анионных и катионных красителей в различных средах

Цибульникова А. В.¹, Тихомирова Н. С.¹, Брюханов В. В.², Слежкин В. А.¹

¹КГТУ

²БФУ им. И. Канта

Эл. почта: memorgold@mail.ru

Представляло интерес провести сравнительные исследования влияния НЧ цитратного гидрозоля серебра на флуоресценцию анионных и катионных красителей в различных средах: в воде, в полимерных пленках и на поверхности нанопористого кремнезема. В качестве объектов исследования были выбраны эозин (анион- Е) и родамин 6Ж (катион — Р6Ж). Были исследованы интенсивности и времена жизни флуоресценции молекул красителей от концентрации НЧ серебра цитратного гидрозоля.

Синтез гидрозоля серебра осуществляли методом восстановления нитрата серебра цитратом натрия. Максимум плазмонного поглощения приходится на $\lambda = 415$ нм, а размер полученных НЧ серебра составляет $r \approx 35$ нм, что согласуется с литературными данными [1, 2].

Полученные значения констант тушения $kq = 10^{12} - 10^{14}$ л·моль⁻¹·с⁻¹ возбужденных состояний молекул во всех исследованных средах свидетельствуют о статическом механизме тушения и образовании комплексов с переносом заряда между НЧ серебра и молекулами красителей в основном состоянии. Следует отметить, что при столь малых концентрациях НЧ серебра ($C \approx 1 \cdot 10^{-8}$ М) изменений в спектрах поглощения и флуоресценции молекул обнаружено не было.

Квантово-химические расчеты показывают, что адсорбция воды на кластере серебра имеет малую энергию, но все же существенно влияет на изменение спиновой плотности в серебре [3]. Контакт красителя с нано-кластером также не должен изменять энергию состояний, но способен существенно влиять на тушение флуоресценции и фосфоресценции красителя. Так как его волновые функции очень чувствительны к перераспределению спиновой плотности на НЧ металла.

Вместе с тем, при исследовании кинетики затухания флуоресценции и фосфоресценции молекул было обнаружено и, так называемое, динамическое тушение возбужденных состояний. Так, из кривых затухания флуоресценции была вычислена константа динамического тушения $K_{\text{дин}} \approx 1 \cdot 10^3$ М⁻¹. Таким образом, имеет место комбинированный механизм тушения НЧ серебра возбужденных состояний красителей во всех изученных средах.

В пленках ПВХ наблюдали также большую реакцию на усиление интенсивности флуоресценции и времени жизни у молекул Р6Ж по сравнению с молекулами Е. Это может быть связано с ионным взаимодействием катионов молекул Р6Ж с НЧ гидрозоля серебра, имеющими внутреннюю оболочку из отрицательно заряженных цитратов натрия. Действительно, с использовани-

ем электрохимического метода, было установлено, что НЧ серебра имеют отрицательный заряд. Можно предположить, что процесс образования ионных комплексов цитрат-ионов серебра с молекулами красителей РБЖ происходит по реакции обмена катионов Na^+ на катионы красителя $(\text{C}_{28}\text{H}_{31}\text{NO}_3\text{N}^+)\text{Cl}^-$.

Наличие отрицательного заряда на поверхности НЧ серебра затрудняет их комплексообразование с анионами молекул Е и тем самым уменьшается эффективность тушения флуоресценции.

Полученные в работе эффекты усиления интенсивности свечения флуоресценции и времени жизни флуоресценции и фосфоресценции, по-видимому, связаны с дистанционной зависимостью процесса обмена плазмонной энергией с молекулами красителей. При некоторых средних расстояниях происходит «подкачка» энергии от поверхностных плазмонов электронных состояний молекул красителей, а при дальнейшем сближении взаимодействующих частиц, происходит усиление «металлического» тушения в результате безызлучательных потерь плазмонной энергии в наночастицах.

Таким образом, спектрально-кинетические исследования плазмонных взаимодействий НЧ серебра с возбужденными состояниями молекул красителей показали следующее. Во-первых, в основе механизма усиления и тушения флуоресценции и фосфоресценции НЧ серебра лежит образование ионных комплексов, и, во-вторых, при использовании цитратных гидрозолей серебра с ионными молекулами различных классов необходимо учитывать высокую скорость металлического тушения — перенос электронной энергии возбуждения на металлические наночастицы.

Результаты получены в рамках государственного задания Минобрнауки России № 3.809.2014/К.

Список литературы

1. Bonsak J. Chemical Synthesis of nanoparticles for Light Trapping Applications in Silicon Solar Cells. Faculty of Mathematics and Natural Sciences University of Oslo. p. 139, 2010;
2. Болдов И.А., Кучьянов А.С., Плеханов А.И., Орлова Н.А., Каргаполова И.Ю., Шелковников В.В.. Оптоволоконный химический сенсор на соединения аминного типа., ФТТ., Т. 53. № 6.Р, с.1080-1090, 2011;
3. Чекман И.С., Минаев Б.Ф, Небесная Т.Ю., Литвин В.А., Галаган Р.Л. Синтез новых типов наночастиц серебра и золота с использованием синтетических гуминовых веществ, Ж. Нац. Академии Мед. Наук України.Т. 18. № 4, с. 451-460, 2012;

Особенности оптических и ОДМР спектров азотно-вакансионных центров окраски в кристаллах алмаза

Дмитриев А. К.^{1,2}

¹ФТИ

²СПбГПУ

Эл. почта: alexdmk777@gmail.com

1. Введение

NV центры представляют огромный интерес для современной квантовой оптики, информатики, криптографии и магнитометрии; в первую очередь это относится к отрицательно заряженным NV^- центрам в силу возможности возбуждения и наблюдения в них ОДМР. Это основной инструмент таких областей физики, как прецизионная квантовая магнитометрия, квантовая информатика, квантовая криптография и т.д., позволяющий возбуждать и регистрировать спиновые переходы в электронных и ядерных структурах оптическими методами. В данной работе исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) NV^- центров, возбуждаемые коротковолновым лазерным излучением в видимом и ближнем УФ диапазонах спектра, с целью проверки предположения о наличии полос поглощения в УФ области.

2. Экспериментальное исследование спектров люминесценции NV центров в алмазе

Исследование зависимостей амплитуд БФЛ от длины волны накачки позволило заключить, что NV^0 центр имеет дополнительную линию поглощения в УФ диапазоне, о чем свидетельствует рост как амплитуды БФЛ NV^0 , так и интегральной интенсивности ФЛ при уменьшении длины волны накачки от 390 до 345 нм. В отличие от NV^0 центра, NV^- центр не обнаруживает линий поглощения в ближней УФ области. Более того, при уменьшении длины волны накачки до 495 нм и далее наблюдается инверсия БФЛ в люминесценции на длине волны 637 нм.

Данный эффект может быть объяснен следующим образом: поскольку характерные спектры NV^- центра смещены на 62 нм в красную область относительно спектров NV^0 центра, полоса излучения NV^0 центра перекрывает как БФЛ NV^- центра, так и (частично) широкую фононную полосу поглощения NV^- центра. Поэтому в условиях, когда NV^0 центры, поглощая УФ излучение накачки, переизлучают его в широкой полосе в области $\lambda \geq 575$ нм, NV^- центры эффективно поглощают переизлученный NV^0 центрами свет. Это поглощение, в частности, приводит к образованию узкого провала на длине волны 637 нм (БФЛ NV^-) в спектре суммарной ФЛ обоих центров.

3. Наблюдение сигналов ОДМР в примесных NV центрах в алмазе

Сигналы ОДМР в кристалле синтетического алмаза марки SDB 1085 60/70 исследовались как в сильных полях ($B > 5 \cdot 10^{-3}$ нТл = 50 Гс), в которых все четыре линии, соответствующие ориентациям NV центров вдоль различных осей кристаллической решетки, могут быть разрешены при соответствующем направлении магнитного поля относительно кристалла, так и в слабых полях.

Спектры ОДМР исследовались методом медленной 100% амплитудной модуляции СВЧ поля, что позволило избежать уширения сигналов ОДМР частотой модуляции.

Зависимость расщепления магнитоинвариантных уровней структуры основного состояния NV центров от напряженности магнитного поля была нами измерена в диапазоне полей 0-10 Гс, в результате были вычислены TZFS (transverse zero field splitting) — параметр поперечного расщепления в нулевом поле, и эффективное гиромагнитное отношение, усредненное по всем ориентациям кристалла. Для исследуемого образца величина TZFS составила $E = 2\pi(3.2 \pm 0.1)$ МГц, а величина гиромагнитного отношения $\gamma = 2\pi(1.6 \pm 0.1)$ МГц. Следовательно, в типичном земном поле $B = 5 \cdot 10^{-5}$ нТл = 0.5 Гс предельно достижимая чувствительность магнитометра на исследуемом образце падает примерно в четыре раза по сравнению с чувствительностью, достижимой в сильных полях.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности применения NV центров в субмиллиметровой магнитометрии в диапазоне полей $> 2 \cdot 10^{-4}$ Тл = 2 Гс и в меньших полях, в том числе земных — с некоторым снижением интенсивности. При этом, безусловно, должна быть использована балансная схема с одновременным опросом обоих магнитных переходов и вычислением разности их частот, что позволит исключить температурную зависимость показаний магнитометра.

4. Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 13-02-00589).

Список литературы

1. J. M. Taylor, P. Cappellaro, L. Childress, L. Jiang, D. Budker, P. R. Hemmer, A. Yacoby, R. Walsworth, and M. D. Lukin, Nat. Phys 4, 810 (2008);
2. V. A. Astapenko, A. S. Baturin, V. L. Velichanskii, S. A. Zibrov, E. V. Korostylev, and L. P. Sukhanov, Nanostrukt. Mat. Fiz. Model. 8 (1), 17 (2013);
3. V. M. Acosta, D. Budker, P. R. Hemmer, J. R. Maze, R. L. Walsworth, Optical Magnetometry, Ed. by D. Budker and D. F. Kimball (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2013);

Восстановление матрицы плотности и исследование характеристик гауссовых полей

Корнеева О. М.¹, Мирошниченко Г. П.¹

¹ИТМО

Эл. почта: korneevaom@yandex.ru

В работе показано применение подхода дискретного детектирования для исследования различных характеристик гауссовых полей. Предложенная

процедура детектирования позволят изучать микроволновые поля с помощью подхода, аналогичного оптической гомодинной томографии. Для реконструкции гауссовых полей необходимо знать первый момент фазовой квадратуры поля и среднее число фотонов в моде. Здесь обсуждается способ их получения и дальнейшего применения для исследования поля.

Введение

Квантовая томография — удобный инструмент исследования квантовых полей, позволяет восстанавливать матрицу плотности квантового поля. Теория квантовой томографии состояний фотонов в оптическом диапазоне, основанная на методе оптического гомодинамирования, хорошо развита в работах [1, 2, 3]. В случае поля микроволнового диапазона состояние измеряют классическими радиочастотными методами [4, 5], так как отсутствуют счетчики фотонов в данном диапазоне. В работе предлагается новый подход к реконструкции матрицы плотности поля фотонов в резонаторе с помощью дискретного детектирования, который позволяет исследовать микроволновые поля способом, аналогичным оптической гомодинной томографии.

Исследование характеристик гауссовых полей

Процесс дискретного детектирования позволяет получить набор моментов k -го порядка $\{M_k(\phi)\}$ для оператора фазовой квадратуры $K(\phi)$

$$M_k(\phi) = \text{Tr}_f \left[(K(\phi))^k \rho_f \right],$$

$$K(\phi) = (e^{i\phi} a + e^{-i\phi} a^\dagger) / 2$$

Здесь ϕ — фаза оператора, Tr_f — след по состояниям фотонов, ρ_f — матрица плотности поля, a^\dagger — операторы рождения и уничтожения фотонов. Данный набор моментов характеризует поле в резонаторе и используется для проведения процедуры томографии.

Произведено описание взаимодействий атома с установкой для дискретного детектирования, определены соответствующие операторы развития. Получены $P_{\beta\alpha}$ выражения для вероятности обнаружения атома в состоянии β (конечное состояние атома после всех взаимодействий) при условии, что атом был подготовлен в состоянии α (начальное состояние атома до взаимодействий).

При учете условия, что число фотонов в моде велико по сравнению со временем взаимодействия атома с модой квантового поля в резонаторе, атом влетал в основном состоянии ($\alpha = 0$) и был зафиксирован после пролета через резонатор в основном состоянии ($\beta = 0$), получена зависимость первого момента фазовой квадратуры $M_1(\phi)$ и среднего значения числа фотонов $\langle n \rangle$ от вероятности детектирования атома P_{00} . Произведена проверка указанных выше зависимостей. Для этого построена модель эксперимента счета атомов, пролетевших через резонатор.

Представлены возможности данного метода для исследования характеристик гауссовых полей. Знание первого момента фазовой квадратуры и среднего числа фотонов в моде позволяет изучать различные характеристики

гауссовых полей [9, 10]. С помощью них можно выразить Р-представление Глаубера матрицы плотности гауссовых тепловых и суперпозиции теплового и когерентного полей. Р-представление позволяет восстанавливать матрицу плотности поля фотонов в любом базисе. Также возможно восстановление плотности вероятности различных операторов для суперпозиции гауссовых тепловых и когерентных полей. Например, операторов $p = K(\pi/2)$ и $q = K(0)$, которые характеризуют электрическую и магнитную составляющую поля.

Заключение

В работе проведено исследование метода, который позволяет изучать микроволновое поле способом, похожим на оптическую гомодинную томографию. Получена связь первого момента фазовой квадратуры и среднего значения числа фотонов с частотой обнаружения атома в основном энергетическом состоянии. Показаны возможности данного метода для исследования характеристик гауссовых полей.

Список литературы

1. Lvovsky A. I., Raymer M. G., Continuous-variable optical quantum-state tomography, *Rev. Mod. Phys.*, Vol 81., pp. 299–332., 2009;
2. D`Ariano G. M., Paris M., Sacchi M., Quantum Tomography, *Advances in Imaging and Electron Physics.*, Vol. 128., pp. 205–308., 2003;
3. D`Ariano G. M., Leonhardt U., Paul H., Homodyne Detection of the Density Matrix of the Radiation Field, *Physical Review A.*, Vol. 52., p. 1801, 1995;
4. Dicke R. H., The Measurement of thermal radiation at microwave frequencies, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 17, p. 268, 1946;
5. Bardroff P. J., Mayr E., Schleich W. P., Quantum state endoscopy: Measurement of the quantum state in a cavity, *Physical Review A*, Vol. 51, p. 4963, 1995;
6. Miroshnichenko G. P., Measuring statistical characteristics of a quantized mode in various photodetection regimes, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, Vol. 104, pp. 724–735, 2007;
7. Vogel K., Risken H., Determination of quasiprobability distributions in terms of probability distributions for the rotated quadrature phase, *Physical Review A*, — Vol. 40, pp. 2847–2849, 1989;
8. Smithey D. T., Beck M., Raymer M. G., Faridani A., Measurement of the Wigner distribution and the density matrix of a light mode using optical homodyne tomography: application to squeezed states and the vacuum, *Physical Review Letters*, Vol. 70, p. 1244, 1993;
9. Roy J. Glauber., Coherent and Incoherent States of the Radiation Field, *Physical Review*, Vol. 131, p. 2766, 1963;
10. G. Lachs., Theoretical aspects of mixtures of thermal and coherent radiation, *Physical Review*, Vol. 138, pp. 1012–1016, 1965;

Детектирование безызлучательных переходов в молекулах синглетного кислорода методами классической и цифровой голографии

Бельтюкова Д. М.^{1,2}, Семенова И. В.², Белашов А. В.^{3,2}, Петров Н. В.³, Васютинский О. С.²

¹СПбГПУ

²ФТИ

³ИТМО

Эл. почта: dina_max@list.ru

Синглетным кислородом называют молекулу кислорода в первом возбужденном состоянии $a^1\Delta_g$. Образование и детектирование синглетного кислорода является одной из важнейших проблем современной биохимии и медицины. Синглетный кислород является одной из активных форм кислорода и играет важную роль в разнообразных процессах в живых организмах. Будучи химически очень активным, он токсичен для большинства биологических молекул.

Наиболее широко используемым методом генерации синглетного кислорода является фотодинамическое возбуждение с участием фотосенсибилизаторов.

Методы детектирования синглетного кислорода основываются на процессах, связанных с дезактивацией возбужденных состояний и переходом молекулы в основное состояние. Дезактивация может происходить радиационным путем, регистрация сигнала фосфоресценции $a^1\Delta_g \rightarrow X^3\Sigma_g$ на длине волны 1270 нм с разрешением во времени обеспечивает наиболее прямую информацию о синглетном кислороде в данной системе. Однако этот переход запрещен в электрическом дипольном приближении, поэтому вероятность радиационной дезактивации данного синглетного состояния, и, следовательно, интенсивность соответствующего сигнала фосфоресценции, крайне мала.

Определяющую роль в дезактивации синглетного кислорода играют безызлучательные механизмы [1]. Поскольку одним из следствий передачи энергии синглетного кислорода молекулам среды является локальный нагрев среды и возникновение градиентов температуры, для его детектирования используются фототепловые и фотоакустические методы [2]. Нами впервые было предложено использовать метод голографической интерферометрии для детектирования градиентов температуры, возникающих при дезактивации синглетного кислорода. Преимущество голографического метода заключается в том, что он позволяет получать двумерные время-зависящие пространственные распределения изменений показателя преломления по всей исследуемой области с высоким временным и пространственным разрешением.

В наших экспериментах синглетный кислород генерировался в растворе фотосенсибилизатора Радахлорин [3] в дистиллированной воде при возбуждении диодным лазером (50 мВт) на длине волны 405 нм. Регистрация проводилась с помощью двух реализаций метода голографической интерферометрии. В классическом случае использовался импульсный рубиновый лазер

(694 нм, 20 нс), запись голограмм производилась на высокоразрешающей голографической пленке. Для восстановления распределений фазы из полученных интерферограмм использовалось ПО «Fringe Analyzer», разработанное в СПб ИТМО, и программный пакет Mathcad 14.

Запись цифровых голограмм производилась HeNe лазером (633 nm) на высокоскоростную CCD камеру высокого разрешения. Восстановление полученных цифровых голограмм производилось с помощью алгоритма, позволяющего восстанавливать фазу волнового фронта по одной голограмме [4]. Данный метод позволяет производить моментальную регистрацию всей информации, необходимой для восстановления распределений фазы, что важно для исследования быстропротекающих динамических процессов.

В результате обработки полученных интерферограмм и цифровых голограмм были получены температурные карты возмущенной области. Показано, что для одинаковых условий эксперимента оба метода регистрации дают одинаковые результаты. Проведен сравнительный анализ используемых голографических методик.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 14-13-00266.

Список литературы

1. Vrouenraets, M.B., Visser, G.W.M., Snow, G.B., van Dongen, G.A.M.S., *Anticancer Research* – 2003 – V. 23 – P. 505–522;
2. Braslavsky, S.E., Heibel, G.E., *Chem. Rev.* – 1992 – V. 92 – P.1381-1410;
3. <http://www.radapharma.ru/radahlorin.php>;
4. Liebling M, Blu T, Unser M "Complex-wave retrieval from a single off-axis hologram" *JOSA A*, 21.3, 367-377, (2004);

Вращение радикалов CH_3 в матрицах с ориентационным упорядочением

Стыров К. Г.¹, Дмитриев Ю. А.², Мельников В. Д.²

¹СПбГПУ

²ФТИ

Эл. почта: styrov.k@gmail.com

В докладе представлены результаты работы, являющейся частью поискового исследования, направленного на применение спектроскопии ЭПР захваченных метильных радикалов для изучения динамики и структуры локального матричного окружения молекулы, оценки параметров спин-гамильтониана радикала в газовой фазе, получения новых экспериментальных результатов, которые позволят оценить адекватность существующих и перспективных методов квантово-химических расчетов параметров молекул.

Нами получены спектры ЭПР высокого разрешения радикалов CH_3 , захваченных в матрице твердого азота при температурах 7 — 28 К и твердого монооксида углерода при 7 — 32 К. Из анализа спектров следует, что во всем

температурном диапазоне радикал совершает быстрое вращение вокруг оси симметрии третьего порядка, C_3 , и либрации относительно осей симметрии второго порядка, C_2 . Сравнительное изучение либрационного движения метила в матрицах из линейных молекул, N_2 , CO, N_2O [1] и CO_2 [1, 2], проведено с использованием модели потенциального ящика с бесконечно высокими стенками и плоским дном. В результате получена оценка среднего углового отклонения ориентации радикала и размера потенциальной ямы. Оказалось также возможным оценить вклад классического движения и квантовомеханической коррекции в переориентацию радикала. Обсуждается возможность использования радикала CH_3 в качестве спинового зонда для изучения структурного фазового перехода «порядок-беспорядок» на микроскопическом уровне. Показано, что для матриц из линейных молекул также справедлива эмпирическая формула [3], описывающая матричный сдвиг изотропной константы СТС радикала CH_3 , полученная ранее для матриц из сферически-симметричных частиц. Экспериментальные результаты и их обработка позволили получить оценку анизотропии тензора сверхтонкого взаимодействия для свободного метильного радикала, что представляет особый интерес для теории атомов и молекул. В твердом CO радикал дает узкие линии ЭПР, благодаря чему удалось разрешить квартет симметрии А-типа и дублет симметрии Е-типа, связанные преимущественно вращательным состоянием $J = 0$ и $J = 1$. Обнаружено, что дублет возбужденных вращательных состояний вносит вклад в экспериментальный спектр во всем температурном диапазоне. Анизотропное расщепление сверхтонких линий мультиплета Е-симметрии обнаружено впервые для метильных радикалов. Тщательный анализ спектра ЭПР выявил различную степень взаимодействия вращательных состояний симметрий типа А и Е радикала CH_3 с матричным окружением. Обнаружена температурная зависимость тензора ширины линии, который является аксиально-симметричным для дублета Е-линий и изотропный для квартета А-линий. Предложена модель сложного вращательного движения радикала CH_3 , захваченного в матрицах из линейных молекул.

Список литературы

1. Benetis N. P., Dmitriev Yu. A., “Anomalous EPR intensity distribution of the methyl radical quartet adsorbed on the surface of porous materials. Comparison with solid gas matrix isolation”, *J. Phys. Chem. A.*, v. 117, 4233-4250, 2013;
2. Kiljunen T., Popov E., Kunttu H., Eloranta J., „Rotation of methyl radicals in molecular solids”, *J. Phys. Chem. A.*, v. 114, 4770-4775, 2010;
3. Dmitriev Yu. A., Benetis N. P., „EPR line-shape anisotropy and hyperfine shift of methyl radicals in solid Ne, Ar, Kr, and p-H₂ gas matrices”, *J. Phys. Chem. A.*, v. 114, 10732-10741, 2010;

Аналитические оценки основных статистических характеристик поля Казимира, детектируемого посредством протокола непрямого измерения

Шереметьев В. О.¹, Трифанов А. И.¹

¹ИТМО

Эл. почта: vlad_school@mail.ru

In this paper, we investigate the process electromagnetic field photodetection, generated from dynamical Casimir effect (DCE). In particular, we are interested in indirect measurement implemented via interaction between two-level atom and cavity electromagnetic field. Our task is to evaluate basic statistical characteristics of DCE field conditional state. DCE is the process of photons creation from vacuum due to the cavity border movement or change of medium physical parameters (e.g. dielectric constant). This effect is based on the parametric process of vacuum fluctuations amplification.

The following model is under consideration. Empty cavity filled with one of the mirror coating for periodic movement imitation due to the interaction with laser pulses is used for atom field interaction in gigahertz frequency range. Nonadiabatic change of cavity spectrum produces real photons with frequencies determined by parametric resonance conditions. To analyze statistical properties of DCE field we use a two-level atom-pointer passing through the cavity. After the interaction atomic state is detected in ionizing chamber. Examination of atomic state allows us to determine properties of cavity field conditional state.

For simplicity, we assume that the main contribution to photon production is given by squeezing process. Also relativistic effect due to mirror's accelerated movement and intermode interaction are neglected. These allows us to reduce the problem to interaction of atom with single mode of electromagnetic field. Applying Bogolyubov transformation, we derived several conditions in which Hamiltonian of system with modified vacuum state formally has the structure of Jaynes-Cummings Hamiltonian. Using this fact, we can write analytical expression for operator of vacuum state conditional evolution.

As a result, we have evaluated basic statistical properties of DCE field quantum state, specifically: probability to detect atom in its excited state; mean number of produced photons; probability distribution for mean number of photons; Mandel's parameter; second order correlation functions; dispersion of field quadrature. These expressions are used to research evolution of electromagnetic field state and, specifically, to demonstrate non-classical properties of Casimir field.

Список литературы

1. Dodonov V.V., Current status of the dynamical Casimir Effect, Phys. Scr, 82, 038105, 2010;
2. Dodonov V.V., Dodonov A.V., Approximate analytical results on the cavity dynamical Casimir effect in the presence, Physical Review A, 85, 015805, 2012;

3. Dodonov V.V., Dodonov A.V., Strong modifications of the field statistics in the cavity dynamical Casimir effect, *Physics Letters A*, 375, 4261-4267, 2011;
4. Braggio C., A novel experimental approach for the detection of the dynamical Casimir effect, *Europhys. Lett.*, 70 (6), 754-760, 2005;

Упругое рассеяние экситонных поляритонов

Савченко Г. М.¹, Сейсян Р. П.²

¹СПбГЭТУ

²ФТИ

Эл. почта: ngckju@gmail.com

Экситонные поляритоны известны уже более 60 лет. Однако идея создания приборов на их основе возникла сравнительно недавно. Для решения этой задачи важное значение имеет изучение кинетических свойств поляритонов, и именно этой тематике посвящаются все больше работ по исследованию поляритонных эффектов в полупроводниках.

В данной работе построена микроскопическая теория упругого рассеяния экситонных поляритонов в объемном кристалле GaAs на примесях. Основной целью работы является объяснение странного, на первый взгляд, эффекта, который заключается в том, что упругие процессы рассеяния оказывают влияние на поглощение энергии кристаллом. Такое предположение сделано в работе [1], где экспериментально исследовано поглощение света кристаллом сверхчистого GaAs в области экситонного резонанса в присутствии квантующего магнитного поля. Зависимость коэффициента поглощения, проинтегрированного по частоте, от величины магнитного поля, объясняется рассеянием поляритонов на примесях.

Для описания экситонных поляритонов нами использован метод канонического преобразования Боголюбова-Тябликова [2], позволяющий привести гамильтониан системы взаимодействующих экситонов и фотонов к диагональному виду и определить при этом весовые функции экситонов и фотонов в полной волновой функции поляритона. Далее проведен расчет вероятности упругого рассеяния экситона в рамках водородоподобной модели с последующей перенормировкой результата, учитывающей поляритонный эффект. Показано, что в условиях эксперимента [1] действительно разрешено существование экситонных поляритонов. Получена зависимость фактора диссипативного затухания поляритона от волнового вектора и объясняется связь упругих процессов с истинной диссипацией. Показано, что процессы упругого рассеяния поляритонов могут приводить к их разрушению, если под этим понимать редукцию волновой функции поляритона, представляющей собой линейную комбинацию фотонной и экситонной волновых функций, до экситонов и фотонов, существующих практически независимо. При этом частота актов такого рассеяния определяет фактор диссипативного затухания и, та-

ким образом, влияет на интегральное поглощение света кристаллом. Эта частота прямо пропорциональна числу рассеивающих центров.

Список литературы

1. Сейсян Р.П., Савченко Г.М., Аверкиев Н.С., Диаманитный экситон-поляритон в межзонной магнитооптике полупроводников, ФТП, 46 (7), 896-900, 2012;
2. С.В. Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма, М., Наука, с.119, 1975;

Эволюция солитонов деформации в слоистых волноводах, выполненных из различных материалов

Белашов А. В.^{1,2}, Дрейден Г. В.², Самсонов А. М.², Семенова И. В.²

¹ИТМО

²ФТИ

Эл. почта: belashov.andrey.93@gmail.com

Проводимые в последнее время исследования объемных нелинейных уединенных волн (солитонов) деформации продемонстрировали возможность генерации таких волн в реальных конструкциях, выполненных из материалов, обладающих нелинейно-упругими характеристиками, удовлетворяющими условиям для генерации таких волн.

В однородном волноводе уединенная волна распространяется на большие расстояния практически без потерь и сохраняя свою форму. В неоднородных волноводах параметры волны изменяются в зависимости от неоднородности. В частности, как показали наши недавние исследования по распространению волн в слоистых волноводах [1], в полностью склеенном волноводе параметры солитона деформации близки к таковым для однородного волновода - волна представляет из себя протяженную (длина 35 мм) волну сжатия с характерной амплитудой $2 \cdot 10^{-4}$. При попадании в область деляминации солитон трансформируется: вместо одного импульса сжатия возникает цуг таких импульсов, причем количество вторичных уединенных волн в цуге и амплитуда головного импульса определяются количеством слоев. Поведение солитона существенным образом зависит и от упругих характеристик клея, используемого при изготовлении слоистой структуры.

Настоящая работа посвящена исследованию эволюции солитона деформации в двухслойных волноводах, слои которых выполнены из разных материалов — ПММА и полистирола. Показано, что в деляминированном волноводе волна распространяется в каждом из слоев независимо, со скоростью, характерной для данного материала; в то время как в полностью склеенном волноводе образуется единая волна. Исследованы параметры такой волны. Регистрация волновых процессов производилась с помощью техники голографической интерферометрии. В работе предложена новая методика цифровой обработки интерферограмм.

Список литературы

1. G.V.Dreiden, K.R.Khusnutdinova, A.M.Samsonov, I.V.Semenova. Bulk strain solitary waves in bonded layered polymeric bars with delamination. J. Appl. Phys. 112, 063516, 2012;

Оптическая модуляция излучения полупроводникового AlGaInP лазера

Кушевич А. Ю.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: kushevich.alina@yandex.ru

В представленной работе приведены результаты экспериментального исследования эффекта модуляции излучения непрерывного AlGaInP лазера при его облучении пучком модулирующего Nd:YVO₄ лазера, работающего в режиме основной поперечной моды с регулируемой интенсивностью на двух длинах волн $\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм. Это обстоятельство имеет большое значение для проводимого исследования, поскольку позволяет реализовать воздействие с энергией большей или меньшей энергии межзонного перехода. Для исследования эффекта была разработана и создана экспериментальная установка, позволяющая проводить измерения динамики воздействия в зависимости от внешних условий. Было отмечено, что при пространственном совмещении пучков на входе в модулируемый лазер излучение AlGaInP лазера модулируется по тому же закону, что и излучение Nd:YVO₄ лазера. Глубина модуляции зависит от мощности падающего излучения и достигает 100% при мощности 6 мВт для $\lambda_1 = 1064$ нм и 9 мВт для $\lambda_2 = 532$ нм.

Модуляция при работе с Nd:YVO₄ лазером осуществлялась с помощью механического прерывателя, не позволяющего изменять частоту модуляции в широких пределах, что ограничивает возможности изучения наблюдаемого эффекта. Для устранения этого обстоятельства в качестве модулирующего лазера был использован полупроводниковый GaN лазер с длиной волны $\lambda = 405$ нм и выходной мощностью 90 мВт, позволяющий реализовать требуемый режим модуляции за счет прямого управления током накачки. Для регулировки мощности использовались фильтры из набора образцов оптических стекол.

На первом этапе осуществлялась юстировка элементов установки при непрерывной работе GaN лазера с целью установления положения, при котором наблюдается срыв генерации AlGaInP лазера. Следует отметить тот факт, что максимальное подавление излучения AlGaInP лазера наблюдается при расстройке осей лазеров приблизительно на два градуса. Установлено, что при полном совмещении осей подавление не наблюдается. Отмечено, что в данном случае внешнее излучение более эффективно воздействует на кинетику генерации AlGaInP лазера. Установлено, что глубина модуляции 100% до-

стигается уже при управляющей мощности 1 мВт. Исследованы временные характеристики излучения AlGaInP лазера при изменении интенсивности, длительности и частоты повторения импульсов внешнего пучка. Обсуждаются возможные области применения устройств, использующих исследованный эффект.

Влияние температуры на комплексное тушение люминесценции молекул родамина 6Ж поверхностными плазмонами наночастиц серебра и внешними тяжелыми атомами соли KI в пористых средах

.Тихомирова Н. С.¹, Васильева Л. А.², Брюханов В. В.², Слежкин В. А.

¹КГТУ

²БФУ им. И.Канта

Эл. почта: bellaktriss@mail.ru

Пористые среды и материалы исследуются в разных областях науки и техники. Это, например, создание сенсорных наноматериалов на основе пористых кремнеземов [1], изучение процессов диффузии в биологических тканях и мембранах, а также проблемы гетерогенного катализа [2]. В настоящее время в литературе большое внимание уделяется влиянию наночастиц (НЧ) серебра на органические объекты. Эффективное влияние наночастиц определяется процессами переноса плазмонной энергии [3].

В работе представлялось интересным изучить влияние температуры на комплексное тушение люминесценции молекул родамина 6Ж поверхностными плазмонами НЧ Ag и внешнего тяжелого атома KI в порах кремнезема. В работе использовали кремнезем - силикагель С-80, с диаметром пор 40 нм, удельной площадью поверхности 80 м²/г. Гидрозоле Ag получен по цитратному методу [4]. Максимум плазмонного поглощения гидрозоля НЧ Ag $\lambda = 420$ нм. Средний радиус НЧ Ag $r \approx 19$ нм определен методами фотонной корреляционной спектроскопии. На силикагель адсорбировались сначала НЧ Ag в течение 1 ч, затем родамин 6Ж (Р6Ж) до обесцвечивания раствора. При максимальной концентрации НЧ серебра в порах кремнезема $C = 23 \cdot 10^7$ нч/м² и Р6Ж $2,26 \cdot 10^{15}$ молекул/м² наблюдается 20%-ное металлическое тушение люминесценции Р6Ж ($\lambda_{\text{возб}} = 420$ нм, при 25°С).

Определена энергия активации температурного тушения люминесценции Р6Ж в присутствии НЧ Ag внешними тяжелыми атомами KI из водного раствора. В отсутствие НЧ Ag в порах кремнезема энергия активации температурного тушения $\Delta E = 1,492$ кДж/моль, при концентрации наночастиц Ag в порах кремнезема $1,5 \cdot 10^7$ нч/м² $\Delta E = 0,067$ кДж/моль, а при концентрации $C = 23 \cdot 10^7$ нч/м² $\Delta E = 2,341$ кДж/моль.

В работе показано, что существует конкуренция между тушением люминесценции молекул Р6Ж внешними тяжелыми атомами и металлическим тушением НЧ Ag. Это связано диффузионными процессами в порах кремнезе-

ма, сольватацией, теплопроводностью среды, структурой образованных комплексов НЧ Ag и молекул Р6Ж на поверхности пористого кремнезема [5].

Результаты получены в рамках государственного задания Минобрнауки России № 3.809.2014/К.

Список литературы

1. Durr M. Adsorption-desorption-limited diffusion of porphyrin molecules in nano-porous TiO_2 networks / M. Durr, M. Obermaier, A. Yasuda, G. Nelles // Chem. Phys. Lett. 2009. 467. N 4 — 6, P.358-360;
2. Боресков Г.К. Гетерогенный катализ. / Г.К. Боресков. Москва. Наука. 1988 г.;
3. K. Aslan, K.McDonald, Michael J.R.Previte, Y.Zhang, C.D.Geddes. C.P.Lett, 464 (2008) 216-219;
4. G Maribel, Guzman, Jean Dille, Stephane Godet. Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine, 8, (2012) 37-45;
5. Брюханов В.В., Тихомирова Н.С., Слежкин В.А. Тушение флуоресценции молекул родамина 6Ж наночастицами серебра / Брюханов В.В., Тихомирова Н.С., Слежкин В.А. // Инновации в науке, образовании и бизнесе - 2012: X Юбилейная Международная научная конференции (17-19 окт.): труды в 3 ч./КГТУ.- Калининград, ч. 1-2012.-С. 259-262;

Плазмонное усиление эффективности переноса электронной энергии между молекулами красителей в пленке полиметилметакрилата

Константинова Е. И.¹, Боркунов Р. Ю.¹, Брюханов В. В.¹

¹БФУ им. И.Канта

Эл. почта: konstantinovaeliz@gmail.com

Исследовалось влияние наночастиц серебра (НЧС) на d-d-перенос электронной энергии с молекул родамина 6 Ж (Р6Ж) на молекулы бриллиантового зеленого (БЗ) в пленках полиметилметакрилата (ПММА). Донором энергии выступают молекулы Р6Ж.

Пленки изготавливались на основе растворов Р6Ж и БЗ в хлороформе. Концентрация Р6Ж в полимере постоянна $= 1,3 \cdot 10^{-3}$ М, БЗ — $C = 3 \cdot 10^{-4}$ М (C_{Max}) и $C = 0,7 \cdot 10^{-4}$ М (C_{Min}). Толщина пленки составляла $d \approx 20$ мкм.

Наночастицы серебра изготавливали методом лазерной абляции полированной серебряной пластины в растворе хлороформа, для чего использовался фемтосекундный лазер с компрессором марки TETA-X (TETA Yb amplifier system) фирмы AVESTA (длительность импульса $\tau = 280$ фс, с компрессором $\tau = 30$ фс), энергией накачки $W = 200$ мкДж. Время абляции 9,5 мин. при энергии 12 эВ. Исходная концентрация серебра в растворе C_0 составила $0,72 \cdot 10^{14}$ л⁻¹. Оптическая плотность данного коллоидного раствора наноча-

стиц серебра на $\lambda=434$ нм равна $D=0,9$. Размеры абляционных наночастиц серебра были измерены на фотокорреляционной установке Photocor — Complex, их радиус составил 38 нм.

Спектры поглощения регистрировали на двухлучевом спектрофотометре Shimadzu UV-2600 в диапазоне $\lambda = 300 - 700$ нм. Спектры флуоресценции исследовали на спектрофлуориметре «Флюорат-02-Панорама». Длина волны возбуждения нм.

Широкая полоса перекрывания спектров флуоресценции и поглощения молекул Р6Ж и БЗ в пределах $\lambda = 510 \Delta\lambda = 100$ нм позволяет предположить высокую эффективность d-d-переноса электронной энергии в выбранной паре.

В ходе экспериментов было установлено ослабление флуоресценции молекул Р6Ж молекулами БЗ: на 45,7% при концентрации $C = 0,7 \cdot 10^{-4}$ М, на 58,4% при концентрации $C = 3 \cdot 10^{-4}$ М. Этот линейный вид тушения носит характер зависимости Штерна-Фольмера. Константа тушения по Штерну-Фольмеру равна $K_Q = 1,210^{12} \text{ М}^{-1} \text{ л с}^{-1}$, константа тушения по Ферстеру — $K_{II} = 910^{11} \text{ с}^{-1}$, радиус переноса — $R_p \approx 70$ нм.

В экспериментах с НЧС было обнаружено тушение молекул Р6Ж: на 7,9% при концентрации НЧС равной 0,5 С0, на 17,2% при концентрации НЧС равной С0. Получено усиление флуоресценции молекул БЗ: на 37% при концентрации НЧС равной 0,5 С0, на 22,8% при концентрации НЧС равной С0. Также с НЧС было получено усиление флуоресценции в паре Р6Ж + БЗ (C_{Max}): на 55,3% при концентрации НЧС равной 0,5 С0, на 55,5% при концентрации НЧС равной С0.

Времена жизни флуоресценции, измеренные на оптической модульной системе Fluorolog-3 фирмы Horiba с использованием импульсных пикосекундных лазерных диодов NanoLed, составили: для Р6Ж — 3,3 нс, для БЗ — 1,76 нс, для донора (д) и акцептора (а) в пленке Р6Ж + БЗ ($\Delta\lambda = 100 \cdot C_{Max}$) — 4 нс и 1,6 нс. В пленке Р6Ж + БЗ (Max) + НЧС(С0) время жизни донора и акцептора энергии уменьшились до 1,36 нс и 1,42 нс соответственно, что позволяет говорить о существенном влиянии плазмонной энергии на d-d-перенос.

Времена жизни флуоресценции, измеренные на установке, собранной на основе фемтосекундного лазера отечественного производства ТЕТА-25 фирмы «Авеста», составили: для Р6Ж - 8,3 нс, для Р6Ж + НЧС (С0) - 8,3 нс, для донора (д) и акцептора (а) в пленке Р6Ж + БЗ (C_{Max}) - 7,14 нс (д) и 2,4 нс (а), для донора (д) и акцептора (а) в пленке Р6Ж + БЗ (C_{Max}) + НЧС (С0) - 8,7 нс (д) и 4,26 нс (а). Времена жизни фосфоресценции донора в пленках Р6Ж + БЗ (C_{Max}) и Р6Ж + БЗ (C_{Max}) + НЧС (С0) равны 0,26 мс и 0,24 мс.

Решение кинетических уравнения для двухуровневой схемы лазера дает следующую функцию:

$$S(t) = (k_a S_0 / kf) + C_0 \exp(-k_f t) - C_1 \exp(-k_{nr} t),$$

которая хорошо согласуется с экспериментальной кривой дезактивации синглетных со-стояний молекул донора.

Результаты получены в рамках государственного задания Минобрнауки России № 3.809.2014/К.

Список литературы

1. Климов В.В., Наноплазмоника, Физматлит, с. 69-91, 2009;
2. Паркер С., Фотолюминесценция растворов, Мир, с. 17-35, 1972;
3. Тарасов Л.В., Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения, Радио и связь, с. 286-310, 1981;
4. Брюханов В.В., Слежкин В.А., Тихомирова Н.С., Горлов Р.В., Флуоресценция родамина 6Ж и эозина в присутствии наночастиц серебра в водных растворах, на силохроме и в пленках поливинилового спирта, Вестник Балтийского федерального университета им. И.Канта, 4, с.52-59, 2012;
5. Брюханов В.В., Цибульникова А.В., Самусев И.Г., Слежкин В.А., Влияние наночастиц серебра на динамику синглет-синглетного переноса энергии и фосфоресценцию люминофоров в тонких пленках поливинилового спирта, Журнал прикладной спектроскопии, Т.81, 4, с.515-521, 2014;

Совместные ЭПР и ОДМР исследования ионов Ce^{3+} в итрий алюминиевом гранате

Гурин Александр Сергеевич¹, Крамущенко Д. Д.¹, Успенская Ю. А.¹, Асатрян Г. Р.^{1,2}, Петросян А.Г, Баранов П. Г.¹

¹ФТИ

²ИФИ Национальной АН Армении

Эл. почта: sasha.gurin@mail.ioffe.ru

Кристаллы со структурой граната, активированные редкоземельными элементами, играют существенную роль в квантовой электронике. Интерес к этим кристаллам с примесью ионов Ce^{3+} особенно возрос в последние годы и обусловлен увеличивающимся потенциалом их использования в качестве эффективных и быстродействующих сцинтилляторов во многих областях, в том числе в позитронно-эмиссионной томографии (PET-imaging) и физике высоких энергий. Люминофоры со структурой граната, активированные ионами Ce^{3+} используются также для светоизлучающих диодов белого цвета свечения. Очевидно, что прогресс в этих областях во многом зависит от полноты изученности спектроскопических свойств этих кристаллов и создания на этой основе методов получения кристаллов с требуемыми параметрами.

В настоящей работе проведены совместные исследования электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) ионов Ce^{3+} в монокристаллах итрий алюминиевого граната. Впервые наблюдалось эффективное воздействие спиновых переходов при электронном парамагнитном резонансе на интенсивность люминесценции ионов церия.

Монокристаллы выращивались методом вертикальной направленной кристаллизации из расплава в атмосфере Ar/H_2 с использованием молибденовых контейнеров и затравочных кристаллов, ориентированных по кристаллографической оси [001].

Спектры ЭПР измерялись на стандартном радиоспектрометре X-диапазона ($\nu = 9.35 \text{ GHz}$) в интервале температур 4.2 — 50 К. Спектры ОДМР регистрировались на частоте 35 ГГц по изменению интенсивности люминесценции ионов Ce^{3+} в момент электронного парамагнитного резонанса. Фотолюминесценция, возбуждалась полупроводниковым лазером 405 нм при температуре 1.8-2 К. Величина сигнала ОДМР ионов Ce^{3+} достигала 4%.

Спектр ЭПР ионов Ce^{3+} в монокристаллах иттрий алюминиевого граната анизотропный. Церий имеет только четные изотопы с нулевым ядерным магнитным моментом. Электронная конфигурация иона $\text{Ce}^{3+} 4f^1$, основной мультиплет $^2F_{5/2}$ расщепляется кристаллическим полем на ряд штарковских компонент, на нижней из которых наблюдается ЭПР переход. Измеренные нами угловые зависимости однозначно соответствуют додекаэдрической локализации парамагнитного центра и хорошо описываются спиновым гамильтонианом ромбической симметрии вида:

$$H = \mu_B \mathbf{B} \mathbf{g} \mathbf{S},$$

где μ_B — магнетон Бора, эффективный спин $s = 1/2$, \mathbf{B} — вектор внешнего магнитного поля, \mathbf{g} — тензор g-фактора. Из экспериментальных ориентационных зависимостей спектров ЭПР и ОДМР получены следующие значения параметров g-тензора иона Ce^{3+} в YAG: $g_x = 2.74$, $g_y = 1.87$, $g_z = 0.91$. При этом главные направления локальных магнитных осей иона Ce^{3+} в кристалле ориентированы таким образом, что оси x направлены вдоль одного из кристаллографических направлений [001], а оси y и z совпадают с направлениями типа [011].

Спектры ОДМР и их ориентационные зависимости совпадают со спектрами ЭПР ионов Ce^{3+} в основном состоянии, что свидетельствует о существовании спин-зависимого канала рекомбинации при оптическом возбуждении ионов церия, при этом спиновая ориентация ионов Ce^{3+} в основном состоянии влияет на интенсивность люминесценции этих ионов.

Работа была поддержана Российским Научным Фондом, грант № 14-12-00859.

Сверхфокусировка излучения полупроводниковых лазеров и оптическое манипулирование биологическими объектами

Соболева К. К.^{1,2}, Соколовский Г. С.², Мелиссинаки В., Дюделев В. В.², Лосев С. Н.², Колыхалова Е. Д.², Дерягин А. Г.², Кучинский В. И.², Викторов Е. А.⁴, Фарсари М.³, Сиббет В.⁶, Рафаилов Э. У.⁷

¹СПбГПУ

²ФТИ

³IESL-FORTH, Heraclion, Greece

⁴Univerite libre de Bruxelles, Brussel, Belgium

⁵ИТМО

⁶University of St. Andrews, St. Andrews, UK

⁷Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, Birmingham, UK

Эл. почта: ksenyz@gmail.com

Лазерный пучок света может удерживать микрочастицы в своих пределах в результате эффекта давления света [1]. Для этого, лазерное излучение должно быть остро сфокусировано, так как сила, удерживающая частицы пропорциональна градиенту оптической плотности мощности излучения.

Излучение мощных многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов обладает значительной расходимостью, что определяет теоретический предел размера фокусного пятна, на один-два порядка превышающий дифракционный предел. Это происходит вследствие того, что при фокусировке многомодового излучения различная кривизна волнового фронта разных мод приводит к смещению фокусов индивидуальных мод на оптической оси, что обеспечивает линейный рост размера фокусного пятна с увеличением параметра распространения M^2 .

Для преодоления этого ограничения нами предложена фокусировка многомодового излучения за счет использования интерференции [2]. Использование конической линзы — аксикона [3] приводит к формированию общего центрального луча Бесселева пучка [4, 5] для всех мод, размер которого может быть в несколько раз меньше теоретического предела фокусировки квази-Гауссова луча.

На практике аксикон имеет технологический дефект — скругление его вершины. Так, хорошая коническая линза имеет характерный размер скругления 50 мкм, что влияет на качество сверхфокусировки. Расходимость Бесселева пучка вблизи вершины аксикона, возникающая вследствие ее скругления, увеличивает минимальный достижимый размер центрального луча. Для улучшения характеристик Бесселевого пучка вблизи линзы, нами предложен метод изготовления аксикона путем непосредственной лазерной записи (direct laser writing) с помощью многофотонной полимеризации [6] на торце оптического волокна. Этот метод позволил получить микроаксиконы с острой вершиной, область скругления которой составляет менее 10 мкм.

Применение данного способа интерференционной фокусировки позволило получить размеры центрального луча от 2 до 4 мкм на длине распространения 20 мкм. Бесселев пучок был получен от многомодового лазерного диода с параметром распространения $M^2 = 18$ и длине волны 0.96 мкм. Минимально

достижимый размер фокусного пятна от лазера с такими характеристиками при использовании «идеальной» фокусирующей линзы с единичной числовой апертурой составляет 11 мкм.

Нами проведена серия экспериментов с использованием сверхфокусировки полупроводникового лазера по оптическому захвату и манипулированию микроскопическими биологическими объектами (эритроцитами) при помощи интерференционной фокусировки излучения полупроводникового лазера. Результаты этих экспериментов показали, что Бесселевы пучки, получаемые от полупроводниковых лазеров, обладают достаточно хорошим потенциалом для замены их газовых и твердотельных аналогов в приложениях, связанных с оптическим захватом и манипулированием биологическими микрообъектами. Наиболее привлекательными для такой замены являются приложения, связанные с технологиями «лаборатория на чипе».

Список литературы

1. Ashkin A., Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure, *Physical Review Letters*, 24, 156–159, 1970;
2. G.S. Sokolovskii, V.V. Dudelev, S.N. Losev, A.G. Deryagin, V.I. Kuchinskii, W. Sibbett, E.U. Rafailov, Superfocusing of Multimode Semiconductor Lasers and Light-Emitting Diodes, *Tech. Phys. Lett.*, 38, 402-404, 2012;
3. G.S. Sokolovskii, V.V. Dyudelev, S.N. Losev, S.A. Zolotovskaya, A.G. Deryagin, V.I. Kuchinskii, E.U. Rafailov, W. Sibbett, Generation of propagation-invariant light beams from semiconductor light sources, *Tech. Phys. Lett.*, 34, 1075-1077, 2008;
4. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Поле лазерного излучения, сфокусированное реальными системами, *Изв. вузов. Радиофизика*, 9 (1), 95-101, 1966;
5. J. Durnin, Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory, *J. Opt. Soc. Am.*, A 4, 651-654, 1987;
6. M. Malinauskas, M. Farsari, A. Piskarskas, S. Juodkazis, Ultrafast laser nanostructuring of photopolymers: A decade of advances, *Physics Reports*, 533,1, 2013;

Компенсация шумов в датчике микроперемещений с пикометровым разрешением, основанном на интерферометре Фабри-Перо

Ушаков Н. А.¹, Лиюкумович Л. Б.¹, Маркварт А. А.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: n.ushakoff@spbstu.ru

На протяжении последних двух десятилетий волоконно-оптические интерферометрические датчики стали объектом обширных научных исследований и интереса со стороны промышленности [1]. Одной из наиболее популярных схем волоконно-оптических интерферометрических датчиков является

ся внешний волоконный интерферометр Фабри-Перо (ВИФП) [1,2], в котором резонатор Фабри-Перо формируется торцом волоконного световода и внешним зеркалом (нередко, торцом другого световода). На основе ВИФП предложены датчики температуры, давления, влажности, микроперемещений, натяжений и других физических величин.

Одним из наиболее перспективных методов опроса датчиков на основе ВИФП является так называемая частотно-сканирующая интерферометрия, принцип которой заключается в измерении спектральной передаточной функции $S'(\lambda)$ (СПФ) интерферометра и её последующем анализе. Были предложены методы обработки измеренных спектров [3], заключающиеся в аппроксимации измеренной СПФ $S'(\lambda)$ аналитическим выражением

$$S(\lambda, L_0) = S_0 + S_m \cos(4\pi n L_0 / \lambda + \gamma(\lambda, L_0)),$$

где λ — длина волны, L_0 — расстояние между зеркалами (база интерферометра), n — показатель преломления среды в интерферометре, γ определяется отражениями от зеркал и фазовыми сдвигами из-за дифракционной расходимости пучка между зеркалами. Разрешающая способность определяется среднеквадратическим отклонением измеренных значений базы σ_L , которая может достигать очень низких значений: для $L_0 = 90$ мкм была достигнута σ_L менее 10 пикометров [4]. Данная величина хорошо согласуется с аналитической оценкой разрешающей способности такого интерферометра [4], обусловленной характеристиками использованного для измерения СПФ опросного устройства. Как следует из [4], основными факторами, ограничивающими разрешающую способность измерений с использованием частотно-сканирующей интерферометрии, являются шумы фотоприёмника, шумы интенсивности лазера, а также смещения точек спектральной шкалы λ из-за флуктуаций в системе синхронизации опросного устройства. Целью данной работы является преодоление ограничений разрешающей способности, вызванных указанными флуктуациями и повышение разрешающей способности.

Одной из базовых идей, используемых для повышения точности интерферометрических измерений, является установка дополнительного (опорного) интерферометра, не подверженного внешним воздействиям. Таким образом, опорный интерферометр регистрирует флуктуации параметров измерительной аппаратуры (такой подход часто используется для подавления частотных шумов лазера), показания измерительного (сигнального) интерферометра корректируются с учётом показаний опорного.

С учётом анализа математической модели [4], описывающей влияние параметров опросного устройства на разрешающую способность ВИФП, был предложен оригинальный метод коррекции сигналов. Он предусматривает использование измерительного и опорного интерферометров с близкими значениями базы L_0 и позволяет компенсировать влияние смещения точек спектральной шкалы и шумов интенсивности лазера. Были сделаны оценки эффективности предложенного метода улучшения разрешающей способности

измерений. Экспериментальная реализация показала работоспособность метода и подтвердила теоретические оценки. При этом продемонстрировано существенное улучшение разрешающей способности. Для интерферометров с L_0 в диапазоне от 200 до 800 мкм исходное значение σ_L составляло 15 пм (для нижней границы диапазона) — 45 пм (для верхней границы диапазона), в то время как при применении предложенного метода компенсации уровень σ_L был снижен до 10–20 пикометров.

Список литературы

1. Lee B.H., Kim Y.H., Park K.S., Eom J.B., Kim M.J., Rho B.S., Choi H.Y., Interferometric fiber optic sensors, *Sensors (Basel)*, 12, 2467–2486 (2012);
2. Chang K., Fang Z., Chin K., Qu R., Cai H., *Fundamentals of Optical Fiber Sensors*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 395-426, 2012;
3. Ushakov N.A., Liokumovich L.B., Medvedev A.V., EFPI signal processing method providing picometer-level resolution in cavity length measurement, *Proceedings of SPIE*, 8789, 87890Y, 2013;
4. Ushakov N.A., Liokumovich L.B., Resolution limits of EFPI displacement sensors utilizing wavelength scanning interrogation, *Applied Optics*, ID 211722 (posted 8 July 2014, in press);

Плазмонные наноструктуры для преобразования поляризации света

Митрофанов М. И.^{1,2}, Евтихийев В. П.¹

¹ФТИ

²НТЦ микроэлектроники РАН

Эл. почта: mitrofanov@pisem.net

Одной из важных задач оптики является управление поляризацией излучения. В работе [1] была предсказана возможность преобразования поляризации падающего излучения планарной плазмонной структурой. Принцип изменения поляризации основан на нарушении пространственной симметрии для двух возбуждаемых падающим излучением ортогональных поверхностных плазмонных резонансов путём внесения неоднородного по площади поглощения. Для изготовления структуры такого типа необходимо использовать травление элементов структуры на разную глубину.

Для проверки предложенного в статье подхода нами были сформированы структуры на основе кремния, легированного n+ на глубину 80 нм, покрытого слоем золота толщиной 60 нм. Структура состоит из двух расположенных друг над другом не одинаковых решеток, золотой и решетки в легированном слое, диаметр отверстий 100 нм, площадь решетки 50×50 мкм. Для неоднородного внесения потерь технологический процесс должен был обеспечивать травление структуры на различную глубину и совмещение отверстий решеток с точностью 0,1 диаметра. Использование обычной планарной технологии вызывает большие трудности, так как требуется двойное процессирова-

ние с совмещением литографических масок. Наиболее соответствующая нашей задаче технология - это прямая литография сфокусированным ионным пучком. Метод обладает нанометровым разрешением, позволяет реализовывать различные глубины травления в одном технологическом процессе, не нуждается в формировании литографической маски и использовании резиста, позволяет корректировать структуру без выноса из технологической установки. Технология травления сфокусированным ионным пучком имеет множество варьируемых параметров, определяющих ширину реза и глубину, профиль травления и наличие радиационных дефектов.

Для получения профиля травления близкого к прямоугольному как в золоте, так и в кремнии были подобраны четыре режима с полным временем технологического процесса 2.5, 6, 20 и 30 минут, соответствующим рабочим токам 100, 50 и два режима 10 пА. Особенностью разработанных технологических процессов было использование многопроходной методики. На длительных циклах дрейф системы позиционирования оказывал большое влияние на точность изготовления, поэтому пришлось ввести систему слежения и коррекции положения образца. Большая длительность процесса обусловлена количеством элементов структуры (10000), покрывающих необходимую для проведения оптических измерений площадь 50×50 мкм, обеспечивающую приемлемую мощность сигнала.

В результате была сформирована серия образцов с различным шагом и взаимным расположением решеток и исследованы их оптические характеристики. Первоначальные исследования поляризации в отраженном и проходящем свете позволяют судить о возможности наблюдения ряда интересных оптических эффектов.

Список литературы

1. Ginzburg P., Rodríguez-Fortuño F.J., Martínez A., Zayats A.V., Analogue of the Quantum Hanle Effect and Polarization Conversion in Non-Hermitian Plasmonic Metamaterials, *Nano Letters*, 12 (12), 6309-6314, 2012;

Преобразование частоты лазерного излучения в волокнах с периодической наведенной нелинейностью

Литвинова В. А.¹, Литвинова М. Н.¹

¹ДВГУПС

Эл. почта: nichka-1993@mail.ru

Расширение рабочего спектрального диапазона источников излучения для волоконно-оптических систем может быть основано на преобразовании частоты излучения в оптических волокнах с периодически наведенной нелинейностью [1].

В центросимметричных материалах, например, кварцевом стекле, из которого изготавливают оптическое волокно, отсутствует квадратичная поляри-

зованность (компоненты тензора $\chi_{ijk}^{(2)} = 0$) и нелинейные эффекты второго порядка. Это означает, что генерация второй гармоники излучения в оптических волокнах невозможна.

Симметрия материала может быть нарушена путем применения сильного электрического поля. Электрическое поле индуцирует статическую поляризацию, которая нарушает симметрию. Возникающие нелинейные поляризационные члены [2]:

$$P_{nl} = \frac{3}{4} \chi^{(3)}(0, \omega, \omega) E_{ext} E_{opt} \exp[i(2k_{\omega} x - 2\omega t)] + k.c. \quad (2)$$

где E_{ext} — приложенное электрическое поле (с частотой $\omega_{\text{вн}} = 0$), E_{opt} — распространяющееся оптическое поле (с частотой ω). Полагая потери очень малыми, можно не учитывать мнимую часть в выражении (1).

Симметрия кварцевого стекла может быть нарушена путем наведения анизотропии методом теплового полинга [3]. В результате теплового полинга внутри кварцевого волокна создается постоянное электрическое поле, которое приводит к возникновению квадратичной нелинейности и делает возможными процессы генерации второй гармоники.

Эффективная нелинейность второго порядка $\chi_{eff}^{(2)}$ связана с нелинейной восприимчивостью третьего порядка [2]:

$$\chi_{eff}^{(2)} = 3 \chi_{xxx}^{(3)} E_{rec}$$

где E_{rec} — записанное электрическое поле.

В процессе теплового полинга приложенное внешнее поле записывается в кварцевом волокне, в котором становятся возможными нелинейные трехволновые взаимодействия, например, генерация второй гармоники.

Вторая гармоника, генерируемая в определенной точке в волокне, интерферирует со второй гармоникой, которая пришла в данную точку от других точек волокна. Благодаря разности фаз, обусловленной разностью показателей преломления, будет происходить перекачка энергии между основной и второй гармониками.

Пространственную длину, на которой разность фаз изменяется от 0 до $\pi/2$, называют длиной когерентности L_c .

Эффективность преобразования основного излучения во вторую гармонику:

$$\eta \sim A^2 \sin\left(\frac{\delta k x}{2}\right) / \left(\frac{\delta k x}{2}\right)$$

где A — коэффициент, пропорциональный эффективной нелинейности второго порядка $\chi_{eff}^{(2)}$, Δk — расстройка волновых векторов, которая определяется показателями преломления основной и второй гармоник [4]. Дисперсионная зависимость показателя преломления кварцевых стекол в диапазоне длин волн 0,8–2,5 мкм может быть описана формулой Селмейера [5].

Для повышения эффективности генерации второй гармоники используют волокна с периодически наведённой нелинейностью, в которых реализуются квазисинхронные взаимодействия. При квазисинхронизме эффективность

преобразования во вторую гармонику определяется периодом решетки наведенной нелинейности $\Lambda = 2mL_c$ (m - нечетное число) и длиной волокна.

Период решетки наведенной нелинейности должен быть равен четному числу длин когерентности L_c , соответствующих определенному содержанию легирующей добавки GeO_2 для длин волн основного излучения λ^* . С помощью приложенного напряжения можно изменять длину когерентности и увеличивать эффективность генерации второй гармоники излучения лазерного источника.

Таким образом, в работе рассчитаны зависимости эффективности преобразования основного излучения во вторую гармонику в кварцевых волокнах с периодически наведенной нелинейностью от содержания GeO_2 , длины волны основного излучения, периода решетки квадратичной нелинейности, приложенного напряжения. Полученные результаты хорошо коррелируют с экспериментальными данными [6].

Список литературы

1. Canagasabey, A., High-average-power second-harmonic generation from periodically poled silica fibers, *Optics Letters*, 34 (16), 2483–2485, 2009;
2. Wong, D., Frozen-in Electrical Field in Thermally Poled Fibers, *Opt. Fib. Tech*, 5, 235, 1999;
3. Zhang, J., $\chi(2)$ Evolution in Fiber during Prolonged Thermal Poling, *Coherent Optical Technologies and Applications*, 6, 2008;
4. Butcher, P.N., *The Elements of Nonlinear Optics*, Cambridge University Press, 1990;
5. Компьютерные сети и кабельные системы, Официальный сайт компании АБН. Режим доступа: <http://www.abn.ru/inf/informost/glasses.shtml>;
6. Литвинова, В.А., Литвинова М.Н. Полинг стекла и оптических волокон, Научно-техническому и социально-экономическому развитию Дальнего Востока России — инновации молодых: тез. докл. межвуз. студенческой науч. конф. В 2 т., 1, 235, 2014;

Генерация кратных гармоник при взаимодействии многоволнового импульса из малого числа колебаний с диэлектрической средой в условиях генерации плазменной нелинейности

Штумпф С. А.¹

¹ИТМО

Эл. почта: stumpf@rain.ifmo.ru

Развитие нелинейной оптики импульсов из малого числа колебаний светового поля, практически получаемых сегодня уже во многих научных лабораториях, ставит новые задачи по развитию теоретических подходов к планированию эксперимента и анализу его результатов. Одной из таких задач яв-

ляется построение математической модели распространения в диэлектрических средах полей ПКИ настолько сильных, что оптические электроны вещества становятся квазисвободными, но разрушение среды из-за скоротечности взаимодействия и малой энергии ПКИ не происходит.

Представляет особенный интерес когерентное взаимодействие в диэлектрической среде нескольких импульсов из малого числа колебаний поля, несущие частоты которых отличаются в целое число раз. Генерация таких комбинаций осуществляется практически с помощью нелинейных кристаллических генераторов второй гармоники и оптических систем, обеспечивающих пространственную и временную синхронизацию импульсов. При распространении таких импульсов в нелинейной среде возможна генерация комбинационных частот, что представляет существенный интерес, в частности, при анализе генерации излучения терагерцового диапазона спектра, при изучении генерации кратных гармоник и в других приложениях.

Процесс взаимодействия лазерного излучения с нелинейной диэлектрической средой описывается традиционно как с помощью метода медленно меняющейся огибающей (ММО), так и с помощью анализа непосредственно поля излучения. Модели, основанные на рассмотрении динамики огибающих световых волн, позволяют изучить процессы зарождения филаментов, локализации плазменного канала и т.п. в поле длинных импульсов. В условиях, когда ММО становится неплодотворным, поскольку понятие огибающей для ПКИ теряет физическое содержание, применяется полевой подход.

В более ранних работах нами была построена система уравнений, описывающая динамику сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которая учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии. В настоящей работе данная система уравнений применяется для аналитического и численного исследования взаимодействия многочастотного (мультихроматического) излучения с нелинейной диэлектрической средой. В частности, изучена зависимость эффективности генерации излучения на комбинационных частотах от параметров пары импульсов: временной длительности, длины участка взаимодействия и начального сдвига фаз между импульсами.

Результаты данной работы демонстрируют роль и влияние многоволнового взаимодействия в нелинейной среде, подвергающейся воздействию излучения высокой интенсивности, при котором начинают проявляться инерционные механизмы взаимодействия, в частности - плазменная нелинейность. Интерес вызывает, в частности, то, что плазменный механизм нелинейности является инерционным, а эффекты его проявления — накапливающимися к концу импульса.

Список литературы

1. Brabec Th., Krausz F. Rev. Mod. Phys. 72. №2. P. 545 (2000);
2. Paul P.M., Toma E.S. et al. Science. 292. P. 1689 (2001);

3. Панов Н.А., Косарева О.Г., Кандидов В.П., Акозбек Н., Скалора М., Чин С.Л. Квантовая электроника. 37. №12. С. 1153-1158 (2007);
4. Kosareva O.G., Panov N.A., Urypina D.S., Kirilova M.V., Mazhorova A.V., Savel'ev A.B., Volkov R.V., Kandidov V.P., Chin S.L. Applied Physics B. 91. P. 35-43 (2008);
5. Козлов С.А., Сазонов С.В. ЖЭТФ. 111. В.2. С.404 (1997);
6. Андреев А.А., Беспалов В.Г., Козлов С.А., Штумпф С.А. и др. Оптика и спектроскопия. 107. №4. с. 569 (2009);

Применение метода фотонно-корреляционной спектроскопии для анализа белкового комплекса плазмы крови

Непомнящая Э. К.¹, Величко Е. Н.¹, Аксенов Е. Т.¹, Богомаз Т. А.²

¹СПбГПУ

²СПбГБУЗ

Эл. почта: elina.nep@gmail.com

Известно, что различные заболевания человека в первую очередь сказываются на составе его биологических жидкостей, в частности, крови. Помимо клеточного состава крови изменения так же затрагивают белково-липидные комплексы в плазме (жидкости, содержащей клетки крови), которые при обычном медицинском анализе не исследуются. При этом относительный состав и характер поведения белков, составляющих систему комплемента — иммунный щит организма, может помочь диагностировать на ранних стадиях и находить лекарства от многих аутоиммунных и онкологических заболеваний [1].

Поскольку исследование состава и динамики поведения белков необходимо вести непосредственно в исходной среде и в небольших временных рамках, важной задачей стал поиск подходящей методики. Благодаря актуальности различных нанотехнологичных производств задача контроля размеров наночастиц попала в область зрения многих ученых. Результатом исследований стала разработка многочисленных методов контроля размеров и форм наночастиц. Среди многих можно выделить электронную просвечивающую и сканирующую микроскопии, сканирующую туннельную и атомно-силовую микроскопии, нефелометрию, ультрамикроскопию, ультрацентрифугирование, метод статического рассеяния света с использованием теории Ми, а так же метод динамического рассеяния света называемый также методом фотонно-корреляционной спектроскопии [2]. Большинство методов не позволяют исследовать объекты непосредственно в жидкой среде, требуют предварительной подготовки образцов и длительного времени измерения, что осложняет их использование. В связи с этим предлагается использовать фотонно-корреляционную спектроскопию, лишенную перечисленных ограничений.

Суть методики состоит в регистрации оптического сигнала, рассеянного на флуктуациях показателя преломления раствора, в нашем случае, на белках в плазме крови. Рассеянное излучение хранит информацию о характере пе-

ремещений частиц, а его корреляционная функция экспоненциально связана с коэффициентами диффузии, которые, в свою очередь, согласно уравнению Стокса-Эйнштейна, позволяют вычислить характерные размеры рассеивателей [3].

В настоящей работе на основе выбранного метода была создана лабораторная установка, позволяющая регистрировать сигнал рассеянного исследуемым образцом излучения под различными углами. В качестве приёмника был выбран фотоэлектронный умножитель фирмы Hamamatsu, с него сигнал передавался на компьютер, где производилось вычисление автокорреляционной функции. Последующая обработка велась с помощью специально разработанной программы на основе метода регуляризации Тихонова.

В качестве предварительных экспериментов были исследованы жидкости, содержащие стеклянные наносферы различных диаметров, а так же их смеси. С их помощью была произведена калибровка установки и отладка программного обеспечения. Последующие измерения проводились с использованием плазмы крови человека, предварительно прошедшей центрифугирование и избавленной от эритроцитов и других клеток. В процессе экспериментальных исследований были получены размеры наиболее характерных белковых комплексов в плазме крови, кроме того был детектирован процесс агрегации белков в жидкости при изменении условий среды.

Данные результаты подтвердили работоспособность методики. Дальнейшим шагом в работе станет улучшение разрешающей способности, изучение динамики белков при воздействии различных факторов, а так же поиск веществ, способных регулировать их поведение, что является важным шагом к лечению аутоиммунных заболеваний.

Список литературы

1. Дубовой Р.М., Алчинова И.Б., Бобровницкий И.П. Взаимосвязь между метаболическими сдвигами и содержанием ряда элементов в биосубстратах человека, Вестник восстановительной медицины, № 2, С. 42–44, 2009;
2. Окишев К.Н., Доронин И.С. Применение метода фотонно корреляционной спектроскопии для исследования суспензии наносфер диоксида кремния // Бюллетень научных сообщений №14 Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, С. 4-8, 2010;
3. Лебедев А.Д., Левчук Ю.Н., Ломакин А.В., Носкин В.А. Лазерная корреляционная спектроскопия в биологии, Киев, С. – 266, 1987;

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Стабилизация частоты лазерных диодов по линиям поглощения йода

Дворцов Д. В.¹, Парфенов В. А.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: otenki@mail.ru

В работе рассматривается вопрос стабилизации частоты излучения мало-мощных лазерных диодов «красной» области спектра с длинами волн 635 и 655 нм, работающих в одночастотном режиме, по линиям поглощения йода 127I2. В качестве объекта исследования использовались серийно выпускаемые лазерные диоды.

Поскольку лазеры данного класса могут генерировать одночастотное излучение [1], представлялось интересным рассмотреть возможность построения на их основе стабилизированного по частоте источника когерентного излучения. Не с предельными, но достаточными для ряда практических задач значениями стабильности частоты.

Для стабилизации частоты было решено использовать доплеровски уширенные линии поглощения йода 127I2. Йод обладает широким спектром линий поглощения в диапазоне 500-900 нм, к которым потенциально можно осуществить привязку частоты любого лазера, генерирующего излучение в этой области спектра. Поскольку ширина линии излучения лазера составляет 100 МГц, доплеровски уширенные линии поглощения йода рассматривалась как единственно возможный выбор репера частоты.

Важная особенность работы лазерного диода состоит в том, что частота генерации лазера при постоянной температуре зависит от величины рабочего тока. Это обстоятельство предполагалось использовать не только для подстройки самой частоты генерации лазера к реперному значению, но и для её модуляции, имея целью простоту предлагаемого технического решения. Такой выбор в полной мере соответствует достоинствам данного типа лазера.

С учетом вышесказанного, для привязки частоты генерации лазерных диодов к реперному значению была разработана экстремальная система автоматического регулирования частоты с введением пробного сигнала.

В ходе предварительных экспериментов регистрировались линии поглощения йода, измерялась величина поглощения йода в этом диапазоне, уход среднего значения частоты генерации со временем, наблюдалась дискриминационная характеристика системы автоматической подстройки частоты.

Как показали проведенные эксперименты, в пределах одной области существования одночастотного режима генерации лазера по температуре могут

наблюдаться десятки линий поглощения. Для подстройки частоты выбиралась одиночная линия максимально удаленная от остальных.

В ходе работы удалось замкнуть цепь обратной связи системы АПЧ и удерживать частоту излучения лазеров вблизи максимума поглощения выбранной линии иода. Оценка стабильности по дискриминационной характеристике показала, что остаточные отклонения частоты в экспериментах не превосходили 12 МГц.

Список литературы

1. Дворцов Д. В., Парфенов В.А. Одночастотный режим работы лазерных диодов // НТВ СПб. Физ.- мат. науки. — 2013. — Вып.2 (170). — С. 89 — 96;

Тонкопленочные фотоэлектрические модули на основе аморфного гидрогенизированного кремния на гибких полимерных подложках

Аблаев Г. М.^{1,2}, Абрамов А. С.³, Выграненко Ю. К.⁴, Жилина Д. В.^{2,5}, Кукин А. В.^{3,5}, Левицкий В. С.^{2,5}, Няпшаев И. А.^{3,5}, Сазонов А. Ю.⁴, Семенов А. В.^{3,5}, Шварц М. З.², Теруков Е. И.^{2,3}.

¹СПБАУ НОЦ НТ

²ФТИ

³НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при ФТИ имени А.Ф. Иоффе

⁴Университет Уотерлу

⁵СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: gani.ablay@gmail.com

Изготовление солнечных модулей на полимерных гибких подложках имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционной технологией производства модулей на жестких кремниевых или на стеклянных подложках. Подобные солнечные батареи могут быть закреплены на предметах, имеющих сложную, не гладкую поверхность, в том числе и на одежде [1, 2]. Кроме того, лёгкие гибкие солнечные модули на полимерных подложках очень привлекательны для аэрокосмических применений благодаря более высокому отношению вырабатываемой мощности к весу по сравнению с традиционными фотовольтаическими элементами на основе GaAs [3].

Цель работы: получение солнечных модулей на гибкой полимерной подложке и оценка их характеристик.

В данной работе представлено подробное описание структуры и формирования солнечных модулей на основе a-Si:H на гибкой полиэтиленнафталатовой (PEN) подложке толщиной 100 микрон [4]. Основными достоинствами PEN подложек являются:

- существенно меньшая стоимость производства по сравнению с производством стекла, используемого в качестве подложек для солнечных модулей;

- возможность использования технологии roll-to-roll, что позволяет производить сотни метров солнечных элементов в течение одного процесса;
- малый вес;
- меньшая подверженность механическим повреждениям;
- простота и дешевизна установки, транспортировки модулей.

Однако использование PEN подложек накладывает ограничение на температурный режим до 150°C [5, 6]. В этом случае производительность модуля будет ниже, поскольку оптимальный температурный режим для формирования тонкопленочных структур a-Si:H находится в диапазоне 220–300°C [7]. Несмотря на это, в работе [8] представлены солнечные однопереходные элементы на основе a-Si:H на текстурированной PEN подложке с начальной эффективностью 8.8%.

Изготовленный солнечный модуль на гибкой PEN подложке 10×10 см² состоит из четырёх последовательно соединённых секций, по 18 ячеек в каждой.

Ячейки состоят из нижнего алюминиевого контактного слоя толщиной 200 нм, n-i-p структуры из a-Si:H (25 нм n-слой, 300 нм i-слой и 15 нм p-слой), и верхнего контактного слоя ZnO:Al толщиной 170 нм. Для уменьшения сопротивления эмиттера на ZnO:Al симметрично нанесены два алюминиевых полосковых контакта толщиной 150 нм. Ширина полосковых контактов 0.3 мм. Фотоактивная площадь ячейки 0.8 см². КПД одной ячейки составил 3.8%.

Все слои фотопреобразующего каскада осаждаются методом PECVD с применением масочной технологии.

Заключение

Были изготовлены тонкопленочные солнечные модули из a-Si:H площадью 10×10 см² на PEN подложках толщиной 100 микрон. Представлены вольт-амперные характеристики изготовленных модулей при стандартном освещении AM1.5G от имитатора солнечного излучения. Методами ИК-термометрии были выявлены токи утечки и дефекты полученных структур, которые значительно повлияли на производительность модулей.

Необходимо дальнейшее улучшение параметров модулей, которое можно достичь уменьшением токов утечки и повышением эффективности тока-схема.

Список литературы

1. Y. Ichikawa, T. Yoshida, T. Hama, H. Sakai, and K. Harashima. Sol. Energy Mater. Sol. Cells, 66, 107 (2001);
2. M.B. Schubert and R. Merz. Philosophical Magazine, 89, 2623 (2009);
3. K. Beernink, S. Guha, et al. NASA/CP — 214494, 54 (2007);
4. Y. Vygranenko, A. Khosropour, R. Yang, A. Sazonov, A. Kosarev, A. Abramov, E. Terukov. Can. Journal of Phys., doi 10.1139/cjp-2013-0566;
5. T. Söderström, F.-J. Haug, V. Terrazzoni-Daudrix, and C. Ballif. J. Appl. Phys., 103, 114509 (2008);

6. J.K. Rath, M.Brinza, Y.Liu, A.Borreman, and R.E.I.Schropp. Sol. Energ. Mater. Sol. Cell., 94, 1534 (2010);
7. J. Poortmans and V. Arkhipov. Thin Film Solar Cells Fabrication, Characterization and Applications. John Wiley & Sons Ltd, 2006. Ch. 5;
8. F.-J. Haug, T. Söderström, M. Python, V. Terrazoni-Daudrix, X. Niquille and C. Ballif. Development of micromorph tandem solar cells on flexible low-cost plastic substrates, Sol. Energ. Mater. Sol. Cell., 93, 884 (2009);

Электрофизические характеристики МДП-структур на основе CdHgTe с квантовыми ямами HgTe

Горн Д. И.¹

¹ТГУ

Эл. почта: gorn_dim@sibmail.com

Метод молекулярно-лучевой эпитаксии HgCdTe предоставляет новые возможности оптимизации характеристик высокочувствительных инфракрасных детекторов путем выращивания гетероэпитаксиальных структур на основе HgCdTe с заданным распределением состава по толщине эпитаксиальных пленок. Сегодня наиболее распространено создание варизонных слоев с повышенным составом CdTe вблизи границ эпитаксиальной пленки, что позволяет снизить влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей заряда в объеме эпитаксиальной пленки, а также позволяет уменьшить последовательное сопротивление и улучшить пороговые характеристики фотодиодов на основе n-p-переходов. Исследования характеристик МДП-структур на основе HgCdTe с неоднородным распределением состава актуальны в связи с необходимостью пассивации приборов инфракрасной оптоэлектроники на основе HgCdTe.

Целью данной работы является исследование электрофизических характеристик МДП-структур на основе гетероэпитаксиального HgCdTe с одиночной квантовой ямой HgCdTe/HgTe/HgCdTe методом адмиттанса в широком диапазоне частот (от 0.5 кГц до 2 МГц) и температур (от 8 К до 200 К).

Исследуемые МДП-структуры были изготовлены на основе теллурида кадмия ртути, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из GaAs(013) в ИФП СО РАН, г. Новосибирск. Часть исследованных структур не имели квантовой ямы в приповерхностном слое. Структура с одиночной квантовой ямой имела содержание CdTe в барьерном слое $Cd_xHg_{1-x}Te_x = 0.65$ и квантовую яму HgTe толщиной 5.6 нм. Толщины барьерных слоев составляли величину около 35 нм. В качестве диэлектрического покрытия использовался низкотемпературный двухслойный диэлектрик SiO_2 / Si_3N_4 , нанесенный поверх слоя CdTe толщиной 40 нм.

Измерения проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса наногетероструктур на базе неоптического криостата Janis и измерителя иммитанса Agilent E4980A. Эксперимент проводился при измене-

нии напряжения от отрицательных значения к положительным (прямая раз-
вертка).

Из зависимостей ёмкости для МДП-структуры с одиночной квантовой
ямой толщиной 5.6 нм от напряжения смещения, измеренных при температу-
ре 7.7 К для различных частот переменного тестового сигнала, видно, что
максимумы ёмкости в данном диапазоне частот наблюдаются при одних и
тех же напряжениях смещения.

В работе экспериментально исследован адмиттанс МДП-структур на ос-
нове МЛЭ HgCdTe с одиночной квантовой ямой толщиной 5.6 нм, распо-
ложенной в приповерхностном слое полупроводника. Показано, что наличие
одиночной квантовой ямы толщиной 5.6 нм может приводить к появлению
максимумов на зависимостях ёмкости и дифференциальной проводимости от
напряжения в режиме сильной инверсии.

Для образцов без квантовой ямы максимумов на ёмкости в области силь-
ной инверсии не наблюдается. Предполагается, что ёмкости перезарядки
уровней размерного квантования в квантовой яме вносят вклад в полную ём-
кость структуры и проявляются на вольт-фарадной характеристике в режиме
сильной инверсии. Предложен приближенный способ определения энергий
уровней размерного квантования в квантовой яме по данным измерения
вольт-фарадных характеристик. Оценка дала значения энергий первых двух
уровней размерного квантования — $E_c - 0.52$ эВ, $E_c - 0.21$ эВ. Аналогичные ре-
зультаты также были получены при расчёте энергий уровней из самосогласо-
ванного решения уравнений Пуассона и Шрёдингера для структуры [1].

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и
науки Российской Федерации (Государственное задание, проект
№16.1032.2014/К).

Список литературы

1. S.M. Dzyadukh, A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.A. Dvoretzkii, N.N. Mikhailov, D.I. Gorn, An Investigation into the Admittance of MIS-Structures Based on MBE HgCdTe with Quantum Wells, Russian Physics Journal, V. 56, N 7, P. 778–784, 2013;

Фотоприемники узкополосного излучения с длинной волны 1.06

МКМ

Маричев А. Е.¹, Лёвин Р. В.²

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

²ФТИ

Эл. почта: segregate1@yandex.ru

Для эффективного преобразования мощного лазерного излучения необхо-
димы фотоприемники, изготовленные из материалов с прямой структурой

зон, с высокой интенсивностью фотолюминесценции, кристаллическим совершенством и высокой подвижностью генерированных носителей [1].

Для лазеров с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм наиболее подходящими могут быть приборы на основе твердых растворов InGaAsP. В работе приведены результаты разработки технологии изготовления и исследования таких фотоприемников.

Все структуры выращивались на установке AIXTRON AIX-200 методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках InP n-типа проводимости, ориентированных в плоскости (100) разориентированные на 4° в направлении (111), при температуре роста $T_p = 600^\circ\text{C}$ и давлении $P = 100$ мбар.

В ходе работы были выполнены эксперименты по выращиванию и исследованию твердых растворов InGaAsP на подложках InP. Об их совершенстве говорит минимальная величина рассогласования параметров кристаллической решетки слоя ($\pm 0.1\%$) и полуширины (70-80 угл. сек.) а так же максимальная интенсивность фотолюминесценции (Т-300К).

Были изготовлены два типа структур: p-n и p-i-n, с шириной запрещенной зоны E_g (0.95-1.15 эВ) в области поглощения, оптимизированы толщины, концентрации носителей зарядов во всех слоях.

На основе полученных структур были изготовлены тестовые фотоприемники с квантовой эффективностью до 40%.

Список литературы

1. О.Н. Крохин «Передача электрической энергии посредством лазерного излучения», УФН, т. 176, №4, стр. 441-444;

СВЧ фильтр на основе мод Лэмба для использования в оптоэлектронном генераторе

Никитин А. А.¹, Витько В. В.^{1,2}, Кондрашов А. В.^{1,2}, Никитин А. А.^{1,2}, Устинов А. Б.¹, Калиникос Б. А.¹, Джеймс Батлер²

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

²ИПФ РАН

Эл. почта: alexeynikitin1@gmail.com

Одним из наиболее перспективных устройств радио-оптоэлектроники (Microwave Photonics [1]) является генератор СВЧ колебаний. Такие устройства относятся к новому классу высокостабильных генераторов, работающих в частотном диапазоне от сотен мегагерц до сотен гигагерц [2]. Основным преимуществом таких генераторов по сравнению с традиционными генераторами СВЧ колебаний является преодоление компромисса между полосой перестройки частоты генерации и уровнем фазовых шумов [3]. Так, в настоящее время разработаны конструкции оптоэлектронных СВЧ генераторов с очень низким уровнем фазовых шумов менее -100 дБн/Гц при отстройке на 10 кГц от несущей частоты [4-5]. Кроме того, верхний предел частоты гене-

рации оптоэлектронного генератора ограничен полосой пропускания оптоэлектронных компонентов, которая в настоящее время уже составляет сотни гигагерц [4]. Такие рабочие характеристики вследствие фундаментальных ограничений трудно достижимо для современных интегральных СВЧ генераторов.

Таким образом, актуальной задачей является разработка высокодобротных перестраиваемых полосно-пропускающих СВЧ фильтров. Одним из вариантов реализации требуемых высокодобротных (узкополосных) СВЧ фильтров является использование магнитоакустических колебаний. Примером таких колебаний являются связанные высокодобротные акустические колебания (моды Лэмба) и спин-волновые колебания в монокристаллических пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) [6–7].

Рассмотрим подробнее конструкцию и принцип работы узкополосного перестраиваемого магнитоакустического фильтра, предназначенного для применения в качестве частотодающего элемента в оптоэлектронных генераторах. Экспериментальный макет состоял из монокристаллической пластины гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 500 мкм, покрытой с двух сторон эпитаксиально выращенными пленками ЖИГ толщиной 5.7 мкм, а также трех микрополосковых СВЧ антенн длиной 2 мм и шириной 50 мкм. Ширина пленки ЖИГ составляла 2 мм, длина — 30 мм, а намагниченность насыщения 1750 Гс. Пленка имела ширину кривой ферромагнитного резонанса 0,5 Э на частоте 5 ГГц. Антенны были сформированы на подложке из поликора толщиной 0,5 мм, металлизированной с обратной стороны. Одна из них выполняла роль СВЧ входа и возбуждала ПОСВ в пленке ЖИГ. Другая использовалась для приема спиновых волн, возбуждаемых с обратной стороны подложки ГГГ, а последняя принимала ПОСВ и выполняла роль СВЧ выхода. Вся конструкция помещалась в магнитное поле напряженностью 1880 Э, направленное по нормали к поверхности пленки ЖИГ, то есть выполнялось условие для возбуждения прямых объемных спиновых волн (ПОСВ).

В ходе работы были измерены передаточные характеристики S_{21} и S_{31} . На характеристике S_{21} присутствовали провалы, которым соответствовали области возбуждения волн Лэмба спиновыми волнами, бегущими по «нижней» пленке ЖИГ [8]. Эти волны Лэмба, распространяясь поперек подложки ГГГ, в свою очередь возбуждали ПОСВ в «верхней» пленке ЖИГ. Также стоит отметить, что характеристика S_{31} соответствовала передаточной характеристике проектируемого узкополосного фильтра. Добротности отдельных резонансных пиков составляли около 5000. Полученная величина добротности превышает добротность традиционных полосно-пропускающих ЖИГ-фильтров, работающих на явлении ферромагнитного резонанса, в 5-10 раз. Одним из путей дальнейшего увеличения добротности является использование вместо ГГГ материала с лучшими акустическими свойствами.

На основании проведенной работы можно сделать вывод, что использование монокристаллических подложек алмаза вместо ГГГ позволит на порядок увеличить добротность, а, следовательно, уменьшить уровень фазовых шумов создаваемого оптоэлектронного генератора.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке в рамках гранта Правительства Российской Федерации по Постановлению № 220 (Договор № 14.В25.31.0021 от 26 июня 2013 г.).

Список литературы

1. Capmany, J. Microwave photonics combines two worlds / J. Capmany, D. Novak// Nature photonics. — 2007. — Vol. 1. — p. 319-330;
2. Белкин, М. Е. Новое направление фотоники — сверхвысокочастотная оптоэлектроника / М. Е. Белкин, А. С. Сигов// Радиотехника и электроника. — 2009. — т. 54. — № 8. — с. 901–914;
3. Белкин, М. Е. Разработка модели оптоэлектронного генератора СВЧ диапазона. ИНТЕРМАТИК-2008 «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения»/ М. Е. Белкин// Материалы международной НТК, октябрь 2008. — М.: Энергоатомиздат. — 2008. — с. 289-297;
4. Yao, X.S. High frequency optical subcarrier generator / X.S. Yao, L. Maleki. // Electronics Letters. — 1994. — vol. 30. — p. 1525;
5. Larger, L. Optoelectronic phase chaos generator for secure communication / L. Larger, V. S. Udaltsov, and S. Poinot. // Journal of Optical Technology. — 2005. — Vol. 72. — Issue 5. — p. 378-382;
6. Зильберман, П. Е. Наблюдение быстрых электромагнитно-спиновых упругих волн в пленках железоиттриевого граната. / П.Е. Зильберман, Б.Т. Семен, В.В. Тихонов, А.В. Толкачев // Письма в ЖТФ. - 1989, Т. 15. - №10. С. 69-63;
7. Луговской, А.В. Одновременное существование магнитоупругих и обменных осцилляций прохождения волны Дэймона-Эшбаха в слоистой структуре ЖИГ-ГГГ / А.В. Луговской, Ю.А. Филимонов // РЭ. — 1984. — Т.29. — №12. — С. 2412-2418;
8. Луговской, А.В. Одновременное существование магнитоупругих и обменных осцилляций прохождения волны Деймона-Эшбаха в слоистой структуре ЖИГ-ГГГ / А.В. Луговской, Ю.А. Филимонов // РЭ. — 1984. — Т.29. — №12. —С.2412-2418;

Датчик ультрафиолетового излучения на основе слоистой структуры феррит-алмаз

Белявский П. Ю.¹, Никитин А. А.¹, Дедык А. И.¹, Калиникос Б. А.¹, Семенов А. А.¹, Батлер Дж.Э.^{1,2}

¹СПбГЭТУ

²ИПФ РАН

Эл. почта: pbeliavskiy@gmail.com

Представлена конструкция датчика ультрафиолетового излучения на основе слоистого резонатора железо-иттриевый гранат/алмаз. В основе принципа действия датчика лежит изменение закона дисперсии спиновых волн, а, сле-

довательно, частоты и добротности собственных мод исследуемого резонатора при появлении свободных носителей заряда, генерируемых ультрафиолетовым излучением.

Одним из способов увеличения разрешающей способности процесса фотолитографии является использование глубокого ультрафиолетового излучения (УФЛ) с длиной волны от 157 нм до 248 нм [1]. Улучшение характеристик быстрых и чувствительных датчиков глубокого УФЛ позволит расширить возможность освоения данного диапазона длин волн.

Одним из способов создания датчика глубокого ультрафиолетового излучения является использование материала с шириной запрещенной зоны, сравнимой с энергией кванта УФЛ излучения. Одним из таких материалов является монокристаллический алмаз, ширина запрещенной зоны которого составляет около 5,5 эВ. Последние достижения в технологии получения монокристаллических пленок и слоев алмаза с различным уровнем легирования открывают перспективы для их применения в качестве датчиков излучения с длиной волны менее 250 нм. Так, в работах [2-5] предложены датчики излучения, состоящие из монокристаллического алмаза с металлическими электродами.

В данной работе нами предложена значительно более простая конструкция датчика УФЛ, построенная на основе слоистой структуры железиттриевый гранат/алмаз. В основе принципа действия СВЧ устройств на намагниченных до насыщения монокристаллических пленках железиттриевого граната (ЖИГ) лежат особенности распространения в них особого вида волн — волн намагниченности или длинноволновых спиновых волн [6]. В основе принципа действия предлагаемой конструкции датчика УФЛ лежит влияние свободных носителей заряда, генерируемых в полупроводнике, на закон дисперсии спиновых волн (СВ) в пленке ЖИГ.

Влияние проводящих экранов на дисперсионные характеристики спиновых волн исследованы достаточно подробно. В частности, в работе [7] выведено дисперсионное уравнение для поверхностной спиновой волны в пленке с металлическим экраном.

Физически ясно, что измерение дисперсии и параметров диссипации спиновых волн в структурах феррит-полупроводник позволяет оценить параметры полупроводниковых структур, таких как проводимость и расстояние до области легирования. Измерения резонансных характеристик резонатора на слоистой структуре ЖИГ/алмаз позволит получить информацию о концентрации свободных носителей и, следовательно, об интенсивности излучения.

С помощью микрополосковой антенны в слоистом резонаторе возбуждались колебания намагниченности. Частота резонансных мод определялась характеристиками структур, из которых был изготовлен резонатор. Следует напомнить, что концентрация носителей заряда в пленке алмаза будет влиять на частоту и добротность резонансных пиков.

На втором этапе исследования были проведены измерения оптических свойств монокристаллического алмаза. В ходе исследования экспериментальный образец помещался на зеркало. Система зеркало-образец облучалась

излучением в широком диапазоне длин волн (200-600 нм). При этом измерялась отраженная мощность. Максимум поглощения соответствует длине волны 220 нм, что отвечает ширине запрещенной зоны 5.64 эВ. Эта величина хорошо согласуется со справочными данными, что говорит о высокой степени чистоты образца пленки алмаза, а также о возможности дальнейшего использования такой пленки в качестве проводящего слоя в структуре УФЛ.

Таким образом, в данной работе представлена конструкция датчика УФЛ, построенного на основе СВЧ резонатора ЖИГ/алмаз. Достоинствами предложенной конструкции является простота реализации, быстродействие и высокая чувствительность. Экспериментальные характеристики будут представлены позднее.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке в рамках гранта Правительства Российской Федерации по Постановлению № 220 (Договор № 14.В25.31.0021 от 26 июня 2013 г.).

Список литературы

1. Gwyn C. W. et al. Extreme ultraviolet lithography // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. — 1998. — Т. 16. — №. 6. — С. 3142-3149;
2. Kania D.R. et al. Diamond radiation detectors // *Diamond and Related Materials*. — 1993. — Т. 2. — №. 5. — С. 1012-1019;
3. Prasad R.R. *Diamond Radiation Detectors* // Alameda Applied Science Corporation. — 2006;
4. Kagan H. Diamond radiation detectors may be forever! // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2005. — Т. 546. — №. 1. — С. 222-227;
5. Teraji T. et al. Highly sensitive UV photodetectors fabricated using high-quality single-crystalline CVD diamond films // *Diamond and related materials*. — 2004. — Т. 13. — №. 4. — С. 858-862;
6. Гуревич А.Г. Магнитные колебания и волны / А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков // М.: Физматлит, 1994. 464 с.;
7. Bongianini W.L. Magnetostatic Propagation in a Dielectric Layered Structure // *J. Appl. Phys* — 1972. — Vol. 43. — P. 2541-2548;

Акустооптический фильтр для получения спектральных стереоизображений с поляризационным разделением и произвольной перестройкой по спектру

Мачихин А. С.¹

¹НТЦ УП РАН

Эл. почта: aalexanderr@mail.ru

В настоящее время активно развиваются методы определения трехмерной структуры объектов. Совместное применение этих методов со спектральным

контрастированием позволяет получить более полную информацию о положении и форме элементов исследуемого объекта. Спектральная фильтрация дает возможность выделять те интервалы длин волн, где отсутствуют фоновые помехи и наиболее интенсивно проявляются свойства исследуемых объектов. Для обеспечения перестройки по спектру излучение, как правило, пропускают через перестраиваемые оптические фильтры, например, акустооптические (АО), в каждом стереоскопическом канале. Такой подход имеет ряд недостатков, затрудняющих его реализацию и использование. Во-первых, это необходимость использования двух АО фильтров, каждый из которых является сложным активным устройством, во-вторых, на АО фильтры накладываются условия полной идентичности изготовления и сборки, в-третьих, необходимость в их синхронизации, в-четвертых, необходимость абсолютной геометрической и спектральной калибровки. Идентичность необходима, чтобы аберрации изображения в обоих каналах были одинаковы во избежание разрушения стереоэффекта и для высокого качества восстановления трехмерной структуры объекта. Расхождение длины волны настройки каналов не позволяет получить контрастное изображение в двух каналах одновременно. В данной работе предложена схема получения ортогонально поляризованных спектральных стереоизображений, в которой данные недостатки в значительной степени устранены за счет дифракции двух световых пучков в одной АО ячейке на одной и той же акустической волне. Использование одной АО ячейки вместо двух обеспечивает идентичность двух стереоскопических каналов, уменьшение количества поляризаторов, решение проблемы взаимной синхронизации каналов, меньшие массу и габариты устройства, снижение требований к элементам устройства и упрощение его изготовления и юстировки. Устройство работает следующим образом. Рассматриваемый объект помещается в переднюю фокальную плоскость устройства. Задается частота ультразвука, соответствующая требуемой длине волны света, и после заполнения АО ячейки ультразвуковой волной на выходе устройства появляются два световых ортогонально поляризованных пучка, имеющих заданную длину волны, совмещенных (частично или полностью) и распространяющихся параллельно, каждое из которых несет изображение объекта под соответствующим углом наблюдения. При рассмотрении через поляризационные очки, каждое изображение воспринимается своим глазом, что и обеспечивает стереоэффект. Найденная геометрия двухлучевой дифракции позволяет создать перестраиваемый АО фильтр, способный фильтровать одновременно два световых пучка разной поляризации и сводить их в одном направлении. Стереоизображение объекта может рассматриваться непосредственно глазами с помощью поляризационных стереочков. Важно, что это можно делать с любого расстояния и в широком диапазоне спектра без изменения входной оптики. В отличие от существующих приборов, выполняющих аналогичные функции, в рассмотренном устройстве обеспечиваются идентичность двух стереоскопических каналов и, кроме того, сокращение числа АО ячеек и поляризаторов, решение проблемы взаимной синхронизации каналов, уменьшение массы и габаритов, упрощение его юстировки. Этот метод получения

спектральных стереоизображений может найти применение в микроскопии, киноиндустрии, аэрофотосъемке, машинном зрении и других отраслях науки и техники.

Управление модовым составом в микродисковых лазерах

Шостак И. И.¹, Крыжановская Н.В.¹, Мухин И. С.^{1,2}, Моисеев Э. И.¹, Богданов А. А.^{1,3}, Надточий А. М.^{1,3}, Максимов М. В.^{1,3}, Жуков А. Е.^{1,4}, Кулагина М. М.³, Вашанова К. А.³, Задиранов Ю. М.³, Трошков С. И.³, Липовский А. А.^{1,4}, Минтаиров А. М.⁵

¹СПбАУ НОЦ НТ

²ИТМО

³ФТИ

⁴СПбГПУ

⁵University of Notre Dame

Эл. почта: porunacabeza@mail.ru

С помощью сфокусированного ионного пучка на поверхности микродисковых резонаторов с активной областью на основе квантовых точек вытравлены ямки или канавки. Результатом этого стало подавление части мод на спектрах излучения микрорезонаторов. Полуширина оставшихся линий не изменилась, порог лазерной генерации увеличился незначительно.

Введение

Полупроводниковые лазеры с микродисковыми (МД) и микрокольцевыми резонаторами являются перспективными источниками излучения для оптоэлектронных устройств следующего поколения. К достоинствам подобных лазеров относятся малый размер, низкие пороговые токи, высокая температурная стабильность [1]. Актуальной является задача управления модовым составом МД лазеров и подавления нежелательных мод. Ширина полосы усиления квантовых точек может достигать 200 нм [2], в то время как межмодовый интервал для диска диаметром 10 мкм составляет порядка 12 нм. Таким образом, спектр лазерной генерации может состоять из десятков различных мод, в то время как для практических приложений целесообразно получение спектра генерации с одной доминирующей модой. В данной работе исследовался метод подавления мод микродисковых резонаторов путем вытравливания сфокусированным ионным пучком канавок и ямок на поверхности резонатора.

Эксперимент

Гетероструктура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей GaAs (100) подложке. Активная область состояла из 5 слоев InAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As КТ разделенных слоями GaAs толщиной 30 нм и была расположена в центре GaAs волновода (220 нм), ограниченного Al_{0.3}Ga_{0.7}As барьерами толщиной 20 нм. Волноводная область выращивалась на буферном слое Al_{0.98}Ga_{0.02}As толщиной 400 нм. Для изготовления МД резонаторов различных диаметров (6 и 8 мкм) применялись фотолитография и реактивное ионное травление.

Для травления ямок и канавок на поверхности резонаторов был использован фокусированный пучок ионов Ga^+ с энергией 30 кэВ и током пучка равным 5 пА. Оптическую накачку лазеров производилась YAG:Nd-лазер ($\lambda = 532\text{nm}$). Микрообъектив Olympus LMPlan x100 использовался как для фокусировки излучения накачки, так и для сбора излучения микрофотолюминесценции (мкФЛ).

Результат

С помощью ближнепольной оптической микроскопии было исследовано распределение интенсивности мод первого и второго радиального порядка в МД резонаторах диаметром 6 мкм (моды $TE_{1,32}$ и $TE_{2,29}$. Мода $TE_{1,32}$ имеет только один радиальный максимум, расположенный на расстоянии 200 нм от границы резонатора, у моды $TE_{2,29}$ наблюдается два максимума, один из которых расположен очень близко к максимуму моды первого радиального порядка, а второй - на расстоянии 600 нм от края МД. Ямка вытравленная на расстоянии 600 нм от границы резонатора не повлияет на моду $TE_{1,32}$, а для моды $TE_{2,29}$ будет служить рассеивателем. Ямка вытравленная на расстоянии 200 нм от границы резонатора повлияет на обе моды, но мода $TE_{1,32}$ будет подавлена сильнее, так как она полностью локализована на этом расстоянии. Сначала мы провели травление двух ямок диаметром 100 нм и глубиной 20 нм на расстоянии 200 нм от торца МД диаметром 6 мкм. В результате на спектре мкФЛ, полученном при температуре 78К, наблюдается существенное подавление линий, соответствующих модам резонатора: остались две моды одного радиального порядка и с соседними азимутальными числами. Увеличение мощности оптической накачки приводит к возникновению лазерной генерации на оставшихся модах. После травления ямок значение пороговой мощности увеличилось в два раза и стало $P_{th} = 0.3$ мВт. Значение полуширины линии не изменилось и составило 40 пм ($\lambda / \Delta\lambda > 30000$).

Далее на поверхности МД диаметром 6 мкм, из его центра, было проведено травление канавки шириной 150 нм, глубиной 10 нм и длиной 2 мкм. На спектре мкФЛ резонатора до травления канавки, полученном при температуре 78К, наблюдалось более 5 линии сравнимой интенсивности. После травления канавки осталась только одна линия, соответствующая моде первого радиального порядка.

Список литературы

1. Kryzhanovskaya N. V., Zhukov A. E., Nadtochiy A. M., Maksimov M. V., Moiseev E. I., Kulagina M. M., Savel'ev A. V., Arakcheeva E. M., Lipovskii A. A., Zubov F. I., Kapsalis A., Mesaritakis C., Syvridis D., Mintairov A., Livshits D. "Room temperature lasing in microring cavities with an InAs/InGaAs quantum dot active region" *Semiconductors*, 47, pp. 1387–1390, 2013;
2. Nevsky A. Yu., Bressel U., Ernsting I., Eisele Ch., Okhapkin M., Schiller S., Gubenko A., Livshits D., Mikhrin S., Krestnikov I., Kovsh. A. " A narrow-

line-width external cavity quantum dot laser for high-resolution spectroscopy in the near-infrared and yellow spectral ranges", Appl. Phys. B, 92, 501, 2008;

Управление селективностью fotocувствительности структур Ag-GaP и Ag-AlGaN

Ламкин И. А.¹, Тарасов С. А.¹, Курин С. Ю.², Соломонов А. В.¹

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

²СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: ialamkin@mail.ru

В последнее время широкое распространение получает использование коротковолнового диапазона спектра в различных областях науки. Однако, исследование ультрафиолетовой области вызывает некоторые трудности в сфере детекторов. В научных целях чаще всего применяют фотоэлектронные умножители и кремниевые фотодиоды. При использовании таких фотоприемников для регистрации только коротковолнового диапазона необходимо применять дорогостоящие оптические фильтры. Однако часто возникает потребность детектирования определенных областей ультрафиолета, для которых не существует оптических фильтров. В результате такой необходимости создаются селективные ультрафиолетовые фотоприемники.

Существующие селективные фотодиоды Ag-Si обладают паразитной чувствительностью в видимой области из-за проникновения света сквозь Ag к Si, ширина запрещенной зоны которого поглощает длинноволновый свет. GaP имеет большую ширину запрещенной зоны, что позволяет избавиться от части паразитного сигнала. Также в настоящее время широко исследуются широкозонные твердые растворы $Al_xGa_{1-x}N$, которые являются перспективным материалом для создания селективных фотоприемников для различных областей ультрафиолета.

Созданы и исследованы структуры на основе контакта GaP и металла Ag толщиной 15–150 нм. При толщине слоя Ag 15 нм красная граница фотоэффекта составила 520 нм. При увеличении толщины слоя Ag проявляется селективная fotocувствительность с максимумом фотоответа при 322 нм. Получена полуширина спектра fotocувствительности 15 нм при толщине слоя Ag 150 нм. Структура на основе Ag-GaP имеет малые токи утечки 0,01 пА при -1 В, что позволяет достигнуть высокую обнаружительную способность $\approx 10^{14}$ Гц^{0,5}/Вт.

Для увеличения fotocувствительности в УФ области были исследованы структуры на основе прямозонных твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$. Барьеры Шоттки на основе $Ag - Al_{0,08}Ga_{0,92}N$ имели длинноволновый край fotocувствительности не более 333 нм, а полуширину от 13 до 32 нм, в зависимости от толщины слоя Ag, которую изменяли от 15 до 150 нм. Дополнительно управлять полушириной спектра fotocувствительности структур $Ag - Al_xGa_{1-x}N$

можно не только путем изменения толщины слоя серебра, но и путем изменения состава твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$. Для уменьшения диапазона чувствительности были созданы структуры $Ag - Al_{0,32}Ga_{0,68}N$ с красной границей фотоэффекта 328 нм. В этом случае окно прозрачности Ag совпадает с максимумом поглощения в твердом растворе, а изменение толщины слоя Ag оказывало влияние только на положение коротковолнового края fotocувствительности.

Проведено исследование влияние на fotocувствительность предварительной обработки поверхности эпитаксиального слоя твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$ перед напылением металлов в различных химических реактивах. В качестве химических реактивов использовались $H_2SO_4 : H_3PO_4 : DI$, $HCl : DI$, $H_3PO_4 : DI$, $CCl_4 : DI$, $HF : DI$, $HNO_3 : HCl : DI$, $KOH : DI$. Показано сильное влияние обработки поверхности на чувствительность в области максимального фотоответа. Установлено, что обработка в $KOH : DI$ увеличивает фотоответ в 5,5 раза по сравнению с необработанной поверхностью. Возможно, увеличение fotocувствительности связано с возрастанием шероховатости поверхности и уменьшением фотоотражения от нее, что подтвердилось АСМ исследованиями поверхности после ее травления и после напыления металла.

В результате проведенных исследований созданы селективные фотодиоды на основе $Ag-GaP$ с полушириной fotocувствительности 15 нм. Обратные токи составили 0,01 пА при -1 В. При использовании прямозонных твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$ показана возможность создания большого разнообразия фотодиодов с разной полушириной fotocувствительности (от 13 нм до 32 нм) путем изменения состава твердого раствора и толщины слоя Ag.

Влияние времени жизни фотонов в резонаторе на характеристики вертикально–излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм

Бобров М. А.¹, Блохин С. А.¹, Малеев Н. А.¹, Кузьменков А. Г.¹

¹ФТИ

Эл. почта: bobrov.mikh@gmail.com

В последнее время всё большее внимание привлекают вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) спектрального диапазона 850 нм работающие в режиме прямой токовой модуляцией для использования в оптических устройствах передачи данных [1]. Одним из ключевых факторов влияющих на быстродействие лазера является демпфирование релаксационных колебаний, которое прямо пропорционально времени жизни фотонов в оптическом резонаторе τ_p , и коэффициенту компрессии усиления ϵ , и обратно пропорционально дифференциальному оптическому усилению g_N . Ранее была показана возможность значительного повышения быстродействия ВИЛ спектрального диапазона 850 нм с достаточно большим размером оксидной токовой апертуры (≈ 11 мкм) за счет снижения времени жизни фотонов в оптиче-

ском резонаторе [2]. В данной работе были проведены детальные исследования влияния времени жизни фотонов в оптическом резонаторе с легированными распределенными брэгговскими отражателями (РБО) и двойной оксидной токовой апертурой на характеристики ВИЛ спектрального диапазона 850 нм в широком диапазоне размеров токовых апертур.

Времена жизни фотонов в резонаторе в конкретном приборе варьировались путём изменения потерь на вывод излучения лазера за счёт «мелкого» травления поверхностных слоёв верхнего РБО. Увеличение потерь на вывод излучения с 0.3% до 1.8% приводит к росту дифференциальной эффективности в 1.5-1.7 раза и увеличению порогового тока генерации на 30%. Внутренние оптические потери A_{int} для прибора с токовой апертурой 10 мкм составляют 0.16%, а с уменьшением размера токовой апертуры наблюдается резкий рост величины A_{int} , до 0.25% для прибора с апертурой 2 мкм, что обусловлено ростом дифференциальных потерь на оксидной апертуре [3]. Согласно результатам малосигнального частотного анализа, паразитная составляющая конструкции для приборов с различными диаметрами апертуры не влияет на высокочастотные свойства ВИЛ и составляет более 20 ГГц. Коэффициент компрессии усиления слабо меняется во всём диапазоне токовых апертур и временах жизни фотонов в резонаторе, и составляет $3.3 \cdot 10^{-17}$ см³. При малых потерях на вывод излучения коэффициент затухания в основном определяется временем жизни фотонов в резонаторе ($\tau_{sp} = 4.1$ пс для прибора с 10 мкм апертурой), однако в случае высоких потерь на вывод излучения существенное влияние оказывает уровень дифференциального усиления на пороге генерации ($g_N = 1.8 \cdot 10^{-15}$ см² для 10 мкм прибора). Стоит отметить, что увеличение внутренних оптических потерь ведёт к снижению времени жизни фотонов в резонаторе (на 18% для 2 мкм прибора) и к падению дифференциального оптического усиления в 2 раза. Несмотря на рост коэффициента затухания релаксационных колебаний при увеличении времени жизни фотонов в резонаторе, быстрое действие широкоапертурных приборов в основном лимитируется эффектом саморазогрева. В случае приборов с малым размером токовой апертуры (<3 мкм) превалирует эффект демпфирования релаксационных колебаний, обусловленный более низким дифференциальным усилением, несмотря на дополнительное падение времени жизни фотонов. В случае приборов с промежуточными размерами токовой апертуры, на быстрое действие влияют оба механизма, что позволило увеличить частоту эффективной модуляции ВИЛ с апертурой 5.5 мкм с 21 ГГц до 24 ГГц при увеличении уровня оптических потерь на вывод излучения. Дальнейшее увеличение быстрого действия лазеров в данной геометрии связано с уменьшением теплового сопротивления приборов.

Список литературы

1. R. Michalzik, VCSELs: fundamentals, technology and applications of vertical-cavity surface-emitting lasers, Springer, 2013;

2. P. Westbergh, Higher speed VCSELs by photon lifetime reduction, SPIE vol. 7952, 79520K, 2011;
3. E.R. Hegblom, Estimation of scattering losses in dielectrically apertured vertical cavity lasers, Applied Physical Letters 68, 1757, 1996;

р-легирование AlGaN слоев в процессе плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии

Кузнецова Н. В.¹, Нечаев Д. В.¹, Шевченко Е. А.¹, Казанцев Д. Ю.¹, Жмерик В. Н.¹

¹ФТИ

Эл. почта: kuznetsovanadezdav@gmail.com

Создание компактных твердотельных ультрафиолетовых (УФ) фотодетекторов с рабочей длиной волны менее 300 нм на основе широкозонных нитридных соединений $Al_xGa_{1-x}N$ с высоким содержанием Al ($x > 0.3$) необходимо для широкого спектра применений: в электронике, энергетике, экологии, биологии, медицине и др. В частности, с их использованием станет возможным обнаружение и лечение злокачественных опухолей на ранних стадиях. Одной из главных проблем приборов УФ-оптоэлектроники является снижение эффективности акцепторного легирования AlGaN слоев при повышении содержания Al, поскольку энергия ионизации р-примеси Mg существенно превышает 200 мэВ, а увеличение концентрации атомов Mg приводит к образованию дефектных глубоких донорных центров, вероятно, связанных с междоузельным Mg [1]. В данной работе исследуется влияние основных технологических параметров плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ) слоев AlGaN:Mg на эффективность их р-легирования и демонстрируются УФ-фотоприемники на основе диодов с барьером Шоттки и р-і-n диодов.

Образцы однородно легированных слоев $Al_xGa_{1-x}N:Mg$ ($x=0-0.4$), варизонных слоев $Al_xGa_{1-x}N:Mg$ с отрицательным в направлении роста градиентом Eg ($x=0.75-0.55$) и диодных гетероструктур с верхним р-эмиттером/р-контактным слоем $Al_{0.5}Ga_{0.5}N:Mg / GaN:Mg$ и нижним n-легированным слоем AlGaN:Si выращивались методом ПА МПЭ на подложках с- Al_2O_3 . Для получения потока Mg в диапазоне давлений $1.1 \times 10^{-6} \times 10^{-9}$ Торр использовался твердотельный эффузионный источник. Легирование проводилось при температуре подложки $640-700^\circ C$ и различных стехиометрических условиях с соотношением потоков атомов III группы и активированного азота (FIII/FN), изменявшимся от метал-обогащенных до азот-обогащенных условий с FIII/FN от 1.1 до 0.85. Полярность слоев выявлялась при помощи их травления в 20% КОН в течение 10 минут при комнатной температуре. Концентрации Mg ([Mg]) и акцепторов определялись с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) и вольт-фарадных характеристик, соответственно. Кроме того, измерялись спектры фотолюминесценции (ФЛ) слоев, а

также вольт-амперные и спектральные характеристики чувствительности фотодиодных структур.

Исследования слоев показали, что в процессе легирования критически важно обеспечить $[Mg] = (2-5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, при которой в нашем случае достигается концентрация дырок $p \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Еще лучшие результаты с той же концентрацией Mg продемонстрировали варизонные слои, в которых концентрация дырок достигала $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что можно объяснить эффектом поляризационного легирования [2]. Все исследованные структуры показали металлическую полярность. Анализ спектров ФЛ легированных слоев подтвердил отсутствие глубоких уровней (с энергией $< 3 \text{ эВ}$) в образцах с р-типом проводимости и их появление при повышении концентрации магния. Исследования р-і-n фотодиодов с различной концентрацией акцепторной примеси обнаружили, что при $[Mg] = 6 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в структурах реализуется фотодиод Шоттки, работающий в видимо-слепом диапазоне с граничной длиной волны 360 нм. При больших $[Mg] = 6 \cdot 10^{18} - 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ реализуется р-тип проводимости $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N:Mg}$, и структура начинает работать как р-і-n фотодиод в солнечно-слепом диапазоне с максимальной квантовой эффективностью 9.9% при 270 нм. Таким образом, продемонстрированы возможности ПАМПЭ по р-легированию без постростового отжига слоев AlGaIn:N:Mg , предназначенных для гетероструктур и приборов УФ-оптоэлектроники, с использованием обычного и поляризационного подходов.

Список литературы

1. Т. А. Komissarova, V. N. Jmerik, A. M. Mizerov, N. M. Schmidt, B. Y. Ber, D. Y. Kasantsev, and S. V. Ivanov, "Electrical properties of Mg-doped GaN and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$," *Phys. Status Solidi*, vol. 6, no. S2, pp. S466–S469, 2009;
2. O. V. Khokhlev, K. A. Bulashevich, and S. Y. Karpov, "Polarization doping for III-nitride optoelectronics," *Phys. Status Solidi*, vol. 210, no. 7, pp. 1369–1376, 2013;

Лазерная генерация в кольцевых и дисковых микрорезонаторах сверхмалого диаметра с активной областью на основе квантовых точек InAs/InGaAs

Моисеев Э. И.¹, Крыжановская Н. В.¹, Максимов М. В.^{1,2}, Надточий А. М.², Шостак И. И.¹, Богданов А. А.^{1,3}, Жуков А. Е.¹, Липовский А. А.^{3,1}, Садриева З. Ф.¹, Карпов Д. В.¹

¹СПБАУ НОЦ НТ

²ФТИ

³СПбГПУ

Эл. почта: moiseev@spbau.com

Полупроводниковые микрорезонаторы привлекают к себе внимание как с точки зрения фундаментальных исследований взаимодействия света с веществом, так и с точки зрения их возможного применения в оптоэлектронных

приборах. На основе микрорезонаторов с квантовыми точками (КТ) возможно создать излучатели для интегральных оптоэлектронных схем и источники одиночных фотонов для приборов работающих на основе квантовой криптографии. Кроме того, использование КТ в качестве активной области позволяет уменьшить рекомбинацию носителей на поверхности микрорезонатора. Характеристики лазеров обычно ухудшаются по мере уменьшения их размеров. В настоящее время продемонстрирована лазерная генерация при комнатной температуре в микродисковом резонаторе с InAs/InGaAs КТ в геометрии подвешенного диска диаметром 2.1 мкм [1]. В этой геометрии диск располагается на пьедестале-ножке, диаметр которого существенно меньше чем диаметр микродиска. Это обеспечивает высокое оптическое ограничение, но делает невозможным эффективную инжекционную накачку, ухудшает теплоотвод и понижает механическую устойчивость. В данной работе решалась задача создания микрорезонатора диаметром менее 2 мкм и получение лазерной генерации при повышенных температурах (100 °С) на длине волны 1.3 мкм с использованием проводящего пьедестала, диаметр которого равен диаметру резонатора.

Гетероструктура выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (100). Для оптического ограничения со стороны подложки использовался слой $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ толщиной 400 нм. Затем размещался волновод GaAs толщиной 350 нм ограниченный с двух сторон барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ по 20 нм. Активная область была помещена в середину волновода и состояла из пяти слоев КТ InAs прикрытых квантовой ямой $In_{0.15}Ga_{0.85}As$. При помощи электронной литографии и плазмо-химического травления были сформированы микрорезонаторы с диаметром 1.5 и 2.0 мкм в дисковой и кольцевой геометрии. Внутренний диаметр кольцевых микрорезонаторов (диаметр отверстия) варьировался от 0.7 — до 1.4 мкм. Фотовозбуждение производилось с помощью YAG:Nd лазера (длина волны 532 nm). Люминесцентное излучение, пропущенное через монохроматор Horiba FHR-1000, детектировалось с помощью InGaAs ПЗС-матрицы Symphony.

Максимум излучения InAs/InGaAs квантовых точек при комнатной температуре составил 1.28 мкм. На спектрах микрофотолюминесценции резонаторов наблюдались резкие линии, соответствующие модам шепчущей галереи. Для наиболее интенсивных мод микрорезонаторов внешним диаметром 2.0 и 1.5 мкм наблюдался переход в режим лазерной генерации. Минимальная пороговая мощность накачки (0.5 мкВт) наблюдалась для кольцевого микрорезонатора с внешним диаметром 2 мкм и внутренним диаметром 0.8 мкм. Для микрорезонаторов с внешним диаметром 1.5 мкм наблюдались более высокие значения пороговой мощности (0.6 мкВт), что обусловлено большим вкладом безызлучательной рекомбинации на поверхности резонатора и меньшим усилением. Необходимо отметить, что в случае малых диаметров резонатора, при малом количестве мод в спектре отстройка моды от максимума усиления КТ приводит к увеличению порога лазерной генерации. Далее были проведены исследования микрофотолюминесценции резонаторов при

повышенных температурах (20-100°C). При изменении температуры положение максимума усиления КТ смещается на 0.5 нм/К (определяется зависимостью ширины запрещённой зоны от температуры), а положение моды микрорезонатора на <0.1 нм/К (определяется зависимостью коэффициента преломления от температуры). Это приводит к немонотонной зависимости пороговой мощности лазерной генерации от температуры. При спектральном положении моды резонатора между основным и возбужденным состоянием КТ наблюдалось максимальное значение пороговой мощности ($5 \times P_{th}(293K) = P_{th}(328K)$). Наибольшая температура при которой наблюдалась лазерная генерация для кольцевого микрорезонатора с диаметром 2 мкм и с внутренним диаметром 1.2 мкм составила 100°C ($2 \times P_{th}(293K) = P_{th}(373K)$).

Список литературы

1. Kartik S., Matthew B., Oskar P., Optics Express, 14(3), 1094-1105, 2006;

Эффективность ультрафиолетовых светодиодов на основе гетероструктур GaN/AlGaN

Евсеенков А. С.¹, Тарасов С. А.¹, Курин С. Ю.²

¹ЛЭТИ

²ООО «Группа компаний «Нитридные кристаллы»», Санкт-Петербург, Россия.

Эл. почта: as.evseenkov@gmail.com

В современной электронной промышленности для создания светодиодных структур (СД) используются композиции на основе твердых растворов полупроводниковых нитридов. СД обладают существенными преимуществами перед другими источниками света: миниатюрность, экологичность, надежность, а главное — экономичность.

Важнейшей характеристикой СД является эффективность преобразования электрической энергии в оптическое излучение. Одним из препятствий на пути к ее повышению является низкое качество эпитаксиальных гетероструктур. Но также есть и другие факторы. Значительная часть излучения не выводится из устройства в силу внутреннего отражения от границ раздела структур. Также при протекании тока через активную область структуры возможен эффект самонагрева.

Среди СД особое место занимают ультрафиолетовые светодиоды (УФСД). Они представляют большой интерес для фотокаталитической очистки воды и воздуха, а также для фотополимеризации и других применений. При использовании люминофора в результате переизлучения они позволяют получить белый источник света. Такое применения дает большие возможности при использовании их в качестве осветительного прибора, позволяя достичь высокой эффективности и повысить стабильность цветовой температуры излучателя.

В качестве основного объекта исследования в работе выступали УФСД на основе нитридов алюминия/галлия AlGaN выращенных на сапфире. Состав электронно-блокирующего слоя (ЭБС) выбирался таким образом, чтобы с одной стороны, подавить утечку электронов в р-область, а с другой стороны — сохранить необходимый уровень инжекции дырок в активную область (АО). В настоящей работе был использован ЭБС с линейным убыванием концентрации алюминия при удалении от АО с 15% до 6%. Снижение концентрации алюминия (ниже 13-15%) вблизи границы ЭБС и АО приводит к увеличению тока утечки электронов. С другой стороны, увеличение концентрации алюминия в ЭБС (свыше 15-17%) повышает сопротивление ЭБС без дополнительного улучшения электронного ограничения.

Планарные чипы были изготовлены с размерами 0.31×0.31 мм² и установлены в корпус. Для электродов n- и p-типа использовались металлические композиции Ti/Al и Ni/Au, соответственно.

В работе было проведено экспериментальное исследование оптических и электрических свойств УФСД. Также с целью оптимизации параметров УФСД был разработан метод моделирования процесса вывода света из светодиодных структур корпускулярным методом Монте-Карло, что позволило предсказывать оптические свойства исследуемых структур и подробно описать процессы, приводящие к потере вывода излучения во внешнюю среду. Моделирование показало, что основные потери наблюдаются в полупроводниковом и люминофорных слоях. Для полупроводникового слоя с целью уменьшения поглощения излучения необходимо минимизировать время пребывания фотонов в этих областях структуры, что может быть сделано подборкой пар материалов с меньшим критическим углом, текстурированием поверхности границ раздела, а также модификацией общей геометрии структуры. Рассмотрено влияние каждого из этих факторов.

Параметры и характеристики полученных гетероструктур GaN/AlGaN УФСД исследовались методами рентгеновской дифрактометрии, вторичной ионной масс-спектрометрии, атомно-силовой микроскопии, фотолюминесценции. Особое внимание уделено исследованию спектров электролюминесценции при различных прямых токах и температурах, определению оптической мощности и эффективности излучения. Исследовано влияние изменения структуры УФСД, в частности, толщины активной области, на эффективность люминесценции. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования. В настоящее время проводится работа по созданию люминофорного слоя, содержащего квантовые точки различного размера.

Список литературы

1. A. V. Solomonov, S. A. Tarasov, E. A. Men'kovich, I. A. Lamkin, S. Yu. Kurin, Study of the Characteristics of Ultraviolet Light Emitting Diodes Based on GaN/AlGaN Heterostructures Grown by Chloride-Hydride

Зависимость эффективности светодиодов ближнего ультрафиолетового диапазона, полученных методом HVPE, от толщины активной области

Курин С. Ю.¹, Тарасов С. А.², Ламкин И. А.², Евсеенков А. С.²

¹СПБАУ НОЦ НТ

²СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: sergey2011kurin@yandex.ru

Светодиоды ближнего ультрафиолетового (УФ) диапазона на основе полупроводниковых соединений нитридов III группы в настоящее время очень востребованы, благодаря длительному сроку службы, экологичности, миниатюрности и низким эксплуатационным расходам. Особенно перспективно применение УФ светодиодов для фотокаталитической очистки воды и воздуха, а также для фотополимеризации.

Целью настоящей работы является определение с учётом вышеуказанных факторов оптимального режима работы гетероструктуры УФ светодиода с длиной волны 365 нм, обеспечивающего ее максимальную эффективность. В качестве основного оптимизационного критерия выбрана внутренняя квантовая эффективность (ВКЭ) излучательной рекомбинации, интегрально характеризующая качество гетероструктуры в целом.

Моделирование работы гетероструктуры УФ светодиода проводилось с использованием исследовательского кода, в основе которого лежит метод конечных элементов, на основе дрейф-диффузионного подхода к описанию транспорта неравновесных электронов и дырок, их рекомбинации и излучения света. Гетероструктура предполагалась выращенной вдоль направления [0001], соответствующего направлению гексагональной оси кристалла. Из-за сравнительно малого рассогласования постоянных решетки GaN активной области и AlGaN контактных слоёв релаксация напряжений во всей гетероструктуре предполагалась отсутствующей. Подвижности электронов и дырок в n- и p-контактных слоях предполагались равными 100 и 10 см²/Вс, соответственно.

Для получения длины волны излучения, равной 365 нм, используется активный слой, выполненный из GaN. Для обеспечения, во-первых, хорошего электронного ограничения носителей в активном слое и, во-вторых, отсутствия поглощения излучаемого света в контактных областях, окружающие активный слой, должны быть выполнены из более широкозонного материала — AlGaN.

При моделировании учитывалась бимолекулярная излучательная рекомбинация электронов и дырок, безызлучательная рекомбинация носителей на точечных дефектах и их безызлучательная рекомбинация на проникающих дислокациях. Безызлучательная рекомбинация на точечных дефектах описыва-

лась временами жизни электронов и дырок, составляющими 50 нс. Такое время жизни соответствует диффузионным длинам электронов и дырок, равным 1.0-3.5 мкм, которые могут наблюдаться в материалах, имеющих плотность дислокаций порядка 10^9 см^{-2} . Поскольку в качестве материала активной области был выбран GaN, то при моделировании не учитывалось влияние флуктуаций состава тройных соединений на скорость безызлучательной рекомбинации, связанной с проникающими дислокациями. Этот эффект существенен в активных слоях, выполненных из InGaN.

По результатам проведенного моделирования можно сделать следующие выводы: 1) плотность тока, при которой достигается максимум ВКЭ, растёт при увеличении толщины активного слоя; 2) абсолютная величина максимальной ВКЭ также увеличивается с ростом толщины активной области. Последнее означает, что для повышения ВКЭ светодиодной гетероструктуры требуется использовать активные слои большой толщины (от 100 нм).

Расчеты эффективности инжекции электронов и дырок позволили определить оптимальный режим работы светодиодной структуры, обеспечивающий её максимальную эффективность. Установлено, что структура с активной областью толщиной 100 нм работает наиболее эффективно при плотностях тока 100-200 А/см². Заметные утечки электронов из такой структуры предсказываются для комнатной температуры при плотностях тока, превышающих 1-2 кА/см². Это означает, что работа гетероструктуры при высоких плотностях тока является оптимальной до тех пор, пока квантовый выход не будет лимитироваться разогревом активной области.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Фотопроводимость одиночных GaAs нанопроводов

Гейдт П. В.¹, Алексеев П. А.², Дунаевский М. С.², Lahderanta E.¹, Haggren T.³, Kakko J.-P.³, Lipsanen H.³

¹Lappeenranta University of Technology, Finland

²ФТИ

³Aalto University, Finland

Эл. почта: pavel.geydt@lut.fi

III-V нанопровода (НП) являются перспективными объектами для создания солнечных элементов. За последние несколько лет КПД солнечных элементов на базе нанопроводов увеличился на порядок и достиг значения 10% для GaAs структур [1].

Солнечный элемент представляет собой упорядоченный массив НП, вертикально растущих на проводящей подложке. При создании таких солнечных элементов, как правило, производят наращивание массива НП матрицей из прозрачного и непроводящего вещества, с последующим нанесением прозрачного контакта. Характеристики солнечного элемента, измеренные через такой контакт, несут в себе информацию, усредненную по сравнительно большой площади контакта и не позволяют отделить вклад в эффективность 1) обусловленный НП от 2) вклада подложки. Отметим, что нанесение вещества на массив НП может отламывать НП от ростовой подложки, кроме того, материал матрицы может приводить к существенному изменению проводимости и фотопроводимости НП. Обозначенные выше эффекты являются слабоизученными и для их изучения необходимо измерять вольт-амперные характеристики (ВАХ) одиночных НП до и после нанесения материала матрицы.

Создание электрического контакта к одиночному незаряженному НП, является нетривиальной задачей. Однако использование сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), где зонд может выполнять функцию мобильного нанометрового электрода позволяет её решить [2]. Действительно, с применением появившейся в последнее время методики PeakForce Tapping, стало возможным исследовать поверхности с минимальным воздействием зонда, вплоть до пиконьютонов. Это обстоятельство позволяет создавать электрический контакт к длинным и тонким НП, обладающим низкой изгибной жесткостью и не сгибать их.

В работе исследовались заряженные и незаряженные p⁺ GaAs НП на n⁺ GaAs подложке. Заряживание НП осуществлялось нанесением SOG (spin on glass) покрытия. Длина НП составляла 1-2 мкм, диаметр — 100 нм. Исследо-

вания проводились на сканирующем зондовом микроскопе BRUKER Multimode 8, использовались проводящие зонды PFTuna (Bruker). При измерении, красный лазер, отслеживающий положение зонда, также засвечивал исследуемые НП. Таким образом, при измерении ВАХ, измерялась фотопроводимость.

Исследование топографии поверхности, массива выращенных НП с параллельным получением карты проводимости, выявило, что нанесение SOG приводит к частичному отламыванию НП. Измерение ВАХ незарощенных НП, выявило наличие фотоЭДС величиной 0.4 В. На зарощенных НП фотоЭДС отсутствовала, кроме того, проводимость таких НП снизилась на порядок. Подобное негативное влияние SOG покрытия можно объяснить возникновением электрического поля между покрытием и НП, которое проникает в НП и подобно затвору полевого транзистора уменьшает канал проводимости в НП. Кроме того, данное поле ускоряет движение неравновесных фотоносителей к поверхности, где они рекомбинируют. Измерение ВАХ на подложке не выявило фотоЭДС, что говорит о том, что толщина p^+ слоя, образующегося при росте НП на подложке незначительна.

Таким образом, применение СЗМ позволяет определять проводимость и фотопроводимость одиночных, вертикально стоящих НП. Было выявлено, что нанесение SOG покрытия оказывает негативное влияние, приводящее к значительному уменьшению проводимости НП и исчезновению фотоЭДС.

Список литературы

1. J.V. Holm et al. Nature Communications 4, 1498 (2013);
2. R.R. LaPierre et al. Phys. Status Solidi RRL 7, 10 (2013);

Влияние условий взаимодействия зонда атомно-силового микроскопа с поверхностью n-GaAs на эффект трибоэлектризации

Бакланов А. В.^{1,2}, Брунков П. Н.¹, Гуткин А. А.¹, Калюжный Н. А.¹

¹ФТИ

²СПбГПУ

Эл. почта: baklanov@mail.ioffe.ru

При механическом взаимодействии зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) с поверхностью n-GaAs наблюдается явление трибоэлектризации [1]. Обнаружено, что сканирование поверхности полупроводниковых материалов в контактном режиме приводит к локальной модификации потенциала поверхности, который можно измерить с помощью метода сканирующей Кельвин-зонд микроскопии (СКЗМ) [2].

При помощи модели Герца оценена минимальная сила прижима зонда к поверхности (30 нН), позволяющая в приповерхностном слое преодолеть порог пластичности материала образца. Используемый диапазон сил прижима зонда (50÷2500 нН) превышал значение минимальной силы с учётом влияния внешних условий. При таком взаимодействии зонда с поверхностью образу-

ются условия для термической активированной генерации точечных дефектов с глубокими уровнями, за счет которых происходит трибоэлектризация поверхности. Таким образом, локальное изменение потенциала поверхности обусловлено увеличением концентрации точечных дефектов в приповерхностном слое образцов [3].

Эти дефекты создают дополнительные электронные состояния, которые можно рассматривать как поверхностные состояния. Если эти состояния расположены ниже исходного положения поверхностного уровня Ферми в полупроводнике, на них локализуются электроны, что и приводит к появлению дополнительного отрицательного заряда на поверхности и уменьшению её потенциала, то есть увеличению поверхностного потенциального барьера для электронов в объёме кристалла.

Величина изменения потенциала зависит от скорости сканирования, силы прижима зонда к поверхности и внешних условий (влажности среды, температуры и др.). Чем больше сила прижима зонда к поверхности, тем больше деформация приповерхностного слоя, следовательно, больше и концентрация дефектов. Чем больше скорость сканирования, тем меньше концентрация дефектов, так как скорость образования дефектов конечна. Подобраны все параметры сканирования, позволяющие контролировать величину изменения потенциала (от единиц до десятков милливольт).

Установлено, что при отжиге трибологически модифицированная область травится быстрее немодифицированных участков, что может быть связано с нарушением кристаллической структуры из-за наличия большого количество точечных дефектов. Такой метод (трибо-нанолитография) позволяет получить необходимый профиль поверхности без применения методов «мокрого» травления с высоким вертикальным разрешением в нанометровом и субнанометровом диапазоне и с латеральными размерами порядка 10 нм и более (что определяется зондом АСМ). Подбором ряда параметров можно контролировать глубину модифицированных областей.

Список литературы

1. Г.В. Дедков – «Нанотрибология: экспериментальные факты и теоретические исследования», УФН, том 170, №6 (июнь 2000);
2. Bharat Bhushan, Anton V. Goldade – «Kelvin probe microscopy measurements of surface potential change under wear at low loads», Wear 244 (2000), p. 104–117;
3. П.Н.Брунков, В.В.Гончаров, М.Э.Рудинский, А.А.Гуткин, Н.Ю.Гордеев, В.М.Лантратов, Н.А.Калюжный, С.А.Минтаиров, Р.В.Соколов, С.Г.Конников – «Локальная трибоэлектризация поверхности n-GaAs с помощью зонда атомно-силового микроскопа», ФТП, том 47, выпуск 9, стр. 1181-1184, 2013;

ПРИБОРЫ И МАТЕРИАЛЫ ТГц и СВЧ ДИАПАЗОНА

Спин-волновой генератор монохроматического СВЧ сигнала

Дроздовский А. В.¹, Устинов А. Б.¹

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: drozdovskyav@gmail.com

Генераторы СВЧ сигнала являются ключевым элементом устройств сантиметрового и миллиметрового диапазонов [1]. Современные генераторы, с несущей непосредственно в СВЧ, как правило, делаются по стандартной схеме в виде кольца, содержащего усилитель резонатор и направленный ответвитель для вывода СВЧ сигнала. Перестройка рабочей частоты генератора осуществляется путем перестройки резонансной частоты резонатора. Спектральная плотность шума такой системы может быть оценена на основе известной формулы Лисона [2] и, в значительной степени, определяется нагруженной добротностью используемого резонатора.

Главный недостаток резонаторов — их ограниченный диапазон перестройки. Любая перестройка резонатора, даже для фазовой синхронизации автогенератора, отрицательно влияет на его добротность. Там, где удастся, обеспечить перестройку рабочей частоты генератора в большом диапазоне частот, высок уровень фазовых шумов. И наоборот — генераторы с низким уровнем фазовых шумов, как правило, могут перестраиваться по частоте незначительно [1].

Принципиально иной схемой построения генераторов является схема, содержащая линию задержки в качестве частотно-селективного элемента. В качестве частотно селективного элемента выступает линия задержки, а резонатором, в данном случае, является все кольцо [3]. Для конструкции на основе линии задержки основным параметром, влияющим на уровень фазовых шумов, является время задержки сигнала внутри линии задержки. Так, например, при сопоставлении теоретических уровней фазового шума для генератора, содержащего резонатор (с добротностью 5000) и генератора, содержащего линию задержки (время задержки 10 нс) видно, что использование генератора на основе линии задержки (со временем задержки всего 10 нс) вместо схемы на резонаторе дает преимущество на 40 дБн при отстройке на 10 кГц от несущей.

Одними из наиболее перспективных для использования в генераторах являются линии задержки на спиновых волнах. Линия задержки на спиновых волнах обладает малыми размерами и легко перестраивается внешним маг-

нитным полем в диапазоне до 20 ГГц. Данная конструкция является уникальной, поскольку при перестройке рабочего диапазона магнитным полем, длина волны остается неизменной. В тот же момент, конструкции спин-волновых приборов легко реализуются при помощи стандартной фотолитографии и технологией навесных электронных компонентов. Генераторы на основе спин-волновых линий задержки будут иметь следующие достоинства: планарность конструкции, миниатюрность, низкий уровень фазовых шумов, перестройка в широком диапазоне частот и относительно низкая себестоимость.

Был проведен эксперимент, в котором активное кольцо, содержащее спин-волновую линию задержки, вводилось в режим монохроматической генерации. В качестве линии задержки выступал макет, содержащий возбуждающую и приемную микрополосковые антенны шириной 50 мкм. На антенны сверху накладывался волновод спиновых волн шириной 2 мм, длиной 2 см и толщиной 10 мкм, изготовленный из пленки железо-иттриевого граната. Расстояние между приемной и возбуждающей антеннами составляло 2 мм. Макет помещался в постоянное магнитное поле, создаваемое электромагнитом, величиной $3700 \div 6400$ Э, направленное перпендикулярно поверхности пленки феррита. Такая конфигурация линий задержки обеспечивала задержку на частоте генерируемого сигнала порядка 7 нс. Частота генерируемого сигнала, определяемого электромагнитом, составляла $3.7 \div 6.4$ ГГц. При измерении использовался анализатор спектра с функцией измерения фазовых шумов Tectronix RSA6000. Измерения проводились во частотном диапазоне, определяемом величиной магнитного поля. Типичное значение уровня фазового шума тестируемого макета генератора, экспериментально измеренное на несущей 5.28 ГГц, составило порядка 90 дБн/1 Гц при отстройке 10 кГц.

Таким образом, вышеописанное исследование показывает, что возможно использовать активное кольцо, содержащее спин-волновую линию задержки в качестве основы перестраиваемого малошумящего генератора монохроматического СВЧ-сигнала.

Список литературы

1. Ченакин А., Фазовые шумы в СВЧ-генераторах, Элементная база электроники, Вып. №4, С. 00110, 2011;
2. Leeson D.B., A simple model of feedback oscillator noise spectrum, Proceedings of the IEEE, Vol. 54, №. 2, pp. 329-330, 1966;
3. Henaff J., Application of SAW-Oscillators to Digital Communications, 1979 IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 855-860, 1979;

Направленная синхронизация двух кольцевых автогенераторов на основе пленок железо иттриевого граната

Кондрашов А. В.¹, Калинин Б. А.²

¹СПбГЭТУ

²СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: kondrashov_av@inbox.ru

Развитие систем беспроводной связи, а также радарной техники СВЧ диапазона привело к необходимости разработки и исследованию новых способов передачи данных. Одним из новых методов передачи СВЧ сигналов является использование широкополосных хаотических колебаний в качестве нового типа несущей [1]. В недавних работах был предложен генератор СВЧ хаотических колебаний, построенный на основе пленок железо-иттриевого граната. Этот генератор демонстрировал генерацию хаотических колебаний, ширина спектра которых была около нескольких сотен мегагерц [2, 3]. Одним из основополагающих явлений при использовании динамического хаоса в приемопередающих системах является синхронизация двух хаотических генераторов [4]. В тоже время следует отметить, что до настоящего времени была опубликована лишь одна работа, посвященная исследованию синхронизации двух хаотических генераторов на основе пленок ЖИГ [5].

Настоящая работа посвящена изучению режимов возникновения синхронной динамики в двух направленно связанных СВЧ генераторах на пленках ЖИГ. В частности, исследован процесс возникновения синхронной динамики двух генераторах, работающих в монохроматическом режиме.

Экспериментальная установка представляла собой два направленно связанных кольцевых генератора, построенных на тонкой пленке ЖИГ. Конструкция обоих генераторов была одинакова. Каждый генератор представлял собой последовательно соединенные в кольцо нелинейный СВЧ фазовращатель на пленке ЖИГ, широкополосный полупроводниковый СВЧ усилитель, делитель СВЧ мощности, направленный ответвитель и переменный аттенюатор. Фазовращатель играл роль нелинейного частотоподающего элемента. Направленный ответвитель использовался для выведения части СВЧ мощности из кольца и дальнейшего анализа. Усилитель использовался для компенсации потерь, возникающих в кольце. С помощью переменного аттенюатора выбирался режим автогенерации. Единственным отличием двух генераторов было направление включения делителя. В ведущем кольце делитель включался в прямом направлении и служил для выведения части мощности в цепь связи. В ведомом кольце делитель включался в обратном направлении и служил для подведения мощности из цепи связи. Цепь связи реализовывалась с помощью коаксиального волновода, переменного аттенюатора и СВЧ вентиля. Таким образом, цепь связи позволяла регулировать коэффициент связи. Вентиль определял направление связи и не позволял сигналу, циркулировавшему в ведомом генераторе, влиять на ведущий генератор.

На первом этапе исследований оба генератора работали в режиме автогенерации монохроматического сигнала. Частота ведущего генератора была

установлена $f_1 = 5.338$ ГГц, а частота ведомого – $f_2 = 5.337$ ГГц. Постепенное увеличение коэффициента связи приводило к возникновению в частотном спектре ведомого генератора дополнительных эквидистантно расположенных гармоник. Значение расстояния между гармониками уменьшалось с уменьшением ослабления в цепи связи. При уменьшении ослабления до 31 дБ спектр ведомого генератора скачком изменялся с многочастотного на монохроматический. Такое поведение системы объясняется существованием двух состояний равновесия в системе связанных генераторов. Одно из них — состояние неустойчивого равновесия есть противофазная синхронизация, а второе — состояние устойчивого равновесия есть синфазная синхронизация. Увеличение коэффициента связи приводило к бифуркации типа седло-узел и переходу к синхронному режиму работы генераторов.

Второй этап исследований был посвящен анализу синхронной динамики в условиях, когда как ведущее, так и ведомое кольца работали в режиме автогенерации периодически модулированных СВЧ сигналов. Постепенное увеличение коэффициента связи приводило к возникновению фазовой синхронизации между двумя генераторами, появлявшейся при значении ослабления в цепи связи примерно в 60 дБ. Такое поведение систем свидетельствует о диссипативности связи, реализуемой в системе двух колец. Таким образом, ведущее кольцо подавляет динамику ведомого и навязывает собственную динамику.

Список литературы

1. Дмитриев, А.С., Панас А.И., Динамический хаос: новые носители информации для систем связи, М.:Издательство Физико-математической литературы, 2002;
2. Кондрашов А.В., Устинов А.Б., Калиникос Б.А., Управляемая генерация хаотического СВЧ-сигнала в условиях четырехволнового параметрического взаимодействия поверхностных спиновых волн, Письма в ЖТФ, Т.36, №5, С. 62-70, 2010;
3. Гришин С.В., Гришин В.С., Романенко Д.В., Шараевский Ю.П., Сверхширокополосный спин-волновой генератор хаоса средней мощности на полевых транзисторах, Письма в ЖТФ, Т. 40, № 19, С. 51-59, 2014;
4. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация: Фундаментальное нелинейное явление, М: Техносфера, 2003;
5. Мезин Н.И., Глущенко А.А., Кузовлев Ю.Е., Генераторы хаоса на базе пленок железо-иттриевого граната для систем связи с хаотическим синхронным откликом, Письма в ЖТФ, Т. 38, № 19, 14-22, 2012;

Нелинейное затухание и нелинейный фазовый набег электромагнитно-спиновых волн в продольно намагниченном мультиферроике

Устинова И. А.¹, Черкасский М. А.¹

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: ustinovairin@yahoo.com

В последние годы возрос интерес к исследованию сверхвысокочастотных (СВЧ) свойств композиционных и структурированных магнитных материалов [1, 2]. Одной из разновидностей таких материалов являются мультиферроики, которые сочетают в себе как электрическую, так и магнитную волновые нелинейности. В частности, теоретически изучены солитоны огибающей электромагнитно-спиновых волн (ЭСВ) в безграничной мультиферроидной среде [3]. В [4] был описан нелинейный СВЧ фазовращатель на основе планарной многослойной мультиферроидной структуры.

В данной работе впервые сообщается о теоретическом исследовании нелинейного затухания и нелинейного фазового набег интенсивных ЭСВ, распространяющихся в продольно намагниченной безграничной мультиферроидной среде. Особенности нелинейного затухания ЭСВ, полученные в данной работе, могут быть использованы для создания новых СВЧ мультиферроидных устройств. Исследование проводилось в несколько этапов. На первом этапе было проведено численное моделирование нелинейных дисперсионных характеристик и был проведен анализ этих характеристик с использованием нелинейного дисперсионного уравнения, полученного в работе [3]. На втором этапе было проведено численное моделирование распространения ЭСВ в стабильном нелинейном режиме. Стабильный нелинейный режим обусловлен нелинейными четырехволновыми процессами, в которых не происходит обогащение спектра СВЧ сигнала, переносимого на ЭСВ. Расчет нелинейного затухания и нелинейного фазового сдвига был основан на решении нелинейного эволюционного уравнения Гинзбурга-Ландау, аналогично работе [5]. Расчет был проведен для однородной мультиферроидной среды с параметрами, соответствующими двум средам: железо-иттриевый гранат (ЖИГ) [6] и Al-замещенный гексаферрит бария $BaAl_2Fe_{10}O_{19}$ [7]. В случае гексаферрита расчет проводился для следующих параметров: магнитное поле смещения $H=1000$ Ое, диэлектрическая проницаемость $\epsilon=19$, начальная амплитуда ЭСВ $|u|=0,5$ и волновое число $k=7550$ м⁻¹. Для этих параметров несущая частота ЭСВ была равна 74,223 ГГц. Очевидно, что наличие нелинейного затухания приводит к сильному уменьшению амплитуды и к насыщению нелинейного фазового набег ЭСВ. Было установлено, что нелинейные эффекты ярко выражены при распространении ЭСВ, если нелинейные коэффициенты затухания превышают значения $\nu_1=10^8$ Гц и $\nu_2=10^9$ Гц. Для описанных параметров величина насыщения фазового сдвига равна -3,324 рад. Подробное описание полученных результатов будет представлено на конференции.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, Российским научным фондом, Госзаданиями Минобрнауки РФ и грантом университета ИТМО (субсидия 074-U01).

Список литературы

1. Vaz S.A.F., Electric field control of magnetism in multiferroic heterostructures, *J. Phys.: Condens. Matter* 24, 333201 (2012);
2. Пятаков А.П., Звездин А.К., Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики, *УФН* 182, 593 (2012);
3. Черкасский М.А., Калиникос Б.А., Солитоны огибающей электромагнитно-спиновых волн в продольно намагниченной безграничной мультиферроидной среде, *Письма в ЖТФ* 39, 87 (2013);
4. Ustinov A. B., Kalinikos B. A., Srinivasan G., Nonlinear multiferroic phase shifters for microwave frequencies, *Appl. Phys. Lett.* 104, 052911 (2014);
5. Ustinov A.B., Kalinikos B.A., A microwave nonlinear phase shifter, *Appl. Phys. Lett.* 93, 102504 (2008);
6. Nicholson D. B., Hexagonal ferrites for millimeter-wave applications, *Hewlett-Packard J.* 41, 59 (1990);
7. Ustinov A.B., Tatarenko A.S., Srinivasan G., Balbashov A.M., Al substituted Ba-hexaferrite single-crystal films for millimeter-wave devices, *J. Appl. Phys.* 105, 023908 (2009);

ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

U-центры в стеклообразных халькогенидах германия

Кожокарь М. Ю.¹

¹НМСУ «Горный»

Эл. почта: m-kozhokar@mail.ru

Андерсон [1] использовал понятие U^- центров для объяснения электрических, тепловых и магнитных свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников. Однако попытки выявить U^- центров в халькогенидных стеклообразных полупроводников экспериментальными методами, которые позволяют определить зарядовые и координационные состояния атома были безуспешными. Данная работа посвящена изучению U^- центров олова в стеклообразных халькогенидах германия на изотопе ^{119m}Sn (^{119m}Sn) методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии.

Эмиссионные мессбауэровские спектры $Ge_{0.328}Sn_{0.002}S_{0.670}$ и $Ge_{0.328}Sn_{0.002}Se_{0.670}$ стекол состоят из уширенных линий; спектральные параметры стекол типичны для спектров четырехвалентного шести координированного олова, локальное окружение, которое содержит только атомы халькогена.

Мессбауэровские спектры ^{119m}Sn (^{119m}Sn) стекол $Ge_{0.398}Sn_{0.002}S_{0.600}$ и $Ge_{0.398}Sn_{0.002}Se_{0.600}$ представляют собой суперпозицию уширенной спектральной линии (что соответствует Sn_6^{4+} центрам) и квадрупольный дублет, соответствующий Sn_3^{2+} , параметры которых характерны для спектров соединений двухвалентного трехкоординированного олова, локальное окружение которого содержит только атомы халькогена.

Мессбауэровские спектры ^{119m}Sn (^{119m}Sn) стекол, содержащих свинец ($Ge_{0.283}Sn_{0.002}Pb_{0.150}S_{0.565}$ и $Ge_{0.268}Sn_{0.002}Pb_{0.170}Se_{0.560}$) являются квадрупольными дублетами, что соответствует U^- центрам.

Таким образом, валентные и координации состояния атомов олова, производимых путем радиоактивного распада ^{119m}Sn в Ge_xS_{1-x} и Ge_xSe_{1-x} стекол зависят как от содержания халькогена в стекле (в стеклах, обогащенных халькогеном, олово стабилизирует только в состоянии Sn_6^{4+} , в стеклах с недостатком халькогена, олово стабилизируется в Sn_6^{4+} и Sn_3^{2+} состояниях) и содержания свинца (в этих стеклах, олово стабилизирует только в состоянии Sn_3^{2+}). Появление Sn_3^{2+} не наблюдалось в Мессбауэровских спектрах стекол. Такое поведение олова в примесных атомов можно объяснить, если предположить, что олово в структуре стекла образует отрицательные U^- центры амфотерного типа: Sn_6^{4+} и Sn_3^{2+} состояния соответствуют ионизированным донорным и

акцепторным центрам олова, соответственно, в то время как Sn^{3+} соответствуют нейтральным состояниям центра и является нестабильным.

Соотношение Sn_6^{4+} и Sn_3^{2+} концентрации центров можно объяснить в рамках модели, согласно которой избыточные атомы халькогена в $\text{Ge}_x\text{S}_{1-x}$ и $\text{Ge}_x\text{Se}_{1-x}$ кристаллической структуры являются мелкие акцепторы, а атомы свинца являются донорами. Тогда увеличение концентрации халькогена должно привести к увеличению доли ионизированных донорных центров олова Sn_6^{4+} и свинца введение в состав стекла должно привести к стабилизации олова в состоянии Sn_3^{2+} . Именно этот эффект наблюдается экспериментально.

Список литературы

1. P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. 34, 953 (1975);

Сверхпроводящие халькогениды $\text{Fe}_{1+d}(\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x)$ с большим содержанием железа

Русаков В. А. I, Волков М. П. ¹, Мелех Б. А. -Т. ¹

¹ФТИ

Эл. почта: sevarus@mail.ru

В семействе железо-содержащих сверхпроводников (СП) выделяется группа монохалькогенидов железа, которые имеют относительно простую структуру и не содержат в своем составе мышьяка. Критические температуры T_c в системе халькогенидных СП меньше критических температур других групп Fe-СП, но имеется возможность повышения T_c в этой системе при модификации состава. Критические магнитные поля (H_{c2}) сверхпроводящих монохалькогенидов железа при температуре жидкого гелия вдвое превышают H_{c2} используемых на практике сверхпроводников Nb_3Sn , что открывает перспективу технического применения этих материалов для высокополевых сверхпроводящих магнитов.

Ранее нами было показано [1], что СП бета-фаза системы Fe-Se может быть получена путем плавления, при этом желательно иметь стартовый состав с дефицитом халькогена (т.е. при соотношении железо — халькоген 1,22: 1), часть селена может быть замещена на теллур для уменьшения температуры плавления и увеличения критической температуры СП.

В настоящей работе исследовано образование СП β -фазы при еще большем избытке железа вплоть до соотношения железо — халькоген 3:1. Ампульный синтез образцов с исходными составами $\text{Fe}_2\text{Se}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$, $\text{Fe}_2\text{Se}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ и $\text{Fe}_3(\text{Se}_{0.3}\text{Te}_{0.7})$ проводился в две стадии [1]: нагрев и выдержка при $T = 700^\circ\text{C}$ в течение 6 часов, затем повышение температуры до 920°C (получение распла-

ва), выдержка 3 часа и остывание расплава в режиме выключенной печи со скоростью $6^\circ \text{C}/\text{мин}$.

Структура и фазовый состав полученных образцов анализировались с использованием рентгеновского дифрактометра ДРОН-2, а электрические и магнитные измерения проводились на криомагнитной установке PPMS-14.

Было обнаружено, что образцы, содержание железа в которых почти втрое превышает равновесное значение, практически полностью состояли из тетрагональной β -фазы и следовых количеств фаз Fe и FeO.

Более того, полученные образцы имеют параметры СП перехода, не уступающие параметрам образцов с небольшим избытком железа. Так, для образца $\text{Fe}_2\text{Se}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$, $\Delta T_c = 2.5\text{K}$, $dH_{c2}/dT(T_c) = 5\text{T/K}$, для образца $\text{Fe}_2\text{Se}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ $T_c = 11\text{K}$, $\Delta T_c = 3.7\text{K}$, $dH_{c2}/dT(T_c) = 3\text{T/K}$, для образца $\text{Fe}_3(\text{Se}_{0.3}\text{Te}_{0.7})$ $T_c = 13\text{K}$, $\Delta T_c = 2\text{K}$. Из приведенных данных следует, что структурные и СП параметры определяются, главным образом, соотношением $\text{Se}:\text{Te}$, и слабо зависят от избыточной концентрации железа.

Можно предположить, что избыточное железо выпадает в виде очень малых частиц, равномерно распределенных по образцу, которые не регистрируются при стандартном рентгенофазном анализе. Проведенные измерения зависимости магнитного момента от магнитного поля $M(H)$ и температуры $M(T)$ свидетельствуют в пользу такого предположения, как магнитные характеристики имеют особенности, характерные для суперпарамагнитного поведения малых магнитных частиц. С другой стороны, измерения эффекта Мессбауэра не подтвердили наличия малых частиц железа в этих образцах. В докладе обсуждаются возможные причины необычного поведения, обнаруженного в системе $\text{Fe}_{1+d}(\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x)$ с большим избытком железа.

Список литературы

1. М.П. Волков, Б.А.-Т. Мелех и др., Получение поли- и монокристаллов сверхпроводящих монохалькогенидов железа при непродолжительных временах синтеза, Письма ЖТФ, т. 36, № 6, с. 8, (2010).

Определение диамагнитной и парамагнитной примесной магнитной восприимчивости в Ge в близи перехода изолятор металл

Семенухин П. В.¹, Вейнгер А. И.¹, Тиснек Т. В.¹, Голощапов С. И.¹

¹ФТИ

Эл. почта: petr3295@gmail.com

Магнитные свойства нелегированных полупроводников Ge и Si определяются решеточной диамагнитной восприимчивостью χ_{LD} . Мелкие примесные центры, возникающие в результате легирования, имеют неспаренный электрон или дырку и приводят к появлению парамагнитной χ_{IP} составляющей магнитной восприимчивости. При достаточно высоком уровне легиро-

вания, вблизи перехода изолятор — металл (ИМ), заметный диамагнитный вклад χ_{LD} в полную магнитную восприимчивость χ вносят локализованные на примесях при низких температурах носители заряда, которые движутся по стационарным орбитам. В результате, полная магнитная восприимчивость легированного полупроводника определяется не только свойствами решетки, но и легирующими примесями и их концентрацией:

$$\chi = \chi_{LD} + \chi_I = \chi_{LD} + \chi_{IP} + \chi_{ID}.$$

Ранее, нами, по анализу температурных зависимостей магнитной восприимчивости серии образцов Ge:As из эксперимента ЭПР было определено, что закон Кюри, указывающий на постоянство спиновой концентрации, выполняется только при высокой температуре. При понижении температуры на зависимостях магнитной восприимчивости наблюдался участок на котором χ_{IP} не зависела от температуры, происходило уменьшение концентрации одиночных (невзаимодействующих) спинов. Дальнейшее понижение температуры приводило к резкому росту χ_{IP} . Уменьшение свободных спинов сменялось их увеличением. Отклонения от закона Кюри объяснялись возникновением антипараллельного связывания спинов в области промежуточных температур и с переходом от антипараллельного спаривания к параллельному в области низких температур [1].

В данной работе проведен сравнительный анализ данных получаемых методами ЭПР и квантовой интерферометрии (СКВИД). Он позволил определить вклад каждого вида магнитной восприимчивости в магнитную восприимчивость полупроводника.

Основываясь на том, что СКВИД магнетометр измеряет сумму вкладов в магнитную восприимчивость независимо от ее природы, наибольший вклад в СКВИД измерения вносит решеточная диамагнитная восприимчивость. Для определения примесной магнитной восприимчивости χ_I из измеренных СКВИДом значений χ следует вычесть восприимчивость решетки χ_{LD} , известных из литературы [2].

Полученные таким образом значения примесной магнитной восприимчивости по СКВИД расходятся с данными ЭПР. Выше температур параллельного упорядочения спинов данные обеих методик качественно согласуются, но отличаются на малую величину. В области низких температур резкого роста магнитной восприимчивости полученного в эксперименте ЭПР не наблюдается.

Данное расхождение объясняется поведением диамагнитной примесной магнитной восприимчивости, которая наблюдается на СКВИД и не регистрируется ЭПР, в силу особенности методик.

В области высоких температур, исходя из того что диамагнитная примесная магнитная восприимчивость не зависит от температуры, путем вычитания примесной парамагнитной примесной восприимчивости по данным ЭПР магнитометрии из данных СКВИД, было получено значение диамагнитной примесной восприимчивости порядка 5×10^{-8} см³/г. Полученный результат

соответствует значениям радиуса локализации электрона на доноре As и сравнимо со средним расстоянием между примесями.

В области низких температур, где происходит переход от антипараллельного к параллельному спариванию локализованных спинов, происходящее увеличение диамагнитной восприимчивости объясняется увеличением радиуса орбиты электронов. В результате рост парамагнитной примесной восприимчивости почти полностью компенсируется ростом диамагнитной примесной восприимчивости, что объясняет расхождение в температурных зависимостях получаемых с помощью ЭПР и СКВИД магнитометрии.

Список литературы

1. Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Макарова Т.Л., Тиснек Т. В., Голощанов С.И., Семенихин П. В., Низкотемпературное изменение магнитного упорядочения в немагнитном полупроводнике n-Ge:As вблизи фазового перехода металл-диэлектрик. ЖЭТФ 143, вып.5, (2013);
2. С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, Москва (1971);

ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

Разработка и создание трёхслойного просветляющего покрытия для солнечных элементов на основе A^3B^5

Соснин Д. В.¹, Кудряшов Д. А.¹, Цветков Н. В.¹

¹СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: ultimaweapon@list.ru

Актуальной задачей является увеличение эффективности работы солнечных элементов. Это особенно важно для регионов с низкой интенсивностью солнечного излучения. Увеличения КПД солнечных элементов можно достигнуть за счёт нанесения просветляющих покрытий на защитные стёкла или непосредственно на фронтальную поверхность солнечных элементов. В настоящее время большую распространённость получили двухслойные просветляющие покрытия — они достаточно эффективно работают диапазоне длин волн 300-1200 нм. Однако в мире идёт тенденция к увеличению числа переходов в солнечном элементе, что, в конечном счете, будет способствовать снижению величины фототока в нижних переходах, поэтому сейчас активно ведутся разработки новых систем просветляющих покрытий, в частности трёхслойных, которые обеспечивают меньшее отражение в длинноволновой области, чем двухслойные [1].

В работе представлены результаты моделирования работы трёхслойного просветляющего покрытия $TiO_2/ZnO/SiO_2$. Теоретические расчеты были подтверждены на примере трехпереходного солнечного элемента $InGaP/GaAs/Ge$.

Моделирование спектров отражения от просветляющего покрытия проводилось с использованием программных комплексов Epitaxy Project, Afors-Net и Silvaco TCAD. Для первых двух использовали фиксированные показатели преломления для отдельных слоев. В последнем - для каждого слоя были указаны файлы, содержащие спектральные зависимости показателей преломления и экстинкции, необходимые для моделирования. Коэффициент отражения трёхслойного покрытия, полученный в Epitaxy Project, был меньше, чем в Afors-Net на больших длинах волн, поведение графиков в целом было одинаковым. В программе Silvaco форма зависимости коэффициента отражения была более близкой к экспериментальным графикам, полученным в ходе исследований. В тоже время, она была ближе к результату, полученному в Epitaxy Project, чем к Afors-Net. В результате моделирования минимальное

отражение от трехпереходного солнечного элемента наблюдалось при толщинах 200/50/90 нм для слоёв просветляющего покрытия $TiO_2 / ZnO / SiO_2$ соответственно.

Формирование слоёв $TiO_2 / ZnO / SiO_2$ проводилось на установке ВЧ магнетронного распыления BOC EDWARDS Auto 500RF Sputter Coater. Измерение зависимости коэффициента отражения от длины волны проводилось на спектрометре, на базе монохроматора Solar Laser Systems M266. Характер спектра отражения полученный экспериментально по теоретически рассчитанным толщинам близок к соответствующей зависимости, полученной при моделировании в программе Silvaco Atlas, при этом экспериментальная зависимость смещена по-вертикали относительно смоделированной.

В результате было сформировано трехслойное просветляющее покрытие $TiO_2 / ZnO / SiO_2$ с на поверхности солнечного элемента $InGaP / GaAs / Ge$. Обнаружено заметное снижение коэффициента отражения от солнечного элемента в диапазоне длин волн 400-2000 нм с нанесенным просветляющим покрытием, чем в случае без него — с 35 до 7 процентов.

Список литературы

1. Aiken D. J. High performance anti-reflection coatings for broadband multi-junction cells, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 64 (2000) 393-404;

Разработка и тестирование интеллектуального датчика положения солнца для точного ориентирования панелей высокоэффективных солнечных элементов

Бейсембаев Е. Ш.^{1,2,3}, Монастыренко А. О.^{1,2}, Терра А. Р.^{1,2}, Кудряшов Д. А.²

¹ФТИ

²СПБАУ НОЦ НТ

³СПБГПУ

Эл. почта: diver@spbau.ru

Фотоэлектрические установки используются по всему миру, находя применение как в огромных солнечных электростанциях с пиковой мощностью свыше 200 МВт, так и в системах частного сектора мощностью до 10-15 КВт. Зачастую такие установки занимают большую территорию, при этом не полностью используя потенциал солнца вследствие неподвижного положения солнечных панелей. Значительно повысить эффективность работы солнечных панелей (на 30-40% [1]) можно, установив их на подвижную конструкцию (трекер), ориентирующую панели строго на солнце. При этом электропотребление самой несущей конструкции должно быть незначительным по сравнению с вырабатываемой солнечной панелью мощностью. За точность наведения трекера на солнце отвечает управляющий элемент — датчик положения солнца. От его работы также зависит в том числе и энергопотребление конструкции, т.к. неоптимальный алгоритм управления двигателями тре-

кера может существенно снизить КПД всей установки. В настоящее время на рынке представлено множество производителей датчиков положения солнца. В подавляющем большинстве это продукция западных и американских фирм. Отечественные разработчики малочисленны либо в основном ориентируются на разработку датчиков для работы на космических аппаратах.

В задачи работы входила разработка и тестирование отечественного интеллектуального датчика положения солнца с низким собственным энергопотреблением для применения в фотовольтаике. Отличительной особенностью датчика является его работа в двух режимах — команды управления движением трекера могут даваться как на основании данных засветки встроенных фотодетекторов, так и по собственным расчетам местонахождения солнца в данный момент времени. Уникальность алгоритма состоит в автоматическом выборе датчиком моментов смены одного режима на другой, что проявляется в максимально точном ориентировании панелей солнечных элементов при минимальном задействовании двигателей установки.

Тестирование датчика осуществляется на двухкоординатной установке слежения за солнцем, расположенным на крыше здания Санкт-Петербургского Академического университета. На установке слежения установлены 8 плоских солнечных панелей на основе кристаллического кремния и 10 высокоэффективных концентраторных модулей на основе элементов АЗВ5. Точность слежения установки за солнцем оценивается в автоматическом режиме по отклонению данных углов энкодера и инклинометра, установленных на трекере, от рассчитанных по известным формулам положения солнца на небосводе. В автоматическом режиме ведется учет времени включения и длительности работы двигателей установки. Для визуализации работы установки слежения за солнцем разработан удобный интерфейс, отражающий основные данные, получаемые с датчика и позволяющий в оперативном режиме производить его настройку. Предварительные данные тестирования показали низкое, на уровне 1,5% отклонение показаний датчика от рассчитанных значений. Следующим шагом будет оптимизация алгоритма, направленная на снижение величины данного отклонения, а также доработка алгоритма работы двигателей для минимизации их энергопотребления.

Список литературы

1. J. Rizk, A. Hellany, M. Nagrial. Light Sensors for Solar Trackers // Recent Researches in Environment, Energy Planning and Pollution. 2011, 6 pages.

Применение гетероструктур на основе GaAs и его твёрдых растворов при создании быстродействующих силовых диодов

Ивановский В. И.¹, Солдатенков Ф.Ю.²

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

²ФТИ

Эл. почта: ivanovskiy.Vadim@gmail.com

Одна из основных тенденций развития современной электроники и силовой (и импульсной силовой) техники — повышение КПД преобразования электрических сигналов и снижение массы и габаритов устройств, используемых в преобразовательной технике. Для реализации данных задач необходимо разработка и использование приборов силовой техники с малыми статическими и коммутационными динамическими потерями, с повышенным быстродействием (временем включения и выключения) и предельно высокими рабочими частотами. При работе диодов в быстродействующих импульсных схемах помимо высокого быстродействия желательно обеспечить минимальные прямые падения напряжения, высокие рабочие температуры и низкие обратные токи при отрицательных смещениях. В диодах на основе гомор-п переходов удовлетворить всем этим требованиям одновременно практически невозможно. Использование гетероструктур в ряде случаев открывает новые возможности для разработки импульсных диодов.

Одна из важнейших характеристик импульсных диодов — время переключения, которое определяется эффектом накопления неравновесных носителей заряда (ННЗ) в базовой области. При переключении диода из прямого напряжения на обратное существует две фазы восстановления обратного сопротивления — этап постоянного обратного тока и этап восстановления обратного напряжения. В импульсных схемах особенно важен второй этап переключения, управление которым осуществляется как за счёт изменения времени жизни ННЗ, так и за счёт создания условий для накопления носителей вблизи р-п перехода. Например, в так называемых диодах с накоплением заряда (ДНЗ), используется электрическое поле градиента распределения примеси, препятствующее диффузии носителей в глубину базы.

Более эффективное управление распределением ННЗ можно реализовать в импульсных диодах на основе как резких, так и плавных гетероструктур. В данной работе рассмотрены переключающие характеристики диодов на основе двух типов гетероструктур: (I) резкая гетероструктура и (II) базовая область переменного состава.

В структурах первого типа, созданных на основе резкого одиночного гетероперехода, потенциальный барьер в зоне проводимости, лежащий на расстоянии $d \leq Ln$ (Ln — диффузионная длина электронов) от р-п перехода, препятствует прохождению ННЗ в глубину базы (эффект электронного ограничения). Следует отметить, что для реализации быстрого переключения существенно пространственное ограничение только одного типа носителей. По этому для повышения быстродействия наиболее эффективными оказываются гетероструктуры типа $P+(Al_xGa_{1-x}As.) — p0(GaAs) — n+(GaAs)$, в которых

большая часть разрывов зон на гетерогранице приходится на зону проводимости, и при $x \leq 0,15$ разрыв валентных зон $\Delta E_V \approx kT$.

В структурах второго типа в качестве базовой области диодов выращивались твердые растворы $In_xGa_{1-x}As$ с содержанием InAs до 6% и $GaAs_{1-y}Sb_y$ с содержанием $GaSb$ до 4% на подложках GaAs методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) — самым простым, эффективным и, пожалуй, единственно на сегодня возможным способом получения высоковольтных GaAs p-n переходов, способных блокировать напряжения до 2000 В. Процессы выращивания проводились из ограниченного раствора-расплава In-Ga-As или Ga-As-Sb в атмосфере водорода в кварцевой кассете сливного типа при температурах начала кристаллизации $900^\circ C$. Наиболее высокие обратные напряжения и малые времена жизни $10^{-8} - 10^{-9}$ с были получены в структурах, в которых наряду с небольшим градиентом ширины запрещенной зоны был и градиент примеси [1]. Повышение быстродействия диодов также связано с введением в базовые слои дополнительных собственных рекомбинационных дефектов [2].

В данной работе описываются закономерности управления статическими и динамическими характеристиками GaAs диодов путём изменения градиента ширины запрещенной зоны, характера распределения примеси и времени жизни ННЗ в базовых областях, а также путём применения резких гетеропереходов базовая область диода — сильно легированный слой.

Список литературы

1. Ф.Ю.Солдатенков, В.Г.Данильченко, В.И.Корольков. Управление временем жизни носителей заряда в высоковольтных $p-i-n$ диодах на основе гетероструктур $In_xGa_{1-x}As / GaAs$, ФТП 41 (2), стр. 217-220, 2007
2. Kozlov V.A., Soldatenkov F.Yu., Danilchenko V.G., Korolkov V.I., Shulpi-na I.L. Defect Engineering for Carrier Lifetime Control in High Voltage GaAs Power Diodes. Proc. of 25th Advanced Semiconductor Manufacturing Conference (ACSM-2014), Saratoga Springs, USA, pp. 139-144, 2014;

ФИЗИКА КВАНТОВЫХ СТРУКТУР

Эффекты асимметрии элементарной ячейки в узкозонных квантовых ямах HgTe/CdHgTe

Жолудев М. С.¹

¹ИФМ РАН

Эл. почта: zholudev@ipmras.ru

Отсутствие центра инверсии в элементарной ячейке HgTe и CdTe приводит к качественным изменениям энергетического спектра электронов в узкозонных квантовых ямах на основе этих материалов. Примером является антипересечение нижнего уровня Ландау зоны проводимости и верхнего уровня Ландау валентной зоны в квантовых ямах HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой [1, 2, 3], о котором свидетельствует расщепление одной [1, 2] или двух [4] линий магнитопоглощения.

В данной работе проведено теоретическое исследование влияния асимметрии элементарной ячейки на энергетический спектр и волновые функции электронов в квантовых ямах HgTe/CdHgTe с различной кристаллографической ориентацией.

Рассчитана зонная структура квантовых ям HgTe/CdHgTe в отсутствие магнитного поля. Показано, что в бесщелевой квантовой яме, выращенной на плоскости (013), имеются две точки касания зон с графеноподобным законом дисперсии, смещённые в направлении (03-1). Проведена оценка величины расщепления линий циклотронного резонанса в слабых магнитных полях в зависимости от ширины ямы и концентрации носителей.

В квантующих магнитных полях вычислена величина расщепления при антипересечении уровней Ландау в квантовых ямах с инвертированной зонной структурой для различных кристаллографических ориентаций и ширины ямы.

Расчёты проводились в рамках приближения огибающих функций с эффективным гамильтонианом 8×8 (четырёхзонное приближение) с учётом встроенной деформации. Асимметрия элементарной ячейки описывалась членами второго порядка по k в блоках $\Gamma_6 \times \Gamma_8$ и $\Gamma_6 \times \Gamma_7$ в блоках, отвечающих за взаимодействие базисных функций зоны проводимости и валентной зоны.

Список литературы

1. M. Orlita, K. Masztalesz, C. Faugeras et al., Fine structure of zero-mode Landau levels in HgTe/HgCdTe quantum wells, *Phys. Rev. B* 83, 115307, 2011;
2. M. Zholudev, F. Terpe, M. Orlita et al., Magneto-optical spectroscopy of two-dimensional HgTe-based topological insulators around the critical thickness, *Phys. Rev. B* 86, 205420, 2012;
3. M. Pang and X. G. Wu, Influence of bulk inversion asymmetry on the magneto-optical spectrum of a HgTe topological insulator, *Phys. Rev. B* 88, 235309, 2013;
4. М. С. Жолудев, Ф. Терпе, М. Орлита и др., Влияние асимметрии элементарной ячейки на энергетический спектр квантовых ям HgTe/CdHgTe(013), Труды XVIII Международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника» 2, 473, 2014;

Рамановское рассеяние света на разупорядоченных холодных атомах в диффузионном режиме

Ежова В. М.¹, Герасимов Л. В.,¹ Куприянов Д. В.¹

СПбГПУ

Эл. почта: *v-quant@ya.ru*

Рассеяние света, распространяющегося через рассеивающую среду, обычно ассоциируется с его потерями, а при учете его квантовой природы приводит к появлению квантовых шумов. В данной работе обращается внимание на то, что при доминировании упругого канала рассеяния в диффузионном распространении света возникает возможность организовать квантовый интерфейс между излучением и атомной подсистемой. В первой части доклада нами рассматривается система, известная как «случайный лазер», которая была предложена В. Летоховым в 1968 г. Нами анализируется механизм усиления спонтанного излучения рамановского процесса, организованного на D2-переходе щелочного атома в условиях пленения рассеянного излучения. Рассматриваются условия, приводящие к возможному возникновению точки неустойчивости и преобразованию процесса в режим случайной лазерной генерации. Во второй части доклада мы рассматриваем возможность создания квантовой памяти для излучения, пленного рассеивающей средой. В докладе обсуждаются эксперименты, в которых наблюдались эффекты усиления рамановского излучения в условиях пленения, и дальнейшие возможные перспективы.

Список литературы

1. L. V. Gerasimov, V. M. Ezhova, and D. V. Kupriyanov, "Raman process under condition of radiation trapping in a disordered atomic medium", *Physical Review A* 90, 013814 (2014);

Влияние непараболичности энергетического спектра носителей заряда на оптические свойства гетероструктур с глубокими квантовыми ямами $AlSb/InAs_{0,86}Sb_{0,14}/AlSb$

Павлов Н. В.¹, Зегря Г. Г.¹

¹ФТИ

Эл. почта: pavlovnv@mail.ru

Гетероструктуры с глубокими квантовыми ямами (КЯ) на основе твердых растворов $InAsSb$ в качестве активной области являются одними из наиболее актуальных материалов инфракрасной оптоэлектроники. Эти соединения характеризуются минимальными значениями ширины запрещенной зоны и эффективной массы электронов среди полупроводников A^3B^5 , что является причиной существенной непараболичности энергетического спектра носителей заряда, влияние которой приводит к значительным поправкам к энергии уровней размерного квантования по сравнению с параболическим законом дисперсии даже для основного состояния в зоне проводимости. В данной работе были исследованы глубокие КЯ состава $AlSb/InAs_{0,86}Sb_{0,14}/AlSb$. Для вычисления коэффициента поглощения для межзонных оптических переходов и скорости излучательной рекомбинации использовалась четырехзонная модель Кейна, которая наиболее точно описывает волновые функции и энергетический спектр носителей заряда в узкозонных полупроводниках A^3B^5 . Показано, что подмешивание р-состояний к s-состояниям в волновых функциях в зоне проводимости приводит к снятию правил запрета для межзонных оптических переходов. Расчеты проводились для ширины КЯ $a=10$ нм.

Показано [1], что учет непараболичности сильно влияет на число уровней размерного квантования в зоне проводимости. В рамках параболической модели в КЯ имеются три уровня размерного квантования, в рамках четырехзонной модели Кейна — шесть. Это происходит потому, что высокоэнергетичные электроны оказываются в несколько раз тяжелее, чем электроны на дне зоны проводимости. Для электронных состояний, лежащих вблизи сплошного спектра, эффективная масса в пять раз превышает эффективную массу электронов на дне зоны проводимости. Также эффективная масса высокоэнергетичных легких дырок более чем в два раза превышает массу легких дырок у потолка валентной зоны. Показано, что подмешивание р-состояний к s-состояниям слабо влияет на интеграл перекрытия волновых функций зоны проводимости и валентной зоны, однако приводит к резкому росту коэффициента поглощения излучения за счет увеличения значения

функции плотности состояний, особенно для высокоэнергетичных электронов. Также учет непараболичности приводит к увеличению времени излучательной рекомбинации для переходов с совпадающей четностью начального и конечного состояний и к уменьшению — если четности начального и конечного состояния различны. Оптический переход между первой возбужденной подзоной зоны проводимости и первой возбужденной подзоной тяжелых дырок имеет наименьшее время излучательной рекомбинации в обеих моделях.

Работа частично поддержана грантом НШ №5062.2014.2.

Список литературы

1. Павлов Н.В., Зегря Г.Г., Оптические свойства гетероструктур с глубокими квантовыми ямами AlSb/InAs_{0,86}Sb_{0,14}/AlSb, ФТП, 48, 1271-1227, 2014;

Зависимость времени излучательной экситонной рекомбинации от температуры в квантовых ямах $Zn_xCd_{1-x}Se$ с самоорганизованными квантовыми точками

Еременко М. В.¹, Минтаиров А. М.¹, Резницкий А. Н.¹

¹ФТИ

Эл. почта: erjomenko@gmail.com

Оптоэлектронные устройства с активной областью, образованной квантовыми точками, обладают лучшими характеристиками по сравнению с аналогичными системами на основе однородных квантовых ям. При этом параметры таких устройств в настоящее время далеки от теоретически возможных. Основная причина этого - тушение люминесценции квантовых точек при увеличении температуры. Поэтому понимание микроскопических механизмов влияния температуры на люминесценцию таких объектов представляется важным.

Исследована температурная зависимость: фотолюминесценции (ФЛ) при стационарной накачке и кинетики затухания ФЛ при импульсном возбуждении в системах квантовых ям $Zn_xCd_{1-x}Se$ с самоорганизованными квантовыми точками. Образцы, использованные в этой работе, были выращены молекулярно-пучковой эпитаксией на подложке GaAs (001).

Совместное рассмотрение температурной зависимости кинетики затухания ФЛ при импульсном возбуждении и температурного тушения интенсивности ФЛ при стационарной накачке, позволяет разделить зависимости от температуры времен излучательной и безызлучательной экситонной рекомбинации [1].

Кинетика затухания ФЛ при импульсном возбуждении описывается выражением:

$$I_{PL}(t, T) = I_{PL}(t = 0, T) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau(T)}\right), \quad (1)$$

где полное время жизни экситона τ (Т) определяется следующим соотношением:

$$\tau^{-1}(T) = \tau_{rad}^{-1}(T) + \tau_{nr}^{-1}(T) \quad (2)$$

которое учитывает наличие излучательных и безызлучательных каналов рекомбинации.

Температурное гашение интегральной интенсивности ФЛ при стационарной накачке описывается выражением:

$$I_{PL}(T) = \frac{I_{PL}(0)}{1 + \frac{\tau_{rad}(T)}{\tau_{nr}(T)}} \quad (3)$$

где τ_{nr} (Т) и τ_{rad} (Т) времена безызлучательной и излучательной рекомбинации экситонов, соответственно.

Совместное решение уравнений (1) и (3) приводит к выражениям для времени безызлучательной (4) и излучательной (5) рекомбинации экситонов:

$$\tau_{nr}(T) = \frac{I_{PL}(0) \cdot \tau(T)}{I_{PL}(0) - I_{PL}(T)} \quad (4)$$

$$\tau_{rad}(T) = \frac{I_{PL}(0) \cdot \tau(T)}{I_{PL}(T)} \quad (5)$$

Из полученных данных установлено, что процессы, связанные с безызлучательной рекомбинацией экситонов, экспоненциально быстро нарастают с температурой и становятся доминирующими при $T > 100$ К. Эти результаты согласуются с данными, приведенными в работе [2].

Наиболее важным результатом, полученным в настоящей работе, является обнаружение зависимости от температуры времени излучательной рекомбинации экситонов τ_{rad} (Т): в области низких температур τ_{rad} практически не зависит от температуры, а в области $T > 80$ К τ_{rad} начинает монотонно возрастать, увеличиваясь к концу доступного для измерений диапазона практически на порядок.

Кроме того, получены температурные зависимости времени излучательной рекомбинации экситонов из самоорганизованных квантовых точек мелкой и глубокой квантовых ям. Обнаруженные особенности температурной зависимости времени излучательной рекомбинации экситонов из самоорганизованных квантовых точек мелкой и глубокой квантовых ям, могут быть связаны с особенностями формы и топологии потенциала этих объектов, образованных осаждением разного количества узкозонного материала.

Как известно, время излучательной рекомбинации экситонов в квантовых точках не зависит от температуры вплоть до температур, вызывающих заселение второго уровня размерного квантования, в то время как τ_{rad} экситонов в квантовых ямах растет с температурой линейно, или даже быстрее [1, 3]. Таким образом, наблюдаемая зависимость τ_{rad} (Т) может быть интерпретирована как изменение мерности излучающих экситонных состояний в исследо-

ванных объектах от нульмерных при низких температурах к двумерным в области температур выше 80 К.

Список литературы

1. M. Gurioli, A. Vinattieri, M. Colocci, et al., Phys. Rev. B, 44, p.3115 (1991);
2. А.Н. Резницкий, А.А. Ключихин, М.В. Еременко, ФТТ, 48, с. 345 (2014);
3. H. Gotoh, H. Ando and T. Takagahara, J. App. Phys, 81, 1785 (1997);

Микрофотолюминесценция кольцевых лазеров на основе гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs

Левцкий Я. В.¹

¹СПбГПУ

² НТЦ микроэлектроники РАН

Эл. почта: levitskyar@gmail.com

В настоящее время в сфере обработки и передачи информации проявлен повышенный интерес к проблеме создания оптических интегральных схем, приходящих на смену существующих электронных интегральных схем. Причины этого связаны с ростом битрейта, который приводит к увеличению тока в электронных интегральных схемах, вследствие чего происходит сильный разогрев всей микросхемы. К тому же, быстродействие электронного элемента ограничено скоростью перезарядки емкости его контакта. Оптические интегральные схемы лишены этих недостатков, так как свет при распространении не испытывает омических потерь, а скорость полностью оптического переключения определяется скоростью света в среде.

Реализация базовых элементов интегральной оптики: интегральных микролазеров, оптических фильтров, логических элементов и ячеек памяти возможна на основе кольцевых микрорезонаторов. Активные микродисковые и микрокольцевые резонаторы поддерживают моды шепчущей галереи, которые представляют собой сильно локализованные резонансы с большой интенсивностью излучения вблизи края диска или кольца. В таких резонаторах возможно достижение больших времен жизни фотонов без сложных систем обратной связи. Микрокольцевой лазер должен иметь низкую шероховатость стенок кольца для уменьшения рассеивания света, а также малую скорость поверхностной рекомбинации для увеличения внутреннего квантового выхода.

В работе методом микрофотолюминесценции исследовался набор микрокольцевых и микродисковых лазеров различных размеров. Резонаторы лазеров сформированы на гетероструктуре InGaAs/AlGaAs/GaAs методом фотолитографии и плазменного травления. Активная область представляет собой 5 слоев массивов самоорганизующихся квантовых точек InAs/InGaAs, разделенных слоями GaAs. Метод микрофотолюминесценции заключается в изу-

чении спектральных характеристик и пространственного распределения интенсивности люминесценции с площади микронных размеров.

На оригинальной установке микрофотолюминесценции исследованы спектры фотолюминесценции набора микрокольцевых и микродисковых лазеров разного диаметра при различных уровнях накачки. В коротковолновой области спектра дисковых лазеров наблюдаются периодические пики интенсивности спонтанного излучения. Оценка межмодового интервала по формуле для резонатора Фабри-Перо:

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / \pi D n_{eff}$$

где λ — центральная длина волны;

D — диаметр микродискового резонатора;

n_{eff} — эффективный показатель преломления.

показала хорошее совпадение с экспериментально измеренными значениями и позволила сделать вывод, что наблюдаемая модуляция коротковолновой области спектра дисковых микролазеров обусловлена радиальными модами. В кольцевых лазерах модуляция коротковолновой части спектра не наблюдалась.

При повышении уровня фотовозбуждения в длинноволновой части спектра обоих типов лазеров появлялись пики генерации. Анализ спектров с помощью программного пакета COMSOL показал, что положение пиков генерации соответствует радиальным модам (моды «шепчущей галереи») дискового (кольцевого) резонатора. С ростом плотности мощности накачки электромагнитная энергия перераспределяется между модами лазера; при большой плотности мощности, близкой к критической плотности мощности, необходимой для разрушения микролазера, интенсивность излучения генерации ослабляется. Методом сфокусированного ионного пучка проведено локальное травление кольцевых микрорезонаторов. Обнаружено, что даже небольшое изменение приводит к кардинальной перестройке спектра мод «шепчущей галереи».

Список литературы

1. K. Djordjev, S. J. Choi, S. J. Choi, and P. D. Dapkus, Active semiconductor microdisk switching devices utilizing gain and electroabsorption effects, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 14, 1115, 2002;
2. Q. Xu, S. Manipatruni, B. Schmidt, J. Shakya, and M. Lipson, 12.5 Gbit/s carrier-injection-based silicon micro-ring silicon modulators, *Opt. Express* 15, 430-436, 2007;
3. P. Koonath, D. R. Solli, and B. Jalali, Continuum generation and carving on a silicon chip, *Appl. Phys. Lett.* 91, 061111, 2007;
4. J. E. Heebner, T. C. Bond, and J. S. Kallman, Generalized formulation for performance degradations due to bending and edge scattering loss in micro-disk resonators, *Opt. Express* 15, 4452, 2007;
5. Q. Xu, M. Lipson, All-optical logic based on silicon micro-ring resonators, *Optics Express*, Vol. 15, Issue 3, pp. 924-929, 2007;

6. Z. Yang, P. Chak, J. E. Sipe, R. Iyer, J. S. Aitchison, Enhanced second order nonlinearity in AlGaAs microring resonators, Quantum Electronics and Laser Science Conference, QELS '07, pp. 1 – 2, 2007;
7. Н. В. Крыжановская, А. Е. Жуков, А. М. Надточий, И. А. Словинский, М. В. Максимов, М. М. Кулагина, А. В. Савельев, Е. М. Аракчеева, Ю. М. Задиранов, С. И. Трошков, А. А. Липовский, Высокотемпературная лазерная генерация в микрокольцевом лазере с активной областью на основе квантовых точек InAs/InGaAs, ФТП, т. 46, 8, стр. 1063-1066, 2012;

Изучение особенностей релаксации спинов электронов в квантовых точках InP/InGaP

Некрасов С. В.¹, Кусраев Ю. Г.¹

¹ФТИ

Эл. почта: nekrasov108@yandex.ru

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются перспективными объектами для создания устройств обработки информации, работа которых основана на использовании спиновой степени свободы. Данный факт обусловлен подавлением в КТ основного механизма релаксации электронного спина в объемных материалах — механизма Дьяконова — Переля [1].

Исследован спектр интенсивности и циркулярной поляризации люминесценции квантовых точек InP/InGaP. В спектре присутствуют две линии излучения точек. Данный факт объясняется тем, что в образце существует два характерных размера КТ, что подтверждено данными по атомно-силовой микроскопии и по просвечивающей электронной микроскопии [2]. Латеральный размер больших точек 100 — 200 нм, маленьких 10 — 70 нм. В коротковолновой линии наблюдается положительная степень циркулярной поляризации люминесценции, а в длинноволновой — отрицательная. Отрицательная степень циркулярной поляризации (ОЦП) является необычным эффектом и означает, что большая часть люминесценции имеет спиральность противоположную спиральности излучения, падающего на образец. ОЦП в длинноволновом пике (больших точках) объясняется тем, что в них скапливаются резидентные электроны (поскольку это им энергетически выгодно), а именно излучение комплексов, состоящих из трех частиц, таких как экситон на резидентном электроне, либо экситон на нейтральном доноре, имеет, как правило, отрицательную степень циркулярной поляризации люминесценции. В маленьких точках резидентных электронов, по-видимому, нет, так что степень поляризации в них положительна.

В обоих пиках излучения исследованы зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции от магнитного поля в геометрии Фойхта (поперечном поле) и Фарадея (продольном поле). В поперечном поле наблюдается уменьшение степени поляризации по модулю, данная зависимость называется

ся эффектом Ханле. В продольном поле, наоборот, степень поляризации растет по модулю с полем. Обе зависимости можно описать кривой Лоренца. По данным зависимостям определено, что релаксация спинов электронов во флуктуирующих полях происходит в режиме длинного времени корреляции ($\omega_f \tau_c \gg 1$), как в маленьких, так и в больших точках. То есть при релаксации во флуктуирующих полях ядер, вызванных наличием сверхтонкого взаимодействия между спинами ядер и электронов, электронный спин успевает совершить много оборотов вокруг флуктуирующего магнитного поля ядер, прежде чем произойдет смена направления данного поля (за время корреляции). Для такого режима характерным является равенство полуширин кривых зависимостей степени циркулярной поляризации от продольного и поперечного магнитных полей [3]. Такая картина и наблюдалось в экспериментах, причем как в коротковолновом пике излучения, степень циркулярной поляризации которого отрицательна, так и в длинноволновом.

Список литературы

1. Дьяконов М.И., Перель В.И., ЖЭТФ. Т. 60. С. 1954. 1971;
2. A.M. Mintairov, James L. Merz, Steven A. Blundell. Molecular states of electrons: emission of Single Molecules in self-organized InP/GaInP quantum dots. Fingerprints in the optical and transport properties of quantum dots. Edited by Dr. Ameenah Al-Ahmadi. InTech. (2012);
3. Merkulov I.A., Efros A.L., Rosen M., Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots, Phys. Rev. B, 65, 205309, 2002;

Генерация чисто спиновых токов при Оже-рекомбинации в квантовых ямах с расщеплением Рашбы

Афанасьев А. Н.^{1,2}, Грешнов А. А.¹, Зегря Г. Г.¹

¹ФТИ

²СПбГПУ

Эл. почта: afanasiev.an@mail.ru

Одной из основных целей исследований в области современной спиновой физики полупроводниковых структур является разработка эффективного механизма создания спиновых потоков. В случае отсутствия переноса электрического заряда, направленное движение поляризованных по спину электронов носит название чисто спинового тока [1]. Большинство предложенных на данный момент методов генерации спиновых токов основано на оптическом возбуждении носителей [1, 2].

Реализовать неоптическую генерацию чисто спиновых токов можно в р-п переходе с квантовой ямой, в котором при подаче прямого смещения происходит инжекция носителей в яму, с последующей Оже-рекомбинацией. Наличие квантовой ямы приводит к существенному увеличению темпа рекомбинации по сравнению с объемным полупроводником, т.к. суммарный

темп Оже-рекомбинации содержит вклад, зависящий от ширины запрещенной зоны E_g степенным, а не экспоненциальным образом [3],[4]. Элементарный акт СНСС-процесса Оже-рекомбинации приводит к генерации двух свободных мест в Ферми-распределении электронов в квантовой яме. Нелокализованность высокоэнергетичных электронов и быстрая спиновая релаксация тяжелых дырок позволяют считать, что спиновый ток при Оже-рекомбинации в квантовой яме будет переноситься исключительно такими состояниями («дырками» в ферми-море электронов).

Для вычисления величины спинового тока мы используем приближение времени релаксации, в котором

$$J = -\tau \sum_{\xi_1, \xi_2} P(\xi_1, \xi_2) f_0(\xi_1) f_0(\xi_2) (j(\xi_1) + j(\xi_2)),$$

где $P(\xi_1, \xi_2)$ — темп Оже-рекомбинации для фиксированных состояний локализованных электронов, f_0 — квазиравновесная функция распределения Ферми электронов, $j = -\frac{\sin^2 \varphi}{2} (2\gamma / \hbar + s(\hbar k / m^*))$ — микроскопический спиновый ток, τ — время спиновой релаксации, γ — константа Рашбы, $\xi = \{\mathbf{k}, s\}$ — набор квантовых чисел: \mathbf{k} — волновой вектор в плоскости и s — спиновая переменная, φ — угол между \mathbf{k} и осью x .

Темп Оже-рекомбинации $P(\xi_1, \xi_2)$, фигурирующий в выражении для величины спинового тока J , является просуммированной по конечным состояниям носителей вероятностью Оже-рекомбинации, расчет которой проводился с помощью золотого правила Ферми. При этом использовались волновые функции носителей, полученные в рамках гамильтониана Пиджина-Брауна [5] с учетом спинового расщепления Рашбы [6] зоны проводимости [7]. При этом волновые функции различных спиральностей из модели Пиджина-Брауна смешиваются аналогично тому, как это происходит со спином в однозонном приближении.

В результате для величины спинового тока мы получили следующее выражение:

$$J = \frac{8\pi^4 I_{ex}}{3\sqrt{3}} J_0 \left(\frac{e^2 / \kappa_0 a}{\hbar / \tau} \right)^2 (na^2)^3 \frac{\gamma P^5}{E_g^6 a^6},$$

где $J_0 = (\tau a)^{-1}$ — «элементарный» спиновый ток, n — концентрация носителей, P — кейновский матричный элемент, τ — время спиновой релаксации, κ_0 — диэлектрическая проницаемость, a — ширина квантовой ямы, $I_{ex} \approx 0.048$ — интеграл, учитывающий интерференционные слагаемые в квадрате матричного элемента, без которых ответ тождественно равен нулю. Численная оценка генерируемого спинового тока с использованием следующего набора параметров — $E_g = 0.4 eV$, $P = 7 \cdot 10^{-7} eV \cdot cm$, $\tau = 10^{-9} s$, $\gamma = 10^{-10} eV \cdot cm$, $a = 10 nm$, $\kappa_0 = 10$, $n = 10^{11} cm^{-2}$ — дает $J \approx 10^{18} cm^{-1} s^{-1}$. Для сравнения, в механизме фотоионизации ямы при возбуждении светом с $I = 1 kW / cm^2$ было получено

[3], что $J \sim 10^{10} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$, а при межзонном поглощении света при тех же условиях $J \sim 10^{16} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [1].

Таким образом, Оже-рекомбинация позволяет генерировать спиновые токи, на порядки превосходящие по величине получаемые при внутризонном оптическом возбуждении, и сравнимые с получаемыми при межзонном оптическом возбуждении (при условии использования квантовой ямы с достаточно узкозонным материалом).

Список литературы

1. Ivchenko E. L., Tarasenko S. A., Pure spin photocurrents, *Semicond. Sci. Technol.*, 23, 114007, 2008;
2. Утесов О. И., Зегря Г. Г., Грешнов А. А., Генерация чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям, *Письма ЖЭТФ*, 92, 40, 2010;
3. Зегря Г. Г., Полковников А. С., Механизмы Оже-рекомбинации в квантовых ямах, *ЖЭТФ*, 113, 1491, 1998;
4. Dyakonov M. I., Kachorovskii V. Yu., Nonthreshold Auger recombination in quantum wells, *Phys. Rev. B*, 49, 17130, 1994;
5. Pidgeon C. R., Brown R. N., Interband magneto-absorption and Faraday rotation in InSb, *Phys. Rev.*, 146, 575, 1966;
6. Бычков Ю. А., Рашба Э. И., Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра, *Письма ЖЭТФ*, 39, 66, 1984;
7. Afanasiev A. N., Greshnov A. A., Zegrya G. G., Pure spin current generation due to Auger recombination in Rashba quantum wells, *subm. to JETP Lett.*;

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, ГИДРО- И АЭРОДИНАМИКА

Численное моделирование тепловых потоков на стенках ударной трубы в двухтемпературной плазме

Кузнецов Е. А.^{1,2}, Поняев С. А.²

¹СПбГПУ

²ФТИ

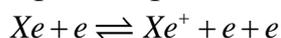
Эл. почта: kn0egor@gmail.com

Полёт тел со сверхзвуковой скоростью связан с высокими значениями температуры вблизи поверхности тела, что вызывается мощным сжатием газа перед головной частью движущегося тела и выделением тепла вследствие внутреннего трения в газе, увлекаемом телом при полёте. Высокие температуры, в свою очередь, создают неравновесные химические свойства потока, которые заключаются в диссоциации и рекомбинации молекул газа, ионизации атомов, химическим реакциям в потоке и с поверхностью аппарата. Поэтому при изучении сверхзвуковых течений газа необходимо учитывать данные процессы и изменения свойств газа от температуры.

При проектировании высокоскоростных летательных аппаратов (ЛА) особое внимание уделяется выбору материалов корпуса, способных выдерживать высокие температуры, которые пагубно влияют на конструкцию ЛА [1]. В связи с этим возникает проблема правильной оценки величины теплового потока на поверхности ЛА, для чего возможно применение современных численных методов.

Целью данной работы было моделирование течения плазмы инертного газа, которые часто используются при экспериментальном моделировании сверхзвуковых течений, в ударной трубе и оценка теплового потока на ее стенках, а также сравнение полученных результатов с экспериментальными данными [1].

В настоящей работе рассматривается инертный газ ксенон, в состав плазмы которого входят нейтральные атомы, электроны и ионы того же вещества, то есть имеется всего три компонента. Температура электронного газа отличается от температуры тяжелых частиц (атомов и ионов). Основными процессами, определяющими концентрацию заряженных частиц в плазме, являются ионизация электронным ударом и трехчастичная рекомбинация [2]:



Для сравнения численного моделирования с экспериментальными данными был проведен расчет сверхзвукового течения ксенона (с числом ударной

волны $M=6$) в ударной трубе диаметром 10 см и длиной 0.5 м. Расчет проводился в двумерной осесимметричной постановке, а граничные и начальные условия брались из работы [1]. В камере низкого давления ударной трубы параметры газа составляли: скорость 0 м/с, давление 2235 Па, температура $T = T_e = 293\text{K}$, $n_e = 0 \text{ м}^{-3}$. За ударной волной после прохождения процесса ионизации параметры газа становятся: скорость 770 м/с, давление 100000 Па, $T = T_e = 3552\text{K}$, $n_e = 2.17 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

Численное моделирование течения ксенона в ударной трубе и расчет теплового потока в разных точках поверхности трубы показали хорошее совпадение по уровню теплового потока на торце с экспериментальными данными, при этом тепловой поток достигал 1400 кВт/м^2 . Совпадение же по временному поведению не удовлетворительное, это может быть из-за того, что при численном моделировании процессы в конце трубы более быстрые, чем в эксперименте.

Результаты численного расчета показали, что написанный солвер может применяться при оценке импульсных тепловых потоков, например при обтекании тел потоком газа из сопла, когда ударная труба выступает в качестве средства, создающего сверхзвуковое течение. Обычно в этих случаях используют модельные газы, такие как аргон и ксенон, и учет неравновесности и двухтемпературности оказывает большое влияние на тепловые потоки на поверхность тела.

Список литературы

1. Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. и др., ЖТФ, Т. 30, В. 2, С. 76-80, 2004;
2. Митчнер М., Кругер Ч., “Частично ионизованные газы”, Journ of Turbom., Willey and Sons, 1973;

Полное электронное содержание измеренное на сети ГНСС-станций расположенных вдоль геомагнитной широты от стенда «СУРА»

Когогин Д. А.¹, Насыров И. А.¹, Грач С. М.², Шиндин А. В.²

¹КФУ

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Эл. почта: dkogogin@kpfu.ru

Для планирования и постановки эксперимента по диагностированию флуктуаций электронной плотности ионосферной плазмы, разработана методика детектирования крупномасштабных неоднородностей, стимулированных мощным наземным радиоизлучением стенда «Сура». В качестве источников сигналов используются навигационные спутники ГЛОНАСС и GPS, излучающие в микроволновом диапазоне.

Возмущенная область ионосферы создавалась стендом над районом поселка Васильсурск в загородной лаборатории ФБГНУ НИРФИ «Василь-

сурск». Для воздействия на ионосферу во всех сеансах использовалась волна обыкновенной поляризации. ДНАС стенда «Сура» ориентировалась либо в зенит, либо наклонялась на юг на 12 градусов в область «Магнитного зенита».

Частота воздействия варьировалась в пределах от 4,4 до 6,0 МГц. Эффективная излучаемая мощность на выбранных частотах составляла $65 \div 150$ МВт в зависимости от количества задействованных в работе передатчиков стенда, антенных секций и рабочей частоты.

Регистрация сигналов от навигационных спутников осуществляется в пространственно-разнесённых пунктах, расположенных вдоль геомагнитной широты стенда «Сура»: п. Васильсурск (расположен в непосредственной близости антенной системы стенда «Сура»; используется ГНСС-приёмник «Prego-T»); п. Зеленодольск (используется ГНСС-приёмник Trimble NetR9); п. Казань (используется ГНСС-приёмник Trimble NetR9). Расстояния между измерительными пунктами: Васильсурск-Зеленодольск 160 км; Васильсурск-Казань 200 км. Каждый из ГНСС — приёмников позволяет осуществлять непрерывную запись сигналов от систем ГЛОНАСС и GPS. Принимаемые от навигационных спутников радиосигналы позволяют проводить следующие типы измерений: 1) псевдодальномерные измерения по P и C/A коду; 2) фазовые измерения поддиапазонов L1 и L2.

В результате обработки данных различных экспериментальных дней и для различных спутников выявлено, что магнитуда вариаций ПЭС для всех трех пунктов наблюдения (Васильсурск, Зеленодольск, Казань) составляет 0,15-0,3 TECU. При этом необходимо отметить, что радиотрасса Васильсурск - спутник проходила через возмущенную область (ВО) ионосферы, тогда как радиотрассы Зеленодольск — спутник и Казань — спутник по условиям проведения эксперимента не пересекали ВО. Обнаруженные вариации коррелирует со временем нагрева ионосферы мощной радиоволной. Скорость распространения крупномасштабного ионосферного возмущения, стимулированного мощной радиоволной, вдоль геомагнитной широты составляет порядка 320 м/с в направлении запад-восток. По предварительным оценкам поперечный масштаб неоднородностей составляет порядка $30 \div 60$ км.

Кроме того, зарегистрировано понижение ПЭС (до 0,4 TECU) во всех трёх пунктах наблюдения, связанное с прохождением Солнечного терминатора вдоль линии Казань-Зеленодольск-Васильсурск, то есть в направлении восток-запад.

В заключение необходимо сказать, что остаётся открытым вопрос о физике процессов, лежащих в основе генерации крупномасштабных ионосферных неоднородностей под воздействием высокочастотной мощной радиоволны, распространяющихся на столь большие расстояния (200 км) поперёк силовых линий геомагнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №12-02-00513-а, №13-02-00957-а, №14-02-31459-мол_а) и Российского научного фонда (грант № 14-12-00706).

Моделирование течений пузырьковых сред с учетом турбулентности и массообмена

Чернышев А. С.¹

¹ФТИ

Эл. почта: alexander.tchernyshev@mail.ioffe.ru

Течения жидкости, содержащей газовые пузырьки, встречаются как в природе, так и в технологических процессах и сопровождаются большим количеством физических явлений, в силу чего их изучение представляет большой практический и научный интерес. В широком диапазоне параметров реализуется турбулентный режим течения в несущей среде, причем заметное влияние на интенсивность турбулентности оказывают дисперсные включения, движущиеся относительно несущей среды. В том случае, когда в жидкости присутствует растворенный газ, существенное влияние на структуру потока и динамику пузырей может оказывать межфазный перенос массы за счет диффузии растворенного газа.

Исследование течений проводилось при помощи методов численного моделирования. Основу математической модели составляет эйлерово-эйлеровский подход к описанию многофазных сред, который широко представлен в литературе [1, 2]. Континуальные уравнения сохранения массы и импульса для каждой фазы дополнены источниками слагаемыми, отвечающими за перенос массы между фазами и межфазное силовое взаимодействие. Система уравнений дополнена уравнениями для описания турбулентности и уравнением, отвечающим за перенос растворенного газа.

Газовыделение в работе учитывается при помощи диффузии растворенного в жидкости газа в пузыри. Диффузия растворенного газа описывается при помощи модели, основанной на модели тонкой пленки, в рамках которой считается, что газ переходит в пузыри из шарового слоя вокруг пузыря. В такой постановке расчет производится по одномерному уравнению диффузии в сферических координатах. На границе с пузырем концентрация газа определяется из закона Генри.

Описанная простая модель применима только в случае, когда отсутствует эффективное обновление жидкости вблизи пузыря, что возможно при малой скорости движения пузырьков относительно жидкости и ламинарном режиме течения. Так как в работе режимы течения соответствуют развитым турбулентным, а размеры пузырей таковы, что существенна скоростная неравновесность фаз, то необходимы поправки к результирующему потоку газа в пузыри. Дополнительные модификации, учитывающие скоростную неравновесность и интенсификацию массообмена за счет турбулентности, вводятся по аналогии как представлено в статье [3].

Турбулентность в несущей фазе описывается при помощи модифицированной $k-\omega$ -SST модели Ментера. Модификация заключается в добавлении источниковых слагаемых в уравнения для k и ω , учитывающих влияние дисперсных включений на параметры турбулентности. Форма такого слагаемого для k — универсальна, для ω — зависит от выбранной модели. Общая часть

для всех моделей заключается в предположении, что за генерацию турбулентности отвечает силовое взаимодействие фаз. В предположении, что в пузырьковых течениях основной вклад вносит сила Стокса, она считается ответственной за генерацию турбулентности. При проведении исследований использовались модели Мореля, Политано, Креппера и Ржезака, (см. [4]) а также модифицированная модель, основанная на модели Трошко и Хассана [5].

В рамках работы проводились исследования динамики пузырьковой среды в вертикальных каналах. Анализировалось влияние отдельных модификаций для диффузии газа, а также влияние различных моделей, отвечающих за генерацию турбулентности пузырьками. Предварительные данные показали хорошее согласие между расчетными и экспериментальными данными по поперечным профилям объемной доли пузырей и продольной скорости жидкости.

Список литературы

1. Loth, E. Numerical approaches for motion of dispersed particles, droplets and bubbles. // *Progress in Energy and Combustion Science*. 2000. V. 26. P. 161–223;
2. Чернышев А.С., Шмидт А.А., Использование эйлерово-эйлеровского подхода для моделирования турбулентных течений пузырьковых сред // *Письма в ЖТФ*, 2013, том 39, вып. 12, С. 17-24;
3. Ranganathan, P., Sivaraman, S. Investigations on hydrodynamics and mass transfer in gas–liquid stirred reactor using computational fluid dynamics. // *Chemical Engineering Science*. 2011. V. 66. N. 14. P. 3108–3124;
4. R. Rzehak, E. Krepper, Bubble-induced turbulence: Comparison of CFD models // *Nucl. Eng and Design*, 2013, V. 258, P. 57-65;
5. Troshko, A. A., & Hassan, Y. A. A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows. // *International Journal of Multiphase Flow*. — 2001. — V. 27. — P. 1965–2000;

Моделирование плазменной антенны PIC методом

Богачев Н. Н.¹

¹МГТУ МИРЭА

Эл. почта: bgniknik@yandex.ru

На сегодняшний день одним из ключевых направлений изучения плазменных антенн из газоразрядных трубок является исследование нелинейных искажений сигнала [1, 2], передаваемого или принимаемого плазменной антенной. Такие искажения могут возникать при взаимодействии СВЧ-волны с плазмой и зависят от параметров волны и параметров плазмы [3]. Кроме того искажения могут быть связаны с токовыми неустойчивостями, если плазма формируется импульсным разрядом постоянного тока. Для определения при-

чин нелинейных искажений в плазменных антеннах необходимо изучить взаимодействие плазменных частиц (электронов и ионов) с электромагнитной волной (ЭМВ), возбуждающей плазменную антенну, проникновение и распространение ЭМВ внутри плазмы. Экспериментальное решение перечисленных задач для плазменных антенн в газоразрядных трубках невозможно или крайне затруднительно. Но подобные задачи можно решить с помощью численного моделирования, когда плазма представляется по методу крупных частиц («частица в ячейке», PIC метод). В данной работе проведено численное моделирование плазменной вибраторной антенны PIC методом в электродинамическом коде КАРАТ [4].

В работе [3] проведено исследование плазменной несимметричной вибраторной антенны, где плазма моделировалась по теории Друде. В ходе исследования были обнаружены безызлучательный, нелинейный и линейный режимы работы плазменной антенны. Обнаруженные режимы зависят от отношения плазменной частоты ω_p к циклической частоте сигнала ω_0 . Но моделирование плазмы по теории Друде дает неполное представление о полученных режимах работы плазменной антенны. Поэтому было проведено моделирование плазменной вибраторной антенны с теми же параметрами: длина $l = 4$ см, радиус $r = 0,5$ см, концентрация плазмы $n_e = 10^{10} - 10^{12}$, частота сигнала $f_0 = 1,7$ ГГц ($\omega_0 = 1,07 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$), где плазма моделировалась PIC методом. В представляемой работе исследовался случай "безстолкновительной" плазмы, когда v_e

В результате моделирования внутри плазмы и в ближней зоне антенны были получены распределения компонент электрического поля, временные и спектральные характеристики сигнала, функции распределения частиц. Полученные характеристики показывают нелинейные искажения сигнала в неоптимальных режимах работы антенны (безызлучательный и нелинейный), выраженные в появлении гармоник и возбуждении плазменных (ленгмюровских) колебаний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект № 14-08-31336_мол_а. Автор выражает благодарность Богданкевич И.Л., Гусейн-заде Н.Г., Игнатову А. М., Рухадзе А. А. за помощь в проведении исследований, обсуждение и полезные замечания.

Список литературы

1. Беляев Б.А., Лексиков Ан.А., Лексиков А.А., Бальва Я.Ф., Сержантов А.М., Исследование нелинейных свойств плазменной антенны, Известия высших учебных заведений. Физика, Т. 56, № 8/2, с. 88, 2013;
2. Коновалов В.Н., Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Тихоневич О.В., Спектральные характеристики плазменных антенн, XLI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, сборник тезисов, Звенигород, с. 274, 2014;

3. Богачев Н.Н., Богданкевич И.Л., Гусейн-заде Н.Г., Моделирование режимов работы плазменной антенны, Прикладная физика, № 4 (в печати), 2014;
4. Tarakanov V.P., User's Manual for Code KARAT, Springfield: VA, 1992;

Спонтанное нарушение чётности в теории развитой турбулентности: многопетлевое приближение

Куликов А. Б.¹, Аджемян Л. Ц.¹

¹СПбГУ

Эл. почта: Orlangyr@gmail.com

Рассматривается статистическая модель развитой однородной изотропной турбулентности, в основу рассмотрения положен принцип максимальной хаотичности при заданном спектральном потоке энергии. Формальное решение получающейся системы уравнений согласования даёт Колмогоровские показатели, однако приводит к отрицательной константе Колмогорова. В работе [1] было показано, что рассмотрение дополнительных слагаемых, отвечающих за нарушение чётности в системе, позволяет получить как Колмогоровские показатели (хорошо согласующиеся с экспериментом), так и вычислить константу Колмогорова, оказывающуюся уже положительной. Однако коэффициент, описывающий величину нарушения чётности, на 3% превышает максимально допустимое значение. В работе [2] было высказано предположение, что такое превышение может быть следствием приближенного (однопетлевого) характера рассмотрения. Кроме того, дополнительные логарифмические УФ-расходимости диаграмм в высших порядках теории возмущений могут привести к некоторому смещению индексов Колмогорова. В связи с этим, мотивировано рассмотрение многопетлевого приближения, чему и посвящена данная работа.

Возможное нарушение чётности не сказывается на спектре энергии турбулентных пульсаций, поэтому для проверки гипотезы требуются более детальных эксперименты. В настоящее время этот вопрос с точки зрения эксперимента остаётся открытым.

Список литературы

1. A.S.Monin, A.M.Yaglom, Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence, Dover, Mineola, NY, 2007;
2. L.Ts. Adzhemyan, M. Hnatich, and M. Stehlik, Theory of Developed Turbulence: Principle of Maximal Randomness and Spontaneous Parity Violation, J. Phys. II France, 5:7 (1995), 1077-1092;
3. Л. Ц. Аджемян, М. Гнатич, М. В. Компаниец, Принцип максимальной хаотичности и нарушение четности в турбулентности, ТМФ, 176:1 (2013), 3–12;

4. M. Thiele, W.-C. Müller, Structure and decay of rotating homogeneous turbulence, *J. Fluid Mech.*, 637, 425—442, 2009;
5. C. Morize and F. Moisy, Energy decay of rotating turbulence with confinement effects, C. Morize and F. Moisy, *Phys. Fluids* 18, 065107 (2006);
6. Y. Morinishi, K. Nakabayashi and S. Q. Ren, Dynamics of anisotropy on decaying homogeneous turbulence subjected to system rotation, *Phys. Fluids* 13, 2912-2922 (2001);

Формирование сегнетоэлектрических микроструктур фемтосекундным лазерным отжигом в тонких аморфных плёнках

Елишин А. С.¹, Мишина Е. Д.¹, Лавров С. Д.¹

¹МГТУ МИРЭА

Эл. почта: elshin_andrew@mail.ru

Квази-аморфные тонкие плёнки прекурсора $PbZrTiO_2$ (PZT) были получены ВЧ магнетронным распылением на платинированной кремниевой подложке и затем отожжены фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны попадающим в область прозрачности плёнки. Излучение поглощалось в слое платины и от этого слоя начинался рост перовскитной фазы. Отжиг осуществлялся с помощью фемтосекундного титан-сапфирового лазера с длительностью импульсов 100 фс, длиной волны 800 нм и частотой повторения 100 МГц. Луч фокусировался на образце конфокальным микроскопом.

В процессе отжига был использован in-situ методика диагностики. Эта методика основана на том, что кристаллизованная область генерирует вторую оптическую гармонику (ГВГ) [1]. Интенсивность ГВГ была измерена как функция времени во время отжига. Обсуждение присутствует в предыдущей статье [2].

Был использован диапазон различных мощностей для отжига. Этот процесс чувствителен к мощности отжига, но не к длительности экспозиции: при уменьшении плотности мощности на 5% рост перовскитной фазы прекращается независимо от длительности экспозиции. Были получены две формы перовскитной области: при «низкой» плотности мощности образуется круглая форма сегнетофазы диаметром 2 мкм, а «высокая» кольцеобразную форму без сегнетоэлектрических свойств в центре. Эти формы были детектированы конфокальным микроскопом в режиме сигнала ГВГ после отжига.

Атомно-силовая микроскопия показала увеличение шероховатости в обработанных областях. Кристаллизованные области имели однонаправленную поляризацию после отжига. Атомно-силовая микроскопия в пьезоде показала переключение сегнетоэлектрической поляризации [3]. Переключаемая область имела диаметр 1 мкм.

Распределение температуры в слоях было оценено с использованием COMSOL Multiphysics методом конечных элементов.

Работа поддерживалась Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант 12-02-31620.

Список литературы

1. Zhigalina O. M., Mishina E. D., Sherstyuk N. E., Vorotilov K. A., Vasiljev V. A., Sigov A. S., Lebedev O. I., Grigoriev Yu. V., De Santo M. P., Barberi R., and Rasing Th., Crystallization of PZT in Porous Alumina Membrane Channels, *Ferroelectrics*, Volume 336:1, pp. 247- 254, 2006;
2. Firsova N. Yu., Mishina E. D., Sigov A. S., Senkevich S. V., Pronin I. P., Kholkin A., Bdikin I. & Yuzyuk Yu. I., Femtosecond Infrared Laser Annealing of PZT Films on a Metal Substrate, *Ferroelectrics*, Volume 433, Issue 1, pp. 164-169, 2012;
3. Фирсова Н.Ю., Елшин А.С., Марченкова М.А., Болотов А., Иванов М.С., Пронин И.П., Сенкевич С.В., Киселев Д.А., Мишина Е.Д., Переключаемость перовскитных микрообластей пленок цтс, локально отожженных фемтосекундным лазером инфракрасного диапазона, *Нано- и микросистемная техника*, Т. 7, 2014;

Флексоэлектрический эффект при деформации прогиба тонких пластин монокристаллов $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$

Румянцева Е. Д.¹, Залесский В. Г.¹

¹ФТИ

Эл. почта: ska-kotya@mail.ru

Впервые прямой флексоэлектрический эффект как линейный полярный отклик на градиент деформации кристалла или нанопленки был теоретически предсказан в работе [1] и экспериментально исследован на тонких пластинах монокристалла $BaTiO_3$ [2, 3] (см. также обзор [4]). Обратный флексоэлектрический эффект, при котором поляризация внешним электрическим полем вызывала деформацию изгиба тонких кристаллических пластин, был исследован в первых экспериментальных работах для $BaTiO_3$ [2, 3] и $SrTiO_3$ [5]. Большинство работ посвящено измерением прямого флексоэлектрического эффекта, при котором обеспечивалась неоднородная деформация за счет одностороннего изгиба кристаллов.

В настоящей работе представлены результаты для тонких пластин $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$, которые испытывают деформацию прогиба, типичную для мембран, закрепленных по круглому неподвижному контуру. Для исследования флексоэлектрического эффекта были выбраны монокристаллы $SrTiO_3$ и полидоменный $BaTiO_3$ в виде пластин, с толщинами 160 и 170 μm и площадями рабочих поверхностей 4 и 5 mm^2 , соответственно. На рабочую поверхность образцов были нанесены серебряные электроды. В эксперименте пластины были закреплены по круглому неподвижному контуру диаметром 2,5 мм. Деформацию прогиба пластин обеспечивала сапфировая игла диаметром острия 100 мкм направленная нормально в центр пластин-мембран. Связанный за-

ряд, появившийся вследствие флексоэлектрического эффекта измерялся с помощью электрометра.

В результате измерения зависимости поляризации от деформирующей силы было обнаружено, что поляризация в $SrTiO_3$ монотонно возрастает по кубическому закону с возрастанием нагрузки. В кристалле $BaTiO_3$ с увеличением деформирующей силы сначала наблюдалась линейное возрастание поляризации, а, при некотором пороговом значении нагрузки, наблюдался резкий, примерно на два порядка, скачкообразный рост величины поляризации. Такое поведение мы связываем с известной перестройкой доменной структуры, при которой вследствие механического напряжения, приложенного на поверхность кристалла, часть доменов а- типа переключается в домены с- типа [2]. Как следствие, на электродах появляется дополнительный связанный заряд за счет доменных стенок от образовавшихся с- доменов. В результате проведенных измерений получена зависимость поляризации от деформирующей силы для тонких пластин монокристаллов $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$, закрепленных мембранным способом.

Список литературы

1. Коган Ш. М., Пьезоэлектрический эффект при неоднородной деформации и акустическое рассеяние носителей тока в кристаллах, Физика Твердого Тела, 5, 2829-2831, 1963;
2. Бурсиан, Э.В., Нелинейный кристалл титанат, М.: Наука, 296, 1974;
3. Бурсиан Э. В., Зайковский О. И., Макаров К. В., Поляризация сегнетоэлектрической пластины изгибом, Изв. АН СССР. Сер. физ., 33, 1098-1101, 1969;
4. Zubko, P., Catalan, G., and Tagantsev, A., Flexoelectric Effect in Solids, Annual Review of Materials Research, 43, 387-421, 2013;
5. Залесский В.Г., Румянцева Е.Д., Обратный флексоэлектрический эффект в монокристалле $SrTiO_3$, Физика Твердого Тела, 56, 1301-1303, 2014;

Исследование твердых растворов цирконата-титаната свинца с малой концентрацией титана методами рассеяния синхротронного излучения

Андроникова Д. А.¹, Босак А.², Бурковский Р.², Вахрушев С. Б.¹, Филимонов А. В.³,
Леонтьев Н. Г.⁴, Чернышов Д.²

¹ФТИ

²ESRF

³СПбГПУ

⁴Азово-Черноморский инженерный институт

Эл. почта: andronikova.daria@gmail.com

Цирконат-титанат свинца $PbZr_{1-x}Ti_xO_3$ (ЦТС) с момента своего открытия является одним из самых активно исследуемых сегнетоэлектриков. Внимание, уделяемое данному соединению, обусловлено его уникальными пьезоэлектрическими свойствами, которые делают ЦТС лидером на рынке пьезоэлектрических материалов.

При высоких температурах ЦТС имеет кубическую структуру перовскита. В ЦТС с малой концентрацией титана (до 5% Ti) при понижении температуры происходит переход сначала в ромбоэдрическую сегнетоэлектрическую фазу, а затем в орторомбическую антисегнетоэлектрическую. Перестройка из кубической симметрии в ромбоэдрическую сопровождается возникновением сверхструктуры М-типа с координатами зоны Бриллюэна $(\frac{1}{2}; \frac{1}{2}; 0)$. Согласно работам [1, 2] в данной сегнетоэлектрической фазе имеет место несоразмерная модуляция структуры, наблюдаемая в виде расщепления М-пикулов и связываемая с наличием антифазных границ в сетке антипараллельных смещений ионов свинца. Дальнейшее понижение температуры приводит к переходу в антисегнетоэлектрическую фазу, сопровождающемуся возникновением сверхструктурных рефлексов $\Sigma(\frac{1}{4}; \frac{1}{4}; 0)$ - и $R(\frac{1}{2}; \frac{1}{2}; \frac{1}{2})$ -типов. Несмотря на большое количество работ в данной области, полная картина, описывающая фазовые переходы в области малых концентраций Ti, для ЦТС отсутствует.

На линии SNBL синхротронного источника ESRF была проведена серия дифракционных экспериментов на монокристаллах $PbZr_{1-x}Ti_xO_3$ с малой концентрацией Ti ($x = 0.007, 0.015, 0.03$). Измерения производились в режимах нагревания и охлаждения в широком интервале температур.

В результате получена информация о распределении диффузного рассеяния в параэлектрической фазе. По форме диффузное рассеяние аналогично наблюдаемому в цирконате свинца. Проведение дифракционного эксперимента в широком интервале температур позволило проследить температурную эволюцию диффузного рассеяния. Интенсивность диффузного рассеяния критически возрастает при приближении к температуре перехода из кубической в сегнетоэлектрическую фазу. Исследованы особенности сегнетоэлектрической фазы. В области ромбоэдрической симметрии обнаружено расщепление М $(\frac{1}{2}; \frac{1}{2}; 0)$ сверхструктуры. Обсуждение модуляции структуры, приводящей к данному виду рефлекса, будет проведено в докладе. Неодно-

значным фактом является наличие в данной фазе анизотропного диффузного рассеяния. Также были извлечены температурные зависимости интенсивности сверхструктурных отражений.

Список литературы

1. D. Viehland, Transmission electron microscopy study of high-Zr-content lead zirconate titanate, Phys. Rev. B 52, 778 (1995);
2. S. Watanabe, Roles of ferroelectricity, antiferroelectricity, and rotational displacement in the ferroelectric incommensurate phase of $\text{PbZr}_{1-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$, Phys. Rev. B, 63, 134103 (2001);

Поляризация, индуцированная спин - зарядовым фазовым расслоением в мультиферроиках GdMn_2O и $\text{Gd}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$

Ханнанов Б. Х.¹, Головенчиц Е. И.¹, Щеглов М. П.¹, Санина В. А.¹

¹ФТИ

Эл. почта: Boris.Khannanov@gmail.com

Мультиферроиками называют материалы, в которых сосуществуют одновременно два или более типов упорядочения: ферромагнитное, ферроэлектрическое и ферроэластическое. Одной из привлекательных особенностей мультиферроиков является управление свойствами перекрестными полями (переключение поляризации магнитным полем и намагниченности электрическим полем). В этом смысле особенно интересны недавно обнаруженные мультиферроики II рода, в которых полярный порядок с температурой Кюри T_C индуцируется специальным типом магнитного упорядочения с температурой Нееля T_N . Равенство $T_N \approx T_C$ приводит к гигантской магнитоэлектрической связи. Примерами такого типа мультиферроиков являются манганиты со структурой перовскита RMnO_3 (R= Tb, Gd и Eu, пр. гр. Pbnm) и орторомбические кристаллы RMn_2O_5 (R- редкоземельные ионы, Y и Bi, пр. гр. Pbam), в которых ($T_C \approx 35\text{K}$, $T_N \approx 40\text{K}$) [1-3].

Особое место среди RMn_2O_5 занимает GdMn_2O_5 . Основное состояние Gd^{3+} является чисто спиновым ($^8S_{7/2}$) и обладает наибольшим моментом в ряду R ионов ($S = 7/2\mu_B$). В результате в GdMn_2O_5 реализуется сильный Gd-Mn обмен, оказывающий существенное влияние на магнитные, полярные свойства и магнитную динамику [4, 5]. Для него наблюдается самая большая поляризация ($0,5\mu\text{C}/\text{cm}^2$) [6] в ряду соединений RMn_2O_5 , индуцированная обменной стрикцией Gd - Mn. В отличие от других RMn_2O_5 , в GdMn_2O_5 формируется однородная антиферромагнитная структура в Mn подсистеме с волновым вектором $q = (1/2, 0, 0)$ [4-6]. Отличительной чертой GdMn_2O_5 является аномально большая поляризация вдоль оси b с температурой $T_C \approx 35\text{K}$, которая индуцируется простой магнитной структурой в отличие от других RMn_2O_5 , в кото-

рых поляризация обусловлена несоизмеримой или модулированной магнитными структурами. Кристаллы $R\text{Mn}_2\text{O}_5$ содержат одинаковое количество ионов марганца переменной валентности (Mn^{3+} и Mn^{4+}), которые расположены в соседних слоях кристалла, перпендикулярных оси c на расстоянии $1/4c$. Так что в каждой ячейке находятся ионы Mn^{3+} и Mn^{4+} , перенос заряда между которыми приводит к характерному для всех манганитов спин — зарядовому расслоению: образованию ферромагнитных и проводящих областей внутри антиферромагнитной (или парамагнитной) диэлектрической матрицы [7]. В $R\text{Mn}_2\text{O}_5$ это расслоение реализуется в слоях, перпендикулярных оси c , и приводит к появлению добавочной небольшой, но значительно более высокотемпературной поляризации [8].

В данной работе проводится сравнительное исследование поляризации, магнитных и диэлектрических свойств, магнитной динамики монокристаллов GdMn_2O_5 и $\text{Gd}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$. Легирование ионами Ce^{4+} нарушает равенство в содержании ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} , увеличивает концентрацию ионов Mn^{3+} , носителей заряда и областей спин — зарядового фазового расслоения. Это приводит к значительному повышению величины и расширению температурного интервала существования поляризации вдоль оси c в легированном кристалле по сравнению с исходным, что указывает на определяющую роль спин — зарядового фазового расслоения при формировании этой поляризации. При этом поляризация эффективно управляется магнитным полем. При низких температурах ($T < 90$ К) исследована также низкочастотная магнитная динамика, обусловленная областями фазового расслоения. При рентгеновском дифракционном исследовании тонкой структуры Брэгговского пика (004) при комнатной температуре обнаружена сверхструктура, свидетельствующая о наличии слоев вдоль оси c имеющих различные состав и межплоскостные расстояния.

Работа поддержана Российским Правительством, Программа П 220 (Грант № 14.В25.0031.25).

Список литературы

1. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, and Y. Tokura, *Nature (London)* 426, 55 (2003);
2. Е.И. Головенчиц, Н.В. Морозов, В.А. Санина, Л.М. Сапожникова ФТТ, 34, 108-114 (1992);
3. Y. Noda, H. Kimura, M. Fukunaga, S. Kobayashi, I. Kagomiya, and K. Kohn, *J. Phys.: Condens. Matter*, 20, 434206 (2008);
4. N. Lee, V. Vecchini, Y.J. Choi, L.C. Chapon, A. Bombardi, P.G. Radaelli, and S-W. Cheong, *Phys. Rev. Lett.* 110, 137203 (2013);
5. Е.И. Головенчиц, В.А. Санина, *Письма в ЖЭТФ*, 78, 88 (2003);
6. E.I. Golovenchits and V.A. Sanina, *J. Phys.:Cond. Matter*, 16, 4325 (2004);

7. V.A. Sanina, E.I. Golovenchits, V.G. Zalesskii, S.G. Lushnikov, M.P. Scheglov, S.N. Gvasaliya, A. Savvinov, R.S. Katiyar, H. Kawaji, and T. Atake, Phys. Rev. B, 80, 224401 (2009);

Нелинейный магнитоэлектрический эффект в электромагнетиках

Фирсова Т. О.¹

¹НовГУ

Эл. почта: firsovatati@mail.ru

Электромагнетики — вещества, которые обладают одновременно и магнитным, и электрическим упорядочиванием [1]. Взаимосвязь электрических, магнитных и упругих свойств таких структур приводит к тому, что в них возможны перекрестные эффекты, связывающие между собой магнитные и электрические характеристики материала. При приложении внешнего электрического поля к такой структуре происходит изменение намагниченности, и, наоборот, при приложении внешнего магнитного поля происходит изменение поляризации. Этот эффект, называемый магнитоэлектрическим (МЭ), интересен тем, что позволяет создавать принципиально новые приборы твердотельной электроники [2-4].

Наряду с линейным, возникает и нелинейный МЭ эффект, величина которого пропорциональна квадрату переменного магнитного поля. При больших полях подмагничивания его величина много меньше линейного и его вкладом в результирующий сигнал можно пренебречь. Однако в области слабых полей его величина может быть соизмерима и даже больше линейного эффекта. В переменном магнитном поле вследствие магнитострикции в ферритовой компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу, где, вследствие пьезоэффекта, происходит изменение поляризации, что приводит к возникновению электрического напряжения. Поскольку пьезоэлектричество является линейной функцией по напряженности электрического поля, а магнитострикция — нелинейной по намагниченности, то в общем случае возникают как линейные, так и нелинейные МЭ эффекты.

При квадратичном по напряженности переменного магнитного поля эффекте частота механических колебаний, возникающих в магнитострикционной фазе, будет равна удвоенной частоте приложенного переменного магнитного поля. Передаваясь посредством механического взаимодействия в пьезоэлектрическую фазу, эти колебания приведут к изменению поляризации пьезоэлектрика, в результате чего на обкладках конденсатора возникнет электрическое напряжение с удвоенной частотой. При равенстве частоты переменного магнитного поля половине значения частоты антирезонанса будет происходить резонансное увеличение величины эффекта. В отличие от линейного эффекта, этот резонанс будет наблюдаться при нулевом значении

поля подмагничивания, и его величина будет квадратична по напряженности переменного магнитного поля.

В области слабых полей возникающая разность потенциалов пропорциональна как величине постоянного магнитного поля, так и величине переменного магнитного поля. Чувствительность структуры линейно изменяется с увеличением напряженности переменного магнитного поля. Это свойство можно использовать для измерения величины постоянного магнитного поля, где величина переменного магнитного поля играет роль диапазона измерений.

Список литературы

1. Пятаков А.П., Звездин А.К., Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики., УФН, Т. 182, 593 с., 2012;
2. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М., Лалетин В.М., Srinivasan G., Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных магнитоэлектрических материалах, ФТТ, Т. 46, С. 1621-1627, 2004;
3. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в ферромагнитно-пьезоэлектрических гетероструктурах, ФТТ, Т. 47. №6., С. 1082 – 1084, 2005;
4. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Srinivasan G., Низкочастотный и резонансный магнитоэлектрические эффекты в объемных композиционных структурах феррит никеля-цирконат-титанат свинца, ЖТФ, Т. 82, 1, 47 с., 2012;

Исследование эффекта наведенной оптической неоднородности в кристалле сегнетоэлектрика-полупроводника $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ методом второй оптической гармоники

Брехов К. А.¹, Ильин Н. А.¹, Гришуниин К. А.¹, Болотов А. К.¹, Мишина Е. Д.¹

¹МГТУ МИРЭА

Эл. почта: brekhov_ka@mail.ru

Одной из основных задач современной микро — и наноэлектроники является поиск новых материалов для создания многофункциональных элементов электронной компонентной базы нового поколения, а также всестороннее исследование функциональных и структурных свойств этих материалов.

Одним из таких материалов является $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. В нем ожидается возможность оптического управления при помощи фемтосекундных лазерных импульсов состоянием поляризации путем когерентного квантового контроля фононов для нового поколения электронных устройств высокоскоростной обработки и хранения информации.

Оптические свойства кристалла $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ детально исследуются с 2004 г. Уже получено много данных, таких как дисперсия показателей преломления кристалла [1], фоторефрактивные свойства, появились работы по усилению

фоторефрактивного эффекта путем легирования кристалла [2-4]. Исследована возможность создания фоторефрактивных волноводов, выполненных на основе легированного гипотиодифосфата олова $Sn_2P_2S_6$ [4-6].

Нами были проведены экспериментальные исследования, направленные на характеризацию структурных параметров кристалла $Sn_2P_2S_6$ возникающих при воздействии фемтосекундного лазерного излучения. Проведены исследования нелинейно-оптических свойств данного кристалла, а также сравнительный анализ линейно — и нелинейно-оптического отклика. Кроме того, исследовалась температурная зависимость линейного и нелинейного оптических откликов кристалла в области температуры фазового перехода (337K). При этой температуре кристалл претерпевает фазовый переход второго рода типа смещения и переходит из сегнетоэлектрической фазы в параэлектрическую фазу (P21/n).

Результаты фундаментальных исследований процессов и закономерностей, установленных в данной работе, могут быть использованы для получения новых научных знаний в области физики твердого тела и нанотехнологии, а также при разработке и уточнении используемых в указанных областях теоретических моделей.

Список литературы

1. D. Haertle, A. Guarino, J. Hajfler, G. Montemezzani and P. Günter, «Refractive indices of Sn2P2S6 at visible and infrared wavelengths», *Optics Express* 13, 2047–57 (2005);
2. T. Bach, M. Jazbinsek, G. Montemezzani, P. Günter, A.A. Grabar and Y.M. Vysochanskii, «Tailoring of Infrared Photorefractive Properties of Sn2P2S6 Crystals by Te and Sb Doping», *J. Opt. Soc. Am B*, Vol. 24, No. 7 (2007);
3. R. Mosimann, P. Marty, T. Bach, F. Juvalta, M. Jazbinsek, P. Günter and A.A. Grabar, «High-Speed Photorefractive at Telecommunication Wavelength 1.55 μ m in Sn2P2S6:Te», *Optics Letters*, Vol 32, No. 22, 3230-3232 (2007);
4. F. Juvalta, R. Mosimann, M. Jazbinsek and P. Günter, «Fast Dynamic Waveguides and Waveguide Arrays in Photorefractive Sn2P2S6 Induced by Visible Light», *Optics Express*, 17, 379-380 (2009);
5. R. Mosimann, F. Juvalta, M. Jazbinsek, P. Günter and A.A. Grabar, «Photorefractive Waveguides in He+ Implanted Pure and Te-doped Sn2P2S6», *J. Opt. Soc. Am. B*, 26, 444-449 (2009);
6. T. Bach, M. Fretz, M. Jazbinsek and P. Günter, «Double Phase Conjugate Mirror Using Sn2P2S6 for Injection Locking of a Laser Diode Bar», *Optics Express*, 16, 15415-15424 (2008);

Лазерно-индуцированная спиновая динамика в тонких плёнках ферритов-гранатов с магнитной анизотропией типа лёгкая ось

Шелухин Л. А.¹, Калашникова А. М.¹, Павлов В. В.¹, Усачёв П. А.¹, Писарев Р. В.¹

¹ФТИ

Эл. почта: utroma@yandex.ru

В последнее десятилетие возможность сверхбыстрого оптического управления намагниченностью стала предметом интенсивного исследования в физике твёрдого тела [1]. Несмотря на несколько интереснейших результатов по лазерно-индуцированной спиновой динамике, полученных в магнитных диэлектриках [1], последние пока что рассматриваются только как модельные среды для фундаментальных исследований в области фемтомагнетизма. Ярким примером таких сред являются магнитоупорядоченные ферриты-гранаты, в которых возможно оптическое управление их магнитной анизотропией, как на квазистатическом, так и на сверхбыстром временном масштабе. До сих пор сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение анизотропии в тонких плёнках гранатов исследовалось преимущественно в плёнках с намагниченностью в плоскости. В этой работе мы изучали возможность управления намагниченностью фемтосекундными лазерными импульсами в гранатовых плёнках с лёгкой осью.

Объектами нашего исследования были три тонкие замещённые плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) с разной силой легкоосной анизотропии, выращенных на подложке гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (210): $(\text{YBiPrLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $(\text{YBrLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, $(\text{YBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$.

Исследование проводилось методом оптической накачки-зондирования (pump-probe) [1]. Источником импульсов накачки и зондирования длительностью 170 фс и длиной волны 690 нм был оптический параметрический усилитель. Плотность накачки составляла 2 мДж/см². Эксперименты проводились при комнатной температуре в геометрии на просвет, и лазерно-индуцированная динамика намагниченности детектировалась посредством измерения фарадеевского вращения для импульсов зондирования как функции задержки между импульсами накачки и зондирования.

В исследуемых плёнках нами были обнаружены два типа лазерно-индуцированной динамики. Во-первых, лазерно-индуцированное размагничивание образцов, характеризующее относительно большим временем порядка 800 пс. Такое время указывает на то, что механизмом этого размагничивания является фонон-магнонное взаимодействие, отвечающее за передачу энергии в спиновую систему от решётки. Во-вторых, в плёнках с умеренной и слабой анизотропией мы наблюдали возбуждение прецессии намагниченности. В отличие от большинства предыдущих экспериментов характеристики прецессии слабо зависели от поляризации импульсов накачки. Это указывает на то, что в плёнках с лёгкой осью доминируют тепловые процессы. Мы предполагаем, что за возбуждение прецессии отвечает изменение анизотро-

пии, вызванное поглощением с последующим нагревом решётки с характерным временем порядка 100 пс.

В плёнке со слабой анизотропией удалось возбудить прецессию намагниченности с крайне низким затуханием (40 нс в поле 0.26 Т), что может быть интересно с точки зрения применения оптических методов возбуждения прецессии намагниченности в магнонике.

Данная работа поддержана российской государственной программой П220 (грант 14.В25.31.0025)13-02-00754).

Список литературы

1. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, Th. Rasing, Ultrafast optical manipulation of magnetic order, *Rev. Mod. Phys.* 82, 2731 (2010);

Эпитаксиальные магнитные наночастицы на поверхности фторидов: процессы роста, структура и магнитные свойства

Федоров В. В.¹, Банщикова А. Г.¹, Баранов Д. А.¹, Павлов С. И.¹, Гастев С. В.¹, Кошмак К. В.¹, Сутурин С. М.¹, Соколов Н. С.¹

¹ФТИ

Эл. почта: vfedorov@fl.ioffe.ru

Магнитные свойства низкоразмерных систем все больше привлекают внимание исследователей в связи с множеством новых эффектов, наблюдаемых в этих структурах (эффект магнитной близости и др. [1]), находящих широкое практическое применение. Так, например, гетероструктуры ферромагнетик (ФМ)/антиферромагнетик (АФМ) представляют собой класс новых искусственных материалов, при охлаждении которых в приложенном магнитном поле ниже температуры Нееля проявляется однонаправленная магнитная анизотропия или так называемый эффект обменного смещения петли гистерезиса ФМ [2].

Данная работа посвящена исследованию процессов роста и магнитных свойств наногетероструктур с самоорганизованными массивами эпитаксиальных наночастиц кобальта и никеля на поверхности диамагнитного фторида кальция и антиферромагнитных фторидов марганца и никеля (Температуры Нееля $T_{NiF_2} = 73$ К; $T_{MnF_2} = 67$ К), полученных на кремниевых подложках методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Большая разница между величинами свободной энергии поверхности металлов и фторидов способствует островковому росту в виде отдельно стоящих наночастиц. Проведенные нами ранее исследования показали, что Co [3], MnF_2 или NiF_2 могут быть выращены эпитаксиально на поверхности CaF_2/Si , а эффект магнитной близости в Co/ MnF_2 проявляется даже при комнатной температуре [4].

В работе использовались буферные слои CaF_2 с различными кристаллографическими ориентациями: атомно-гладкая поверхность CaF_2

(111)/Si(111), и сильно анизотропная «гофрированная» поверхность CaF_2 (110)/Si(001), периодически фасетированная плоскостями $\{111\}$. Расстояние между вершинами гофр можно регулировать от 10 до 100 nm подбирая условия роста. Применяя двухстадийную методику роста (низкотемпературная затравка/ высокотемпературный рост) была разработана технология получения массивов эпитаксиальных наночастиц с контролируемыми размерами и плотностью зарождения. Было установлено, что введение слоев NiF_2 или MnF_2 сильно влияет на процессы формирования ФМ наночастиц. Изменяя морфологию поверхности АФМ-слоя, выбирая соответствующие режимы роста, можно дополнительно контролировать плотность зарождения и размеры частиц.

Исследования магнитных свойств при помощи магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), показали, что массивы ФМ частиц, выращенные на поверхности MnF_2 или NiF_2 обладают существенно (до 8 раз) меньшей коэрцитивностью, в сравнении со структурами типа ФМ/ CaF_2 . После охлаждения гетероструктур ФМ/ MnF_2 / CaF_2 (111) в поле $H_{FC} = 11$ кОе наблюдается обменное-смещение кривой намагниченности в сторону противоположную полю заморозки с характерными полями смещения порядка 50 Ое. Использование гофрированной поверхности буферного слоя CaF_2 (110) позволяет получать ансамбли наночастиц, обладающие одноосной магнитной анизотропией, причем в гетероструктурах типа ФМ/ MnF_2 (110) / CaF_2 (110), магнитная анизотропия выражена значительно сильнее.

Полученные результаты демонстрируют возможность эффективного управления магнитными свойствами эпитаксиальных наногетероструктур Co(Ni)/фторид. Продемонстрирован рост массивов наночастиц с контролируемыми размерами и плотностью, делающий возможным создание функциональных устройств без применения сложных и дорогостоящих литографических процедур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проект 14.B25.31.0025 «Мегагрант»).

Список литературы

1. P.K. Manna, S.M. Yusuf, "Two interface effects: Exchange bias and magnetic proximity", *Physics Reports* 535 61–99 (2014);
2. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, et. al., "Exchange bias in nanostructures", *Physics Reports* 422, 65 (2005);
3. N.S. Sokolov, S.M. Suturin, B.B. Krichevtsov et al., "Cobalt epitaxial nanoparticles on CaF_2 /Si(111): Growth process, morphology, crystal structure, and magnetic properties", *Phys. Rev. B* 87, 125407 (2013);
4. S.M. Suturin, V.V. Fedorov, A.G. Banshchikov, et al., "Proximity effects and exchange bias in Co/ MnF_2 (111) heterostructures studied by x-ray magnetic circular dichroism", *J. Phys.: Cond. Mat.* 25, 046002 (2013);

Генерация второй оптической гармоники в оксидных многослойных гетероструктурах $YFeO_3/LaFeO_3$

Буряков А. М.¹, Мишина Е. Д.¹

¹МГТУ МИРЭА

Эл. почта: bello16@mail.ru

Гетероструктуры $YFeO_3/LaFeO_3$ (YFO/LFO), являются перспективной основой для создания магнитоэлектронных устройств. Возникновение поляризации в результате нарушения инверсионной симметрии является необходимым условием для технологически важных свойств ферро- и пьезоэлектричества, используемых в конденсаторах и актюаторах, в то время как нарушение временной симметрии требуется для магнитоупорядоченных состояний, таких как антиферро-и ферромагнетизм, используемых в устройствах хранения информации. В таких структурах также наблюдается хорошая чувствительность и селективность в отношении различных токсичных газов, например таких как CO и NO_x [1].

Нами были экспериментально исследованы серии гетероструктур с четным и нечетным числом монослоев YFO и LFO. Был проведен анализ азимутальных зависимостей. Представлены результаты исследований магнитоиндуцированной генерации второй оптической гармоники (ГВГ).

На основе симметричного анализа азимутальных зависимостей генерации второй оптической гармоники было показано, что нелинейный оптический сигнал обусловлен магнитодипольным вкладом. Было показано, что максимальная величина поляризации наблюдалась у гетероструктур с нечетным числом монослоев. Причем с увеличением числа монослоев поляризация уменьшается. Приложение внешнего магнитного поля монодоменизирует структуры, что приводит к смещению пиков анизотропии на угол α . Однако интенсивность ГВГ эквивалентна для двух противоположных направлений намагниченности. Эквивалентность интенсивностей ГВГ может быть объяснена отсутствием кристаллографического вклада в нелинейную поляризацию [2].

Список литературы

1. J. Alaria, P. Borisov, M. S. Dyer, T. D. Manning, S. Lepadatu, M. G. Cain. *Chemical Science* 5 (2014) 1599-1610;
2. A.G. Banshchikov, V.V. Pavlov, A.V. Kimel, et al. *Solid State Physics*, volume 42, № 5;

К вопросу о природе магнитоэлектрических явлений в мультиферроиках: обнаружение и исследование спин-фононного и электрон-фононного взаимодействий в редкоземельных ферроборатах методом терагерцовой спектроскопии

Болдырев К. Н.¹

¹Институт спектроскопии РАН

Эл. почта: kn.boldyrev@gmail.com

Редкоземельные (РЗ) ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ кристаллизуются в нецентросимметричную тригональную структуру природного минерала хантита. Их решетку можно представить в виде геликоидальных квазиодномерных цепочек октаэдров FeO_6 , расположенных вдоль кристаллографической оси кристалла c , соединенных между собой двумя типами треугольников BO_3 , а также искаженными призмами RO_6 . В случае $R = Pr, Nd$ и Sm структура кристаллов описывается пространственной группой симметрии $R32$ во всем диапазоне температур. Остальные соединения семейства претерпевают структурный фазовый переход $R32 - P3_121$. Все РЗ ферробораты антиферромагнитно упорядочиваются при температурах T_N 30 — 40 К, обладают магнитоэлектрическими, магнитодиелектрическими, магнитоупругими свойствами и относятся к новому классу мультиферроиков. В настоящей работе были исследованы спектры пропускания, отражения и эллипсометрии ферроборатов с редкоземельными ионами Pr, Sm, Nd и Eu [1, 2] в спектральном диапазоне 20 — 300 cm^{-1} (0.6 — 9 ТГц) в широком температурном интервале (3 — 300 К). Во всех исследованных соединениях были обнаружены особенности в температурных зависимостях параметров фононов при температуре T_N , что указывает на спин-фононное взаимодействие. Обсуждаются механизмы такого взаимодействия. В празеодимовом и неодимовом ферроборатах было обнаружено взаимодействие между фононами решетки и возбуждениями кристаллического поля (КП) РЗ иона. В $NdFe_3(BO_3)_4$ *rm* электрон-фононная связь проявлялась во взаимодействии фононных мод посредством уровня КП иона Nd^{3+} . В $PrFe_3(BO_3)_4$, при понижении температуры формировалась связанная электрон-фононная мода вследствие взаимодействия между низкочастотным фононом симметрии A_2 (около 50 cm^{-1}) и электронным возбуждением $\Gamma_2 - \Gamma_1$ с практически такой же энергией. Наблюдалось расщепление линии отражения и перераспределение интенсивностей между квазифононной и квазиэлектронной модами [2]. Магнитное упорядочение приводило к значительным изменениям в спектральной области связанного электрон-фононного возбуждения. Было проведено моделирование частот связанных мод при помощи следующего уравнения:

$$\omega^2 - \omega_0^2 + \frac{2\omega_0\omega_{12}(n_1 - n_2)|W|^2}{\omega^2 - \omega_{12}^2} = 0$$

Здесь ω_0 и ω_{12} , соответственно, частоты (в см^{-1}) колебательного и электронного взаимодействия в отсутствие взаимодействия; n_1 и n_2 — относительные заселенности возбужденного $|\Gamma_1\rangle$ и основного $|\Gamma_2\rangle$ уровней КП иона Pr^{3+} ; w — константа взаимодействия между электронным возбуждением ω_{12} и Γ -точкой оптического фонона A_2 . Моделирование ТО-частоты по температуре полученных экспериментальных точек дает довольно большое значение константы электрон-фононного взаимодействия (14.8 см^{-1}), что указывает на существенную роль, которую играет электрон-фононное взаимодействие в физике мультиферроиков.

Список литературы

1. Boldyrev K.N., Stanislavchuk T.N., Klimin S.A., Popova M.N., Bezmaternykh L.N., Terahertz spectroscopy of multiferroic $EuFe_3(BO_3)_4$, Physics Letters A, 376, 2562-2564, 2012;
2. Boldyrev K.N., Stanislavchuk T.N., Sirenko A.A., Bezmaternykh L.N., Popova M.N., Coupling between phonon and crystal-field excitations in multiferroic $PrFe_3(BO_3)_4$, Phys. Rev. B Rapid Comm., 90, 121101(R), 2014;

Влияние состава на сегнетоэлектрический фазовый переход в лопарите-(Ce)

Попова Е. А.^{1,2}, Залесский В. Г.¹, Лушников С. Г.^{1,2}, Кривовичев С. В.²

¹ФТИ

²СПбГУ

Эл. почта: elena.popova566@gmail.com

Лопарит-(Ce) $(Ce, Ca, Na, M)(Ti, Nb)O_3$. (где $M = Sr, TR, Th$ и т.д.) принадлежит к структурному типу перовскита ABO_3 , его кристаллическая структура состоит из октаэдров BO_6 , соединенных между собой в трехмерный каркас через мостиковые атомы кислорода. Внутрикаркасные полости заполнены катионами А позиции. Химическое разнообразие катионов, входящих в А и В позиции в лопарите, приводит к значительным искажениям его структуры по сравнению со структурой идеального кубического перовскита.

В Земной коре минералы группы перовскита являются акцессорными, тогда как вещество нижней мантии под действием высокого давления и температуры преобразуется в основном в минералы со структурой перовскита. В связи с этим, исследования перовскитоподобных соединений необходимы для понимания механизмов структурных трансформаций минералов в глубинных оболочках Земли.

Проведенные ранее исследования физических свойств монокристаллов лопарита (Порова, 2014) в широком температурном и частотном диапазоне

выявили наличие низкотемпературного сегнетоэлектрического фазового перехода в окрестности 157 К, не описанного ранее в литературе. Характерной особенностью лопарита является изменчивость его химического состава в зависимости от месторождения и жилы, в котором были обнаружены кристаллы. При этом изучение синтетических твердых растворов комплексных перовскитов дает основания полагать, что даже незначительные вариации состава могут существенно изменить температуру фазового перехода, а в некоторых случаях и вовсе приводить к его исчезновению. Указанные обстоятельства инициировали исследования сегнетоэлектрического фазового перехода в монокристаллах лопарита различного состава.

В работе изучались образцы, взятые из различных жил месторождений Хибинского щелочного массива (Кольский полуостров, Россия). Химический анализ состава показал вариацию количества Се в образцах. Измерение действительной и мнимой частей диэлектрической отклика проводилось импедансметром Good Will LCR-819 в интервале частот 12 Hz÷100 кГц с амплитудой 1.5 V. Анализ данных диэлектрических измерений показывает наличие аномалии в диэлектрическом отклике лопарита. Температура фазового перехода меняется от 148 К до 157 К, а величина постоянной Кюри-Вейса согласуется по порядку величины для образцов разных составов, меняясь в зависимости от частоты, на которой проводились измерения. Таким образом, сегнетоэлектрическое состояние реализуется в низкотемпературной области в кристаллах лопарита-(Се) различного состава, однако температура структурного фазового перехода смещается.

Список литературы

1. Е.А. Попова et al., *Ferroelectrics*, 2014, in press;

Диэлектрические свойства природного перовскита CaTiO_3

Панкова Ю. А.^{1,2}, Попова Е. А.^{2,1}, Залесский В. Г.², Лушников С. Г.^{2,1}, Кривовичев С. В.¹

¹СПбГУ

²ФТИ

Эл. почта: yulika1314@gmail.com

В данной работе представлены результаты исследования диэлектрических свойств монокристаллов перовскита CaTiO_3 , минерала, давшего название хорошо известному семейству природных и синтетических соединений с общей формулой ABO_3 . Кристаллическая структура идеального перовскита, аналогичная высокотемпературной модификации природного перовскита — кубическая и состоит из BO_6 октаэдров, соединенных между собой через мостиковые атомы кислорода, межкаркасные полости заполнены катионами А позиции. Однако структура большинства минералов этой группы (в том числе и самого перовскита) при нормальных условиях отклоняется от кубической, стабильной лишь при высоких температурах. Появляющиеся при снижении

температуры малые искажения структуры, не только не нарушающие общий структурный мотив, но и сохраняющие координационные числа катионов А и В, приводят к возникновению структур, весьма близких к идеальной перовскитовой-тетрагональной, ромбической или моноклинной сингоний.

Изучение синтетических аналогов природных перовскитов связано в первую очередь с сегнетоэлектрическими свойствами многих соединений этой группы. В связи с этим CaTiO_3 представляет гораздо меньший интерес, поскольку в нем, как и в природных минералах, при изменении температуры реализуется ряд структурных переходов, но не один из них не является сегнетоэлектрическим. Однако исследования твердых растворов на основе PbTiO_3 - CaTiO_3 показали существование сегнетоэлектрического состояния для ряда концентраций. Эти результаты определили наш интерес к изучению физических свойств природного CaTiO_3 , в силу своего происхождения не являющегося абсолютно «чистым» соединением.

Целью настоящей работы является изучение диэлектрических свойств монокристаллов перовскита. Объектом исследования являются образцы перовскита, обнаруженные в жиле хлоритовых пород Перовскитовой копи (Кусинский район, Челябинская область, Южный Урал, Россия). По результатам химического анализа образец содержит $O = 36.08$, $Ti = 35.42$, $Ca = 28.26$, $Fe = 0.24$ (вес. %), что соответствует стехиометрической формуле $\text{CaTiO}_3:0.01\text{Fe}$. Проведенный рентгенофазовый анализ показал, что образец однофазный, т.е. не содержит микровключений других минералов.

Для измерения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости перовскита использовался импедансметр Good Will LCR-819, измерения проводились в интервале частот $12 \text{ Hz} \div 100 \text{ кГц}$ с амплитудой измерительного напряжения 1 V . В качестве образца использовалась пластина толщина $l = 0.85 \text{ мм}$ и площадью $S = 30 \text{ мм}^2$, вырезанная из монокристалла перовскита параллельно псевдокубической грани кристалла. На предварительно отшлифованные поверхности методом термического напыления наносились золотые электроды. Измерения проводились в атмосфере сухого азота в режиме нагревания/охлаждения со скоростью 3 K/мин в диапазоне температур $77\text{-}450 \text{ K}$.

Анализ температурных зависимостей диэлектрической отклика показал наличие аномалии в окрестности 240 K , которая может быть связана со структурным фазовым переходом. Дополнительное изучение диэлектрических свойств перовскита выявило существование петель диэлектрического гистерезиса ниже температуры предполагаемого перехода. Полученные результаты позволяют предположить, что в исследованном природном перовските при температуре 240K реализуется сегнетоэлектрический фазовый переход.

Моделирование эксперимента по химической идентификации сверхтяжелого элемента 113

Демидов Ю. А.¹

¹ПИЯФ

Эл. почта: iurii.demidov@gmail.com

Недавно в ОИЯИ (Дубна) завершились первые эксперименты по исследованию химии 113 элемента (E113). Время жизни исследуемого изотопа E113 составляет 30 с, поэтому изучение химических свойств единичных атомов этого элемента возможно только в рамках технологии “atom-at-a-time”, в ходе которой выполняется серия однотипных экспериментов с единственным атомом сверхтяжелого элемента. Наиболее развитой методикой изучения химических свойств сверхтяжелых элементов (СТЭ) является термохроматография на поверхности золота. В таких экспериментах косвенно измеряется энергия адсорбции атомов СТЭ на поверхности золота. Химические свойства сверхтяжелых элементов 112 и 114 уже были успешно изучены в рамках термохроматографических экспериментов на поверхности золота [1, 2]. Из-за малого количества атомов сверхтяжелых элементов, которое удается синтезировать в ходе эксперимента, о надежности полученных экспериментальных данных можно судить, сопоставляя их с теоретическими оценками.

В докладе будут обсуждаться результаты моделирования адсорбции единичных атомов E113 на стабильной поверхности золота (111). Для описания поверхности использовались кластеры размером до 52 атомов. Расчеты выполнены в рамках двухкомпонентной теории функционала плотности с использованием технологии релятивистских псевдопотенциалов малого остова. Полученные теоретические оценки энергии адсорбции единичных атомов E113 на поверхности золота составляют $E_{ads} = 1,1 \div 1,2$ эВ [3], что согласуется с экспериментальным ограничением $E_{ads} > 0.6$ эВ. Также будут обсуждаться свойства молекул гидроксида 113 элемента, образование которых в условиях эксперимента весьма вероятно.

Расчёты выполнены на многоцелевом вычислительном комплексе НИЦ «Курчатовский институт». Работа поддержана РФФИ (проект 14-33-50766-мол_нр).

Список литературы

1. R. Eichler, et al., Nature 447, 72 (2007);
2. R. Eichler, et al., Radiochim Acta 98 (3), 133 (2010);

3. A. Rusakov, et al., Cent. Eur. J. Phys. 11, 1537 (2013);

Критерий Иоффе-Регеля и диффузия колебаний в аморфном кремнии

Бельтюков Я. М.¹, Фуско К.², Танги А.², Паршин Д. А.³

¹ФТИ

²Université de Lyon, France

³СПбГПУ

Эл. почта: ybeltukov@gmail.com

Задача о распространении колебательных возмущений в неупорядоченных средах является одной из актуальных проблем в физике конденсированного состояния. Микроскопическая природа таких возмущений до сих пор остается малоизученной, несмотря на то, что характер колебательных возмущений существенно определяет такие важные явления, как теплоемкость, теплопроводность и распространение звука в аморфных материалах. Одним из широко используемых на практике аморфных материалов является аморфный кремний.

В 1999 году Алленом и Фельдманом на основе компьютерного моделирования была предложена простая классификация колебаний в неупорядоченных средах на примере аморфного кремния [1]. Самые низкочастотные колебательные возмущения - это плоские продольные или поперечные волны (акустические фононы). С ростом частоты на фононы все больше действует беспорядок, что ведет к уменьшению длины свободного пробега фононов. При некоторой частоте ω_{R} длина свободного пробега фонона сравнивается с длиной волны. Это так называемый критерий Иоффе-Регеля. В отличие от электронных возмущений, при этой частоте не наступают явления локализации. Колебания по-прежнему распространяются, однако это распространение носит диффузионный характер, и поэтому они называются диффузонами.

Однако такая картина не учитывает некоторые важные особенности, которые наблюдаются при численных расчетах в аморфном кремнии. Например, в диапазоне частот от 7 до 11 ТГц имеется огромный (более, чем в 3 раза) скачок коэффициента диффузии колебаний, который до сих пор не имеет своего объяснения. Мы показали в работе, что для полного понимания этого явления необходимо учитывать различие в поперечном и продольном характере колебаний. Проблема заключается в том, что в аморфном веществе стандартное определение поперечных и продольных колебаний не применимо потому, что вследствие беспорядка волновой вектор не является хорошим квантовым числом. В настоящей работе мы обобщили понятие поперечной компоненты движения атомов, как такое движение, которое не меняет объем построенных вокруг них ячеек Воронова. А продольное движение представляет собой ортогональную компоненту.

В результате оказывается, что, во-первых, для поперечного и продольного движения частота Иоффе-Регеля существенно различается: 5 и 13 ТГц, соот-

ветственно. А во-вторых, на частоте 7 ТГц происходит смена характера колебаний от в основном поперечных, до почти полностью продольных. Таким образом в интервале частот от 5 до 7 ТГц доминируют поперечные диффузоны, а на участке от 7 до 13 ТГц — продольные фононы с относительно большой длиной свободного пробега. Это и приводит к описанному выше скачку коэффициента диффузии.

Список литературы

1. P.B. Allen, J.L. Feldman, J. Fabian, F. Wooten. *Phil. Mag.* В 79, 1715 (1999);

Увеличение эффективности использования сегнетоэлектриков в качестве элементов устройств нетрадиционных источников энергии

Зубцов В. И.¹, Зубцова Е. В.²

¹ПГУ

²Минский государственный высший авиационный колледж

Эл. почта: subcv@rambler.ru

В работе рассматривается возможность увеличения удельной мощности и удельной энергии устройства (энергоустановки) на основе сегнетопьезоактивной керамики за счёт эффективных способов преобразования механической энергии в электрическую. Сегнетоэлектрики успешно используются в преобразовании энергии. Использование же сегнетоэлектриков для получения энергии пока сталкивается с определенными трудностями, основная из которых заключается в низкой эффективности преобразования механической энергии в электрическую.

Конструктивно такое устройство представляет собой совокупность электромеханического преобразователя и электрохимического генератора, выполненных на основе сегнетопьезоактивной керамики с использованием практически даровой (полученной с минимальными затратами) механической энергии [1-3].

На основе механической модели пьезосистемы управляющего типа [2-4] проведена численная оценка эффективности преобразования механической энергии в электрическую. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что эффективность преобразования механической энергии в электрическую управляема.

Решение технологических и инженерно-физических задач позволяет достичь эффективности преобразования механической энергии в электрическую до 25% и более. Это эффективнее, чем преобразование энергии солнца и ветра. Кроме того, использование энергии солнца и ветра в России затруднительно, за исключением некоторых районов. Использование же сегнетоэлектриков в альтернативной энергетике не зависит от времени суток и погодных условий.

Технологические задачи — это использование многокомпонентных систем твёрдых растворов с нужными электрофизическими характеристиками. Инженерно-физические задачи сводятся к использованию эффективных способов преобразования механической энергии в электрическую.

Список литературы

1. В. И. Зубцов. Приборы и системы. Управление, Контроль, Диагностика, 2, (2000);
2. В. И. Зубцов. Вестник Полоцкого государственного университета. Сер. Фундаментальные науки, 12, (2004);
3. В. И. Зубцов, Е. В. Зубцова. Контроль. Диагностика, 6, (2012). - №6;
4. А. И. Трофимов. Измерительные преобразователи механических величин. Томск, «ГПИ», 1979;

Фильтр с двойным управлением на основе структуры феррит-сегнетоэлектрик конечной ширины

Бубликов К. В.¹, Садовников А. В.¹, Бегинин Е. Н.¹

¹СГУ им. Н. Г. Чернышевского

Эл. почта: olorin91@mail.ru

Тенденция к минитюаризации микро- и наноразмерных волноведущих структур и развитие технологий их изготовления требуют методов их предварительного анализа. Особый интерес представляет собой создание магнитных устройств, выполненных на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), ввиду возможности перестройки внешним электрическим полем и относительно небольшим затуханием по сравнению, например, с пермаллоем. Создание слоистой структуры из феррита и сегнетоэлектрика (СЭ) представляется перспективным для такого класса микромагнитных устройств [1], т.к. введение сегнетоэлектрического слоя в волноведущую структуру позволяет, наряду с управлением её электродинамическими характеристиками внешним магнитным полем, ввести такой дополнительный параметр, как перестройка внешним электрическим полем, приводящим к изменению диэлектрической проницаемости СЭ-слоя, что может найти применение для создания управляемых СВЧ фазовращателей, линий задержки и резонаторов и фильтров.

В работе [2] численное электродинамическое моделирование позволило пронаблюдать эффект гибридизации волн в планарной слоистой структуре конечной ширины, что приводило к смещению вниз граничной частоты. Гибридизация волн также была обнаружена в натурном эксперименте [3], результаты которого совпали с результатами численного эксперимента.

Данные результаты позволяют на основе простейшего планарного феррит-сегнетоэлектрического волновода создавать фильтры, перестраиваемые внешним электрическим и магнитным полем. При этом представляется важ-

ным изучить особенности взаимодействия спектра электромагнитных волн в сегнетоэлектрическом слое со спектром поверхностных спиновых волн в ферритовом слое. В различных работах (например, [4]) было проведено детальное исследование распространения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в волноводе конечной ширины, в работе [5] исследовалось влияние сегнетоэлектрика на ПМСВ в безграничной структуре. В указанных выше работах [2, 3] исследовалась структура конечной ширины, однако, особенности натурального эксперимента не позволяют выделить отдельные моды, что заставляет вернуться к численному моделированию.

Аналогично [2], методом конечных элементов решается электродинамическая задача для структуры, в которой взаимодействуют поверхностная спиновая волна в ферритовом слое и электромагнитная в сегнетоэлектрическом. Внешнее магнитное поле направлено касательно структуре, вдоль её ширины, его величина варьировалась при анализе, плёнка ЖИГ намагничивалась до насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс.

Из получаемых дисперсионных характеристик и профилей распределения полей становится очевидным сложный характер взаимодействия мод спиновой и электродинамической волн (друг с другом). Также было выяснено, что дисперсионные кривые мод гибридной волны сближаются друг с другом, расщепляются в результате взаимодействия, а их профиль становится трудноразличимым. Все это затрудняет построение дисперсионных характеристик структуры в численном моделировании и требует дальнейшего анализа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (13-02-00732, 13-07-12409, 14-02-00976, 14-07-00273, 14-07-92603).

Список литературы

1. Ozgur U., Alivov Y., Morkoc H. Microwave ferrites, part 2: passive components and electrical tuning, *J. Mater. Sci.: Mater. Electro*, №10, P. 911-952, 2009;
2. Садовников А.В., Бубликов К.В., Бегинин Е.Н., Никитов С.А., Электродинамические характеристики слоистой структуры металл-диэлектрик-сегнетоэлектрик-диэлектрик-металл конечной ширины, *Радиотехника и электроника*, № 59, С 876-881, 2014;
3. Бубликов К.В., Садовников А.В., Бегинин Е.Н. Ферритовый волновод конечной ширины с сегнетоэлектрической нагрузкой (численное моделирование и эксперимент), «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика»: тез. докл. 9 Всеросс. Конф. Молодых ученых, С. 31 - 32, 2014;
4. Vasil`ev I.V., Kovalev S.I., *Electrodynamics Theory of Finite. Magnetostatic Waiveguides*, *IEEE Trans. On MTT*, №7, P.1238-1245, 1994;
5. Демидов В.Е., Калиникос Б.А., Спектр дипольно-обменных спиновых волн в касательно намагниченных слоистых структурах металл-сегнетоэлектрик-ферромагнетик-сегнетоэлектрик-металл, *ПЖТФ*, № 7, 2000;

Перенос энергии матрицами атомарных кристаллов к матрично-изолированным центрам

Масалитина Н. Ю.¹, Огурцов А. Н.¹, Близнюк О. Н.¹

¹НТУ "ХПИ"

Эл. почта: infome666@mail.ru

Поскольку при любом способе возбуждения кристаллического люминофора пучками частиц высоких энергий все высоковозбуждённые состояния конденсированной системы за время $10^{-13} - 10^{-10}$ с релаксируют с преимущественным образованием вторичных электронов, то особенности процессов матрично-активированного переноса энергии к матрично-изолированным центрам определяются именно динамикой релаксации вторичных электронов и возбуждаемых ими экситонов, которые и являются основными переносчиками энергии электронного возбуждения в матрице [1]. В настоящей работе моделирование процессов матрично-активированного переноса энергии к матрично-изолированным центрам проведено на простейших модельных системах двухатомных гомо- (N_2) и гетероатомных (CO) примесных молекул в атомарных кристаллах криптона и аргона. Образцы селективно возбуждались синхротронным излучением в диапазоне энергий фотонов 4-45 эВ на светосильной установке SUPERLUMI накопительного кольца DORIS-III лаборатории HASYLAB Международного синхротронного центра DESY в Германии. Анализ спектров возбуждения люминесценции в системах N_2 / Kr и CO / Ar позволил выделить три механизма переноса энергии матрицами атомарных кристаллов к люминесцирующим примесным центрам [2]. В области $E > E_g$ и начинает расти только выше энергии $E > E_2$ ($E_2^{Kr} = 17,5$ эВ; $E_2^{Ar} = 21$ эВ [3]), когда в результате неупругого рассеяния фотоэлектронов возбуждается молекула примеси, а у фотоэлектрона остаётся ещё достаточно энергии, чтобы возбудить вторую молекулу примеси. Спектры возбуждения показали, что именно в области энергий фотонов $E > E_2$ матрично-активированный перенос энергии к матрично-изолированным молекулам происходит наиболее эффективно. Таким образом, на модельных системах экспериментально исследованы процессы переноса энергии матрицами атомарных кристаллов криптона и аргона к двухатомным примесным молекулам N_2 и CO. Выделены три диапазона фотонных энергий возбуждения системы матрица-примесь, различающиеся механизмами заселения примесных возбуждённых молекулярных состояний. Матрично-активированный перенос энергии к примесным двухатомным молекулам в кристаллах Ar и Kr наиболее эффективен в области неупругого рассеяния фотоэлектронов матрицы, сопровождающегося мультипликацией электронных возбуждений.

Список литературы

1. Огурцов А.Н. Модификация кристаллов электронными возбуждениями: монография, Харьков: НТУ «ХПИ» (2009) 368 с.;

2. Огурцов А.Н., Близнюк О.Н., Масалитина Н.Ю., ИТЭ, №1, 54-58, 2013;
3. Ogurtsov A.N., Savchenko E.V., Becker J., Runne M., Zimmerer G., Chem. Phys. Lett., 281, 281-284, 1997;

Поиск гамма-пульсаров J2055+2539, J2043+2740, J1957+5033 в оптическом диапазоне

Бероля Д. М.¹, Шибанов Ю. А.^{1,2}, Зюзин Д. А.², Комарова В. Н.³

¹СПбГПУ ²ФТИ ³САО

Эл. почта: cyanide.bernadotte@gmail.com

Быстро вращающиеся сильно замагниченные нейтронные звезды являются мощными ускорителями заряженных частиц до сверхвысоких энергий (порядка нескольких ТэВ), недостижимых на самых мощных земных ускорителях. Одним из следствий этого факта является возможность пульсаров излучать в гамма-диапазоне. До запуска в 2008 году обсерватории Fermi было известно всего 6 гамма-пульсаров, и все они были отождествлены с источниками в оптическом диапазоне. Это давало надежду на то, что и все «новые», обнаруженные обсерваторией Fermi пульсары (147 объектов по состоянию на 13.03.2014), также окажутся активными источниками излучения в оптической части спектра. Важность их поиска в оптике обусловлена тем, что наблюдения в гамма-диапазоне могут дать информацию только о периоде вращения P , его производной \dot{P} , интегральном гамма-потоке F_γ и параметрах спектра в пределах диапазона энергий детектируемых фотонов, оставляя при этом такой существенный параметр как расстояние неизвестным [1]. Кроме того, наблюдения в различных спектральных диапазонах необходимы для построения многоволновых спектров пульсаров, которые играют важную роль при разработке адекватных моделей механизмов излучения.

В данной работе представлены результаты наблюдений полей пульсаров J2055+2539, J2043+2740 и J1957+5033 в оптическом диапазоне, выполненных на телескопе БГА в августе 2013 года. Ни один из пульсаров не был отождествлен в оптическом диапазоне. Получены верхние пределы на плотности потоков их излучения. Оценена перспективность дальнейшего изучения пульсаров в оптическом диапазоне: более глубокие наблюдения могут быть выполнены для пульсаров J2055+2539 и J2043+2740, в то время как координаты пульсара J1957+5033 должны быть уточнены по готовящимся к публикации рентгеновским данным.

Сравнение полученных верхних пределов с рентгеновскими данными для двух пульсаров J2055+2539 и J2043+2740 указывает на наличие спектрального излома между оптическим и рентгеновским диапазоном [1, 2]. Для третьего пульсара J1957+5033 рентгеновские данные недоступны, и выводы о характере взаимодействия рентгеновской и оптической частей спектра могут быть сделаны после публикации результатов.

Сравнение полученных верхних пределов с экстраполяцией гамма-спектра в оптический диапазон не позволяет сделать вывод о корреляции между оптическими потоками и спектральными характеристиками в гамма-диапазоне, однако и не противоречит ему [3].

Несмотря на сравнительно глубокие наблюдения в линии H_α (30 минут) ожидаемая для пульсара J2055+2539 туманность типа головной ударной волны обнаружена не была. Это свидетельствует о том, что плотность окружающей межзвездной среды недостаточна для образования яркой пульсарной туманности.

Список литературы

1. A. A. Abdo et al., The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars, *Ap. J. S.* 187, 460, 2010;
2. W. Becker et al., Revealing The X-Ray Emission Processes of Old Rotation-Powered Pulsars: XMM-Newton Observations of PSR B0950+08, PSR B0823+26, and PSR J2043+2740, *Ap. J.* 615, 908, 2004;
3. Durant M., Kargaltsev O. Pavlov G. G., Multiwavelength Spectroscopy of PSR B0656+14, *Ap. J.* 743, 38, 2011;

Кремниевые наночастицы для тонкопленочных фотовольтаических элементов

*Барышникова К. В.*¹, Петров М. И.^{1,2}, Бабичева В. Е.^{1,3}

¹ИТМО

²СПбАУ НОЦ НТ

³DTU Fotonik

Эл. почта: k.baryshnikova@phoi.ifmo.ru

Среди всех выпускаемых солнечных элементов процент тонкопленочных возрастает с каждым годом [1, 2]. Тонкопленочные солнечные элементы (ТСЭ) обладают сравнительно низкой себестоимостью, они легкие и гибкие, что позволяет использовать их в самых различных бытовых и промышленных целях. Тем не менее, коэффициент полезного действия ТСЭ относительно невысок из-за недостаточного поглощения в активном слое [2]. Для эффективной конверсии энергии солнечного света в ТСЭ применяются светоплавливающие покрытия, в том числе на основе наноантенн [3, 4]. В последние годы в качестве таких антенн предлагались металлические наноструктуры, поддерживающие локализованный поверхностный плазмонный резонанс [5, 6]. Однако, как показали недавние работы, наночастицы из материалов с большим показателем преломления (например, из кремния) обладают рядом преимуществ перед плазмонными наночастицами при применении их в ТСЭ [7]. Поглощение в таких частицах значительно меньше, чем в металлических, а частоты, на которых осуществляется усиление, легко управляются геомет-

рией наноантенн [8]. Кроме того, сами частицы могут участвовать в генерации свободных носителей, непосредственно увеличивая фототок [9].

В данном докладе мы обсуждаем применимость металлических и диэлектрических наноантенн для усиления эффективности фотовольтаических систем. Мы провели численное моделирование периодического массива сферических наночастиц и показали преимущества использования кремниевых наночастиц по сравнению с металлическими. В оптическом диапазоне наночастицы с высоким показателем преломления обладают как электрическим, так и магнитным Ми-резонансом, что позволяет достичь условий, необходимых для направленного рассеяния [10]. В докладе мы устанавливаем связь особенностей резонансов кремниевых наночастиц с направленностью их рассеяния и усилением поглощения света в активной области.

Список литературы

1. EPIA. Global market outlook for photovoltaics until 2014;
2. U.S. Department of Energy Energy Efficiency & Renewable Energy. 2010 Solar Technologies Market Report.;
3. M.W. Knight, H. Sobhani, P. Nordlander and N.J. Halas. Photodetection with Active Optical Antennas. *Science*, 332, 702-704 (2011);
4. A.E. Krasnok, I.S. Maksymov, A.I. Denisyuk, P.A. Belov, A.E. Miroshnichenko, C.R. Simovski and Yu.s. Kivshar. Optical nanoantennas. *Phys.-Usp.* 56, 539 (2013);
5. J.A. Schuller, E.S. Barnard, W. Cai, Y.C. Jun, J.S. White and M.L. Brongersma. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nat. Mat.* 9, 193-204 (2010);
6. H.A. Atwater and A. Polman. Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nat. Mat.* 9, 205-213 (2010);
7. M.L. Brongersma, Yi Cui and Shanhui Fan. Light management for photovoltaics using high-index nanostructures. DOI: 10.1038/NMAT3921 (2014);
8. J. van de Groep and Polman. Designing dielectric resonators on substrates: Combining magnetic and electric resonances. DOI: 10.1364/OE.21.026285. (2013);
9. Yan Yao, Jie Yao, V.K. Narasimhan, Z. Ruan, C. Xie, S. Fan and Yi Cui. Broadband light management using low-Q whispering gallery modes in spherical nanoshells. DOI: 10.1038/ncomms1664 (2012);
10. Yu.H. Fu, A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, Ye F. Yu and B. Luk'yanchuk. Directional visible light scattering by silicon nanoparticles. DOI: 10.1038/ncomms2538 (2013);

Наблюдение солитонов огибающей электромагнитно-спиновых волн в планарных мультиферроидных структурах

Устинов А. Б.¹, Никитин А. А.¹, Кондрашов А. В.¹

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: ustinov-rus@mail.ru

На протяжении многих лет исследование различных нелинейных волновых явлений, например, таких, как солитоны огибающей и модуляционная неустойчивость, привлекает большое внимание ученых [1, 2]. Солитоны были обнаружены и изучались для волн различной природы, таких как волны на поверхности воды, волны пространственного заряда в плазме, волны де Бройля атомов в бозе-конденсатах, и других. Исследования солитонов актуальны и по сей день. Так, множество работ посвящено оптическим солитонам [3, 4], спин-волновым солитонам в магнитных материалах [5, 6], солитонам электромагнитных волн в нелинейных линиях передачи [7]. К последним достижениям в этой области можно отнести наблюдение автогенерации солитонов в метаматериалах, изготовленных на основе искусственных линий передачи с отрицательной дисперсией [8].

В настоящей работе обнаружены и экспериментально исследованы солитоны огибающей электромагнитно-спиновых волн (ЭСВ) в мультиферроидной структуре. Известно, что одним из способов возбуждения солитонов является их автогенерация [5, 8]. Поэтому для проведения экспериментов нами было сконструировано активное кольцо, в котором планарная мультиферроидная структура являлась нелинейной дисперсионной средой. Мультиферроидная структура состояла из слоев феррита и сегнетоэлектрика. Ферритовый слой был изготовлен из эпитаксиальной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 5.7 мкм, шириной 2 мм и длиной 40 мм. Сегнетоэлектрический слой представлял собой пластину титаната бария-стронция (БСТ) толщиной 500 мкм, имевшую размеры в плоскости 5×5 мм². Две микрополосковые антенны для возбуждения и приема спиновых волн были расположены на пленке ЖИГ на расстоянии 6,7 мм. Приемная антенна была соединена с возбуждающей антенной цепью обратной связи, состоявшей из широкополосного СВЧ-усилителя и переменного аттенюатора, контролирующего полный коэффициент усиления G в кольце.

В отличие от активного кольцевого резонатора на основе магнитной пленки [5], кольцевой резонатор на основе мультиферроидной структуры обладает свойством двойного управления колебаниями в системе [9]. Это происходит благодаря зависимости групповой скорости и волнового числа электромагнитно-спиновых волн от диэлектрической проницаемости и магнитной восприимчивости мультиферроидного волновода. Таким образом, собственные моды кольца изменяют свои частоты при изменении магнитного и электрического полей смещения. При этом частотное разделение между модами тоже изменяется.

Как и ожидалось, для нелинейной диспергирующей среды с нелинейностью типа «отталкивание», наблюдалось образование «темных» солитонов

огибающей ЭСВ. Приложение электрического поля уменьшало диэлектрическую проницаемость сегнетоэлектрического слоя. Это приводило к снижению групповой скорости несущей ЭСВ. Последнее проявлялось в увеличении периода следования солитонов. В соответствии с этим уменьшалась разность частот между соседними Фурье-гармониками спектра мощности солитонной последовательности. Экспериментальные и теоретические исследования доказывают гибридно-волновую электромагнитно-спиновую природу солитонов и более детально будут представлены на конференции.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-12-01296.

Список литературы

1. Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973;
2. Zakharov V. E., Ostrovsky L. A., Physika D 238, 540 (2009);
3. Grelu Ph., Akhmediev N., Nature Photonics 6, 84 (2012);
4. Agrawal G., Nonlinear fiber optics, Academic

Кремниевые наночастицы для тонкопленочных фотовольтаических элементов

Барышникова К. В.¹, Петров М. И.^{1,2}, Бабичева В. Е.^{1,3}

¹ИТМО

²СПбАУ НОЦ НТ

³DTU Fotonik

Эл. почта: k.baryshnikova@phoi.ifmo.ru

Среди всех выпускаемых солнечных элементов процент тонкопленочных возрастает с каждым годом [1, 2]. Тонкопленочные солнечные элементы (ТСЭ) обладают сравнительно низкой себестоимостью, они легкие и гибкие, что позволяет использовать их в самых различных бытовых и промышленных целях. Тем не менее, коэффициент полезного действия ТСЭ относительно невысок из-за недостаточного поглощения в активном слое [2]. Для эффективной конверсии энергии солнечного света в ТСЭ применяются светоулавливающие покрытия, в том числе на основе наноантенн [3, 4]. В последние годы в качестве таких антенн предлагались металлические наноструктуры, поддерживающие локализованный поверхностный плазмонный резонанс [5, 6]. Однако, как показали недавние работы, наночастицы из материалов с большим показателем преломления (например, из кремния) обладают рядом преимуществ перед плазмонными наночастицами при применении их в ТСЭ [7]. Поглощение в таких частицах значительно меньше, чем в металлических, а частоты, на которых осуществляется усиление, легко управляются геометрией наноантенн [8]. Кроме того, сами частицы могут участвовать в генерации свободных носителей, непосредственно увеличивая фототок [9].

В данном докладе мы обсуждаем применимость металлических и диэлектрических наноантенн для усиления эффективности фотовольтаических си-

стем. Мы провели численное моделирование периодического массива сферических наночастиц и показали преимущества использования кремниевых наночастиц по сравнению с металлическими. В оптическом диапазоне наночастицы с высоким показателем преломления обладают как электрическим, так и магнитным Ми-резонансом, что позволяет достичь условий, необходимых для направленного рассеяния [10]. В докладе мы устанавливаем связь особенностей резонансов кремниевых наночастиц с направленностью их рассеяния и усилением поглощения света в активной области.

Список литературы

1. EPIA. Global market outlook for photovoltaics until 2014;
2. U.S. Department of Energy Energy Efficiency & Renewable Energy. 2010 Solar Technologies Market Report.;
3. M.W. Knight, H. Sobhani, P. Nordlander and N.J. Halas. Photodetection with Active Optical Antennas. *Science*, 332, 702-704 (2011);
4. A.E. Krasnok, I.S. Maksymov, A.I. Denisyuk, P.A. Belov, A.E. Miroshnichenko, C.R. Simovski and Yu.s. Kivshar. Optical nanoantennas. *Phys.-Usp.* 56, 539 (2013);
5. J.A. Schuller, E.S. Barnard, W. Cai, Y.C. Jun, J.S. White and M.L. Brongersma. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nat. Mat.* 9, 193-204 (2010);
6. H.A. Atwater and A. Polman. Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nat. Mat.* 9, 205-213 (2010);
7. M.L. Brongersma, Yi Cui and Shanhui Fan. Light management for photovoltaics using high-index nanostructures. DOI: 10.1038/NMAT3921 (2014);
8. J. van de Groep and Polman. Designing dielectric resonators on substrates: Combining magnetic and electric resonances. DOI: 10.1364/OE.21.026285. (2013);
9. Yan Yao, Jie Yao, V.K. Narasimhan, Z. Ruan, C. Xie, S. Fan and Yi Cui. Broadband light management using low-Q whispering gallery modes in spherical nanoshells. DOI: 10.1038/ncomms1664 (2012);
10. Yu.H. Fu, A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, Ye F. Yu and B. Luk'yanchuk. Directional visible light scattering by silicon nanoparticles. DOI: 10.1038/ncomms2538 (2013);

Наблюдение солитонов огибающей электромагнитно-спиновых волн в планарных мультиферроидных структурах

Устинов А. Б.¹, Никитин А. А.¹, Кондрашов А. В.¹

¹СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: ustinov-rus@mail.ru

На протяжении многих лет исследование различных нелинейных волновых явлений, например, таких, как солитоны огибающей и модуляционная

неустойчивость, привлекает большое внимание ученых [1, 2]. Солитоны были обнаружены и изучались для волн различной природы, таких как волны на поверхности воды, волны пространственного заряда в плазме, волны де Бройля атомов в бозе-конденсатах, и других. Исследования солитонов актуальны и по сей день. Так, множество работ посвящено оптическим солитонам [3, 4], спин-волновым солитонам в магнитных материалах [5, 6], солитонам электромагнитных волн в нелинейных линиях передачи [7]. К последним достижениям в этой области можно отнести наблюдение автогенерации солитонов в метаматериалах, изготовленных на основе искусственных линий передачи с отрицательной дисперсией [8].

В настоящей работе обнаружены и экспериментально исследованы солитоны огибающей электромагнитно-спиновых волн (ЭСВ) в мультиферроидной структуре. Известно, что одним из способов возбуждения солитонов является их автогенерация [5, 8]. Поэтому для проведения экспериментов нами было сконструировано активное кольцо, в котором планарная мультиферроидная структура являлась нелинейной дисперсионной средой. Мультиферроидная структура состояла из слоев феррита и сегнетоэлектрика. Ферритовый слой был изготовлен из эпитаксиальной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 5.7 мкм, шириной 2 мм и длиной 40 мм. Сегнетоэлектрический слой представлял собой пластину титаната бария-стронция (БСТ) толщиной 500 мкм, имевшую размеры в плоскости 5×5 мм². Две микрополосковые антенны для возбуждения и приема спиновых волн были расположены на пленке ЖИГ на расстоянии 6,7 мм. Приемная антенна была соединена с возбуждающей антенной цепью обратной связи, состоявшей из широкополосного СВЧ-усилителя и переменного аттенюатора, контролирующего полный коэффициент усиления G в кольце.

В отличие от активного кольцевого резонатора на основе магнитной пленки [5], кольцевой резонатор на основе мультиферроидной структуры обладает свойством двойного управления колебаниями в системе [9]. Это происходит благодаря зависимости групповой скорости и волнового числа электромагнитно-спиновых волн от диэлектрической проницаемости и магнитной восприимчивости мультиферроидного волновода. Таким образом, собственные моды кольца изменяют свои частоты при изменении магнитного и электрического полей смещения. При этом частотное разделение между модами тоже изменяется.

Как и ожидалось, для нелинейной диспергирующей среды с нелинейностью типа «отталкивание», наблюдалось образование «темных» солитонов огибающей ЭСВ. Приложение электрического поля уменьшало диэлектрическую проницаемость сегнетоэлектрического слоя. Это приводило к снижению групповой скорости несущей ЭСВ. Последнее проявлялось в увеличении периода следования солитонов. В соответствии с этим уменьшалась разность частот между соседними Фурье-гармониками спектра мощности солитонной последовательности. Экспериментальные и теоретические исследования доказывают гибридно-волновую электромагнитно-спиновую природу солитонов и более детально будут представлены на конференции.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-12-01296.

Список литературы

1. Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973;
2. Zakharov V. E., Ostrovsky L. A., Physika D 238, 540 (2009);
3. Grelu Ph., Akhmediev N., Nature Photonics 6, 84 (2012);
4. Agrawal G., Nonlinear fiber optics, Academic Press, Amsterdam, 2013;
5. Wu M., Nonlinear Spin Waves in Magnetic Film Feedback Rings. In Solid State Physics, vol. 62, pp. 163-224, Burlington: Academic, 2011;
6. Wang Z., Cherkasskii M., Kalinikos B. A., Carr L. D., Wu M. New Journal of Physics, 16(5), 053048 (2014);
7. English L.Q., et.al. Physics Letters A 375, 1242 (2011);
8. Kozyrev A.B., Shadrivov I.V., Kivshar Y.S., Appl. Phys. Lett. 104, 084105 (2014);
9. Никитин А.А., Устинов А.Б., Семенов А.А., Калиникос Б.А., ЖТФ 82(7), 98 (2012);

Метод количественного анализа коэффициента Холла в высокотемпературных сверхпроводниках

Мартынова О. А.¹, Кормин Д. О.¹, Гасумянц В. Э.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: olya218@yandex.ru

Одной из проблем физики высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является отсутствие надежных данных о структуре энергетического спектра и, как следствие, модели, описывающей все особенности электронного транспорта в данных соединениях. При этом в литературе неоднократно отмечался факт несоответствия истинного значения концентрации носителей заряда в ВТСП, p , и измеряемой экспериментально холловской концентрации, p_H (см., например, [1]). В этой связи, целью данной работы была разработка и апробация метода одновременного количественного анализа поведения коэффициентов термоэдс, S , и Холла, R_H , позволяющего не только описать их температурные и концентрационные зависимости с использованием общего набора модельных параметров, но и получать информацию об истинном значении концентрации носителей заряда в исследуемых образцах. В качестве основы для разработки данного метода была использована модель энергетического спектра ВТСП-соединений, основанная на предположении о наличии узкого пика плотности состояний в окрестности уровня Ферми (модель узкой зоны) [2]. При этом для получения аналитических выражений для кинетических коэффициентов используется простейшая аппроксимация функций плотности состояний, $D(E)$, дифференциальной, $\sigma(E)$, и холловской, $\sigma_H(E)$, проводимостей прямоугольниками различной ширины. При та-

ком подходе удается количественно описать зависимости $S(T)$, что позволяет из анализа экспериментальных данных определить значения основных модельных параметров — степени заполнения зоны электронами, F , эффективной ширины проводящей зоны, W_D , и эффективной ширины интервала делокализованных состояний, W_σ . Правомерность данного подхода была неоднократно продемонстрирована как в наших работах (см. обзоры [3, 4]), так и в публикациях других авторов. Что касается коэффициента Холла, R_H , то для его количественного анализа необходимо провести вычисление масштабирующего множителя l^2 , а также задать конкретный способ аппроксимации функции $\sigma_H(E)$. Нами были проведены необходимые расчеты, а также моделирование зависимостей $R_H(T)$ при различных вариантах аппроксимации функции $\sigma_H(E)$, позволившее выбрать способ, при котором расчетные кривые качественно соответствуют экспериментальным данным. В результате было получено аналитическое выражение, количественно описывающее зависимости $R_H(T)$ и позволяющее из анализа экспериментальных данных определять значения истинной концентрации носителей заряда. При этом при анализе зависимостей $R_H(T)$ используются значения параметров F , W_D и W_σ , определенные из анализа кривых $S(T)$ для тех же образцов. Таким образом, оказывается возможным количественное описание экспериментальных данных для двух указанных кинетических коэффициентов, что свидетельствует о правомерности использования модели узкой зоны для комплексного анализа электронного транспорта в высокотемпературных сверхпроводниках. Разработанный метод был апробирован при анализе температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Холла, полученных для образцов $YBa_2Cu_3O_y$ с варьируемым содержанием кислорода ($y = 6.4 - 6.83$). Для всех образцов удалось достичь хорошего согласия экспериментальных и расчетных кривых $S(T)$ и $R_H(T)$. В результате были впервые определены значения истинной концентрации носителей заряда. Обнаружено, что значения p_H существенно ниже холловской концентрации p , причем различие между этими величинами уменьшается при уменьшении y ($p_H = 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $p = 3.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для $y = 6.83$, $p_H = 4.2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $p = 4.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для $y = 6.4$). Это вызвано тем, что именно узость проводящей зоны является причиной несоответствия значений p и p_H , приводя к необходимости модификации формул для расчета кривых $R_H(T)$. При уменьшении содержания кислорода проводящая зона в $YBa_2Cu_3O_y$ существенно расширяется (от $W_D = 220 \text{ мэВ}$ при $y = 6.83$ до $W_D = 580 \text{ мэВ}$ при $y = 6.4$). Очевидно, что влияние узости зоны на значение R_H при этом существенно ослабляется, т.е. чем шире становится проводящая зона, тем меньше должны отличаться значения p_H и p , что полностью соответствует полученным нами результатам.

Список литературы

1. Ong N.P., The Hall effect and its relations to other transport phenomena in the normal state of the high temperature superconductors, In: Physical properties of high temperature superconductors II, ed. by D.M.Ginsberg. World Scientific, Singapore, 459-507, 1990;

2. Gasumyants V.E., Kaidanov V.I., Vladimirskaya E.V., The electron transport phenomena in Y-based HTSC`s and their analysis on the basis of phenomenological narrow-band theory. The band structure transformation with oxygen content and substitution for Cu, *Physica C*, 248, 255-275, 1995;
3. Gasumyants V.E., Analysis of the electron transport phenomena in HTSC-materials as the method of studying the band spectrum and its transformation under doping by different impurities, In: *Advances in Condensed Matter and Materials Research*, Vol. 1, ed. by F. Gerard, Nova Science Publ., New York, 135-200, 2001;
4. Gasumyants V.E., Martynova O.A., Normal-state band spectrum in chain-free high-temperature superconductors: Mechanisms of modification under changing sample composition and influence of the normal-state parameters on the critical temperature, In: *Superconductivity: Theory, materials and applications*, ed. By V. Rem Romanovskii, Nova Science Publ., New York, 285-326, 2012;

Особенности экспресс — контроля жидких и вязких сред в слабых магнитных полях

Карсеев А. Ю.¹, Давыдов В. В.¹

¹СПбГПУ

Эл. почта: antonkarseev@gmail.com

В последнее время наблюдается устойчивая тенденция по снижению затрат на производство продукции, особенно в России, что в значительной степени отражается на её качестве. Очень часто производители и продавцы с целью минимизации затрат пренебрегают условиями хранения и транспортировки различных товаров. Жидкие и вязкие среды более чувствительны к таким нарушениям (например, бензин, кислоты, масло, различные эмульсии и т.д.), чем другая продукция [1, 2]. В сложившихся условиях, для обеспечения собственной безопасности и избегания различных неприятностей (например, некачественный бензин или моторное масло), а также ошибок при проведении различных научных экспериментов с использованием жидких и вязких сред, необходимо провести контроль состояния среды. Оборудование для полного анализа жидких и вязких сред (рентгеновские и оптические спектрометры) находится, в основном, в стационарных лабораториях часто на значительном расстоянии от мест их применения, обладает большими габаритами и энергопотреблением, а исследования на нем образцов стоит дорого. Учитывая, выше сказанное, данное оборудование желательно использовать только для исследования сред, в которых выявлено отклонения от естественного состояния. В данной ситуации огромное значение отводится достоверным методам экспресс-контроля жидких и вязких сред [3, 5].

Разработанный нами малогабаритный ядерно-магнитный спектрометр позволяет, измерив времена продольной T_1 T_2 и поперечной T_2 релаксации

жидкой или вязкой среды и сравнив их с «эталонными» значениями, установить отклонение данной среды от естественного состояния [4-5]. В мире выпускаются малогабаритные ЯМР спектрометры и релаксометры (в основном компания Bruker), но данные приборы применяются только для экспресс-контроля определенных сред, так как измеряют только T_2 . Развитие научно-технического прогресса привело к тому, что часто стали встречаются смеси жидких сред, у которых T_1 в определенном диапазоне температур в пределах погрешности измерения совпадает с эталонным T_2 для среды (визуально эти среды различить невозможно). Химический экспресс-контроль данных сред требует наличия большого числа реактивов и неоднократно показывал свою низкую эффективность [1, 4, 5]. Одновременное измерение T_1 и T_2 нашим прибором исключает любую ошибку.

В разработанной конструкции малогабаритного ЯМР-спектрометра удалось решить сложнейшую задачу измерения в слабом магнитном поле (чем выше магнитное поле, тем больше вес магнитной системы) одним и тем же устройством констант релаксации T_1 и T_2 .

Для решения этой задачи была разработана новая модуляционная методика регистрации сигнала ЯМР в слабом магнитном поле [5]. Для практической реализации новой методики были разработаны и изготовлены: новая схема регистрации сигнала ЯМР-генератор слабых колебаний (автодин) и новая схема управления и обработки сигнала ЯМР на базе микроконтроллера STM32 [6]. Необходимая точность измерения T_1 и T_2 для достоверного определения отклонения среды от естественного состояния достигается при отношении сигнал/шум (SNR) > 3 . Но так как измерения проводятся в слабом поле от малого объема жидкой среды, чтобы увеличить точность определения констант релаксации была реализована схема накопления сигнала ЯМР на основе микроконтроллера STM32 [7]. Использование схемы накопления позволило проводить измерения T_1 и T_2 при SNR порядка 1.2 регистрируемого сигнала ЯМР с последующем его накоплением до SNR = 12, что значительно расширило число возможных жидких сред для исследования, так как в ЯМР-спектрометре SNR зависит от величины магнитного поля и числа ядер содержащих магнитные моменты, которое разное в средах и их смесях.

Новая методика и реализованные технические решения позволили проводить измерения констант релаксации, изготовленным макетом прибора времен в следующих пределах от 0.01 до 20 с для T_1 и от 0.0005 до 2.0 с для T_2 при температурах среды от 3 до 35 $^{\circ}$ C с погрешностью не более 0.5%. Но модуляционная методика имеет ограничения по возможностям наблюдения сигналов ЯМР от жидких сред с временами релаксации T_2 более 2 с [3, 5]. Поэтому для таких сред авторами была разработана специальная программа обработки сигнала ЯМР, который от микроконтроллера подается на ноутбук для определения T_2 по неполному спаду сигнала ЯМР, что позволило в данном случае проводить измерения T_1 с погрешность 3% до значений этого времени 10 с. Это позволило применять прибор почти для всех существующих жидких и вязких сред, а также их смесей.

Так как прибор вместе с аккумуляторами весит не более 4 кг его можно использовать для экологического мониторинга водных объектов, особенно в трудно доступных условиях.

Производством данного прибора заинтересовался Институт Аналитического приборостроения РАН и компания Bruker.

Список литературы

1. V.V. Davydov, A.U. Karseev, The environmental monitoring of access Baltic Sea coast areas, The XV International Environmental Forum Baltic Sea Day BSD 14, St — Petersburg, Russia, p. 54 — 36, 2014;
2. V.V. Davydov, A.V. Cheremiskina, Velichko E.N., A. Yu. Karseev, Express — control of biological solution by portable nuclear — magnetic spectrometer., The 1st International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint — Petersburg OPEN 2014», St — Petersburg, Russia, p. 38, 2014;
3. Карсеев А.Ю., Давыдов В.В., Измерение констант релаксации в слабых магнитных полях для экспресс — анализа конденсированных сред., Сборник материалов 52 — й международной научной студенческой конференции «МНСК - 2014», с. 15, г. Новосибирск, 11 — 18 апреля 2014 года;
4. A.Yu. Karseev, V.V. Davydov, Compact nuclear magnetic relaxometer to express — condition monitoring of liquid and viscous media, The 11th international symposium and summer school «Nuclear Magnetic Resonance in Condensed Matter». Saint — Petersburg, p. 24, 7 — 11 July 2014, Russia;
5. В.В. Давыдов, В.И. Дудкин, А.Ю. Карсеев Малогабаритный ядерно — магнитный релаксометр для экспресс — контроля состояния жидких и вязких сред, Измерительная техника, № 8, с. 44 — 48, 2014;
6. Давыдов В.В., Карсеев А.Ю. Генератор слабых колебаний для регистрации сигнала ядерного магнитного резонанса // Петербургский журнал электроники. - 2014. - № 1(78). - С. 89 - 91;
7. Давыдов В.В., В.И. Дудкин, Карсеев А.Ю. Повышение точности измерения констант релаксации текущей жидкости в ядерно — магнитном спектрометре. Известия высших учебных заведений. Приборостроение. Т. 56. № 10. С. 64 - 68, 2013;

Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As

Крайнов И. В.¹

¹ФТИ

Эл. почта: igor.krainov@mail.ru

Одним из направлений современной физики конденсированного состояния является получение материалов комбинирующих в себе магнитные и

«классические» полупроводниковые свойства и изучение способов управления ими. Примером такого материала может служить (Ga,Mn)As. Существует множество работ по изучению систем с одиночными спинами [1, 2], однако, сильно скорелированные системы остаются недостаточно изучены. В данной работе теоретически изучалось время спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As. Время жизни спина магнитных примесей можно изучать по ширине линии Рамановского спин-флип рассеяния. Измерения [3] производились в широком диапазоне температур, начиная от ферромагнитной области, заканчивая парамагнитной. Это позволяет исследовать вклады различных механизмов спиновой релаксации центров марганца и изменение величины g-фактора в разных фазах. По изменению ширины линии Рамановского спин-флип рассеяния дырок на центрах марганца от температуры была получена зависимость времени жизни спина марганца и его g-фактора начиная от ферромагнитного состояния до парамагнитного. Теоретическое описание параметров магнитного полупроводника (Ga,Mn)As остается предметом активных дискуссий. Предлагаются различные подходы в данном вопросе, такие как использование численных методов (ТВА) [4], теория среднего поля [5], и т.д. Для данной системы была разработана аналитическая теория описывающая динамику подсистемы, состоящей из ионов марганца и учитывающая влияние ансамбля дырок.

Анализ экспериментальных данных [3] в совокупности с предлагаемой теоретической моделью позволил выявить наличие двух основных механизмов спиновой релаксации связанных с дырками. Первый — это релаксация спина дырок не связанная с наличием магнитных ионов и, как следствие, последующая релаксация спина марганца из-за коллективного движения подсистемы состоящей из ионов марганца и ансамбля дырок. Этот механизм является преобладающим в ферромагнитной фазе. Второй связан с флуктуациями спина дырок, существующими на всем диапазоне температур. Экспериментально и теоретически было показано отсутствие уменьшения времени жизни вблизи температуры ферромагнитного перехода в случае сильной релаксации ансамбля дырок. Разработанная методика может быть применена и к другим соединениям состоящим из нескольких магнитных подсистем.

Список литературы

1. L. Besombes, Y. Leger, et al., PRL 93, 207403 (2004);
2. Le Gall, L. Besombes, et al., PRL 102, 127402 (2009);
3. V. Sapega, Spin-flip Raman study of exchange between band carriers and magnetic impurities and nuclei in semiconductors, Abstract of Fundamentals of Electronic Nanosystems, 8th Advanced Research Workshop “NanoPeter 2012”, S.Petersburg, June 2012;
4. T. Jungwirth, K.Y. Wang, et al., PRB 72, 165204 (2005);
5. E.Z. Meilikhov, PRB 75, 045204 (2007);

Оптическая ориентация изовалентной примеси и внутрицентровая люминесценция в CdMnTe

Барышников К. А.¹

¹ФТИ

Эл. почта: barysh.1989@gmail.com

Разбавленные магнитные полупроводники являются многообещающими материалами для обнаружения новых эффектов в спиновой физике и для применений в спинтронике. Одним из таких материалов является кристалл CdMnTe, в котором марганец замещает кадмий в кристалле CdTe, образуя изовалентный центр Mn^{2+} . Электрон-электронное взаимодействие в Mn^{2+} самое сильное, поэтому данная примесная система соответствует случаю высокоспинового комплекса в слабом кристаллическом поле. Основным состоянием центра Mn^{2+} является спиновый секстет 6A_1 с полным спином $S=5/2$. В тетраэдрическом атомном окружении первым возбужденным состоянием центра является трехкратно вырожденный по орбитальному движению терм 4T_1 с полным спином $S=3/2$. Однако оптические переходы на центре могут осуществляться не во все возбужденные состояния центра.

В работе представлена теоретическая модель внутрицентровых переходов на примеси Mn в кристалле CdMnTe под действием электромагнитного излучения. В сферическом приближении рассчитаны все матричные элементы переходов в допускаемые теорией возбужденные состояния центра. Показано, что циркулярно поляризованный свет переводит систему в поляризованное состояние, в котором и возбужденное и основное состояние обладают ненулевым средним магнитным моментом. Это дает возможность рассчитать поляризацию излучаемого такой системой света и ожидать, что эта поляризация не будет нулевой.

В рамках предложенной модели была рассчитана поляризация люминесцентного излучения как в случае накачки системы циркулярно поляризованным светом, так и в случае линейной поляризации света. Предсказано возникновение круговой поляризации излучения системы при ее накачке циркулярно поляризованным световым пучком. Показано, что в рамках данной модели при накачке центра линейно поляризованным светом поляризация люминесценции отсутствует. Произведено сравнение результатов теоретического расчета с экспериментальными данными.

СОДЕРЖАНИЕ

Астрономия и астрофизика	3
Исследование минерального состава железных метеоритов <i>Гонцова С. С., Максимова Е. М., Наухацкий И. А., Милюкова Е. Т.</i>	3
2D модель ускорения частиц в системе сходящихся ударных волн <i>Гладилин П. Е., Осипов С. М., Быков А. М.</i>	4
Геодезические Пенроуза и проблемы сферически-симметричного коллапса <i>Вертоградов В. Д., Гриб А. А., Павлов Ю. В.</i>	5
Характеристики солнечного цикла и их взаимосвязь с теорией динамо <i>Откидычев П. А., Попова Е. П.</i>	5
Численное моделирование распространения космического излучения в атмосфере Земли <i>Нестерёнок А. В., Найдёнов В. О.</i>	7
Переменная околозвездная экстинкция в моделях протопланетных дисков с мало-массивными компаньонами <i>Демидова Т. В., Гринин В. П.</i>	7
Поиск излучения гамма-пульсара J2021+3651 в оптическом диапазоне с помощью GTC <i>Рыспаева Е. Б., Кириченко А. Ю., Шибанов Ю. А.</i>	8
Моделирование динамических структур в синхротронных изображениях пульсарных туманностей <i>Петров А. Е., Быков А. М.</i>	9
Зоны обитаемости вблизи красных карликов <i>Саенко В. В., Константинов А. Н.</i>	10
Эффект Росситера-МакЛафлина в спектре уникальной затменной системы ϵ Aul <i>Потравнов И. С., Гринин В. П.</i>	11
Анализ авто- и кросс-корреляций в сигналах интенсивности радиоизлучения квазаров <i>Дёмин С. А., Панищев О. Ю., Нефедьев Ю. А.</i>	12
Изменение барион-фотонного отношения вследствие аннигиляции и распада частиц тёмной материи <i>Заварыгин Е. О., Иванчик А. В.</i>	14
Пропеллерный режим аккреции на молодые объекты в баллистическом приближении <i>Шульман С. Г., Гринин В. П., Потравнов И. С.</i>	14

Вероятность импульсного события в радиоуглеродном ряду в VIII-XI веках <i>Ковылова Е. Г.</i>	15
Селеноцентрическая опорная сеть в динамической системе координат <i>Вараксина Н. Ю., Нефедьев Ю. А.</i>	15
Исследование точности современных каталогов звездных положений на основе лоренциального анализа <i>Вараксина Н. Ю., Заббарова Р. Р., Чуркин К. О., Нефедьев Ю. А.</i>	18
Поиск и исследование экзопланет на основе метода Transit Timing Variations (TTVs). Создание международного наблюдательного проекта по поиску экзопланет методом TTV <i>Соков Е. Н.</i>	20
Диаграммы устойчивости циркумбинарных планетных систем <i>Попова Е. А.</i>	20
Определение коэффициентов чувствительности для поиска вариации постоянной тонкой структуры в ионе Ni II <i>Коновалова Е. А., Козлов М. Г.</i>	22
Анализ абсорбционной системы молекулярного водорода в спектре квазара J2123-0050 <i>Клименко В. В., Балашев С. А., Иванчик А. В., Варшалович Д. А.</i>	23
Статистический анализ тепловой эволюции нейтронных звезд <i>Безногов М. В., Яковлев Д. Г.</i>	24
Эффективный потенциал рассеяния электронов на ядрах с излучением нейтрино в коре нейтронной звезды с произвольным составом <i>Офенгейм Д. Д., Каминкер А. Д., Яковлев Д. Г.</i>	25
Определение температуры реликтового излучения при больших красных смещениях по уровням монооксида углерода <i>Соболев А. И., Иванчик А. В., Варшалович Д. А., Балашев С. А.</i>	27
Приближенный метод для изучения колебаний сверхтекучих гиперонных звезд <i>Доммес В. А., Гусаков М. Е.</i>	28
<u>Атомная физика и физика элементарных частиц</u>	29
Радиационные эффекты в кольцевых структурах кремниевых $n^+ - p - p^+$ детекторов ядерных излучений <i>Фадеева Н. Н., Еремин В. К., Вербицкая Е. М.</i>	29
К поиску ЭДМ электрона и других P,T-нечетных эффектов в двухатомных молекулах <i>Скрипников Л. В., Петров А. Н., Титов А. В.</i>	31
Поиск вариаций фундаментальных постоянных с помощью радикала PbF <i>Кудашов А. Д., Скрипников Л. В., Петров А. Н., Титов А. В.</i>	32

Влияние растворителя на фоточувствительность тимидина <i>Николаев А. И., Пастон С. В.</i>	33
Резонансное комбинационное рассеяние света в комплексах квантовых точек $nc-Si/SiO_2$ и олигонуклеотидов <i>Полоскин Е. Д., Байрамов Ф. Б., Корнев А. А., Чернев А. Л., Топоров В. В., Дубина М. В., Roder C., Sprung C., Lipsanen H., Байрамов Б. Х.</i>	34
Термодинамика взаимодействия и структура комплексов ДНК с производными фенацилимидазо[5,1-а]изохинолина <i>Осинникова Д. Н., Морошкина Е. Б., Глушкина Д. М.</i>	36
ГКР-спектроскопия молекул бактериородпсина, адсорбированных на серебряные nanoостровковые пленки <i>Пилюгина Е. С., Хейслер Ф., Червинский С. Д.</i>	37
Влияние кислотности среды на динамику фазовых превращений лизоцима <i>Вашченко В. Э., Дмитриев А. В., Федосеев А. И., Романов В. П., Лушников С. Г.</i>	39
Исследование свойств амилоидных фибрилл на основе полноразмерного $\beta 2$ -микроглобулина и его укороченных форм <i>Родина Н. П., Сулацкая А. И., Кузнецова И. М., Туроверов К. К.</i>	40
Определение оптимальных углов регистрации рассеянного глюкозосодержащими биотканями поляризованного света <i>Домнин К. Г., Аксенов Е. Т., Череватенко Г. А.</i>	42
Рентгеноструктурные исследования тетрагональных кристаллов лизоцима при изменении температуры <i>Пивоварова Ю. В., Лушников С. Г., Кривовичев С.В.</i>	43
Изучение низкочастотной динамики ДНК при тепловой денатурации <i>Дмитриев А. В., Федосеев А.И., Захаров Г.А., Журавлев А.В., Медведева А. В., Савватеева-Попова Е.В., Лушников С. Г.</i>	44
Компьютерное моделирование и вычисление дипольного момента пептидов <i>Зезина Т. И., Цыбин О. Ю.</i>	45
Использование интериктальных ЭЭГ для диагностики эпилепсии <i>Панищев О. Ю., Дёмин С. А.</i>	46
Синхронизация электрической активности коры головного мозга при биполярном аффективном расстройстве <i>Панищев О. Ю., Дёмин С. А., Мухаметшин И. Г.</i>	48
Изучение многомерных конструкций в системах ДНК - металлокомплексы фталоцианинов - ПАВ <i>in vitro</i> <i>Алексеев Г. В., Бакулев В. М., Касьяненко Н. А.</i>	50
Исследование фазочастотных характеристик растворов глицина и альбумина на частотах 0,5–110 МГц <i>Черемискина А. В., Величко Е. Н.</i>	51

Моделирование спектров аминокислот терагерцового диапазона <i>Немова Е. Ф.</i>	53
Влияние сильных связей на активность популяции нейронов с логнормальным распределением синаптических весов <i>Чижкова Е. А.</i>	54
Разработка микромеханического устройства для контроля артериального давления в реанимационных случаях <i>Кузьмина К. А., Андреева А. В., Корелов А. Е., Клявинек А. С.</i>	56
Другие вопросы физики	58
Особенности анизотропии теплового расширения кристаллов разных категорий <i>Замковская А. И., Максимова Е. М.</i>	58
Новое широкодиапазонное уравнение состояния циркония для математического моделирования физических процессов <i>Давыдов Р. В., Антонов В. И.</i>	59
Исследование процесса зарядки металлических частиц микронного размера в потоке электронов <i>Горохов М. В.</i>	62
Исследование переходного слоя между кубическим и гексагональным политипами карбида кремния при гетерополитипном росте <i>Лебедев С. П., Лебедев А. А., Середова Н. В., Ситникова А. А., Кириленко Д. А., Шустов Д. Б., Заморянская М. В.</i>	63
Исследования на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов <i>Щудло И. М., Касатов Д. А., Кузнецов А. С., Макаров А. Н., Сорокин И. Н., Сычева Т. В., Остринов Ю. М., Таскаев С. Ю.</i>	65
Матфизика и численные методы	66
Сверхпроводящий фазовый переход I рода: многопетлевые вычисления и инстантонный анализ <i>Калагов Г. А., Компаниец М. В., Налимов М. Ю.</i>	66
Дискретный спектр для квантового графа с локальным нарушением периодичности <i>Попов А. И., Блинова И. В., Попов И. Ю.</i>	67
Модель точечного источника для слоистых метаматериалов <i>Правдин К. В., Попов И. Ю.</i>	68
Моделирование дискретного спектра термодесорбции водорода <i>Родченкова Н. И., Заика Ю. В.</i>	69
Моделирование водородопроницаемости конструкционного материала сквозь дефект защитного покрытия <i>Костикова Е. К., Заика Ю. В.</i>	71

Наноструктурированные и тонкопленочные материалы 73

Фотоиндуцированное уширение спектральных линий резонансного отражения в одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs <i>Соловьев И. А.</i>	73
Процессы эмиссии электронов и дырок из InAs квантовых точек в матрицу GaAs в области объёмного заряда барьера Шоттки <i>Бакланов А. В., Брунков П. Н., Гуткин А. А.</i>	74
Нанопористый фосфид галлия: изготовление и исследование оптических свойств <i>Коротченков А. В., Евтихийев В. П., Атращенко А. В.</i>	75
Процессы силицидообразования в системе Mn/Si(111)7x7 <i>Гребенюк Г. С., Пронин И. И.</i>	77
Транспорт электронов и дырок в аморфном гидрогенизированном кремнии с нанокристаллами кремния <i>Белолитецкий А. В., Гусев О. Б., Яссиевич И. Н.</i>	78
Широкополосные люминесцентные маркеры на основе монодисперсных сферических мезопористых частиц кремнезема <i>Еуров Д. А., Курдюков Д. А., Медведев А. В., Стовпяга Е. Ю., Кукушкина Ю. А., Грудинкин С. А., Голубев В. Г.</i>	80
Детектор терагерцового излучения на основе эффекта Краповика в графене с треугольными дефектами <i>Коняхин С. В.</i>	81
Локальный анализ структуры пористого кремния, синтезированного нетрадиционным способом <i>Воробьев В. В., Осин Ю. Н., Степанов А. Л.</i>	83
Влияние магнитной примеси Со на гальваномагнитные свойства пленок ZnO <i>Реукова О. В.</i>	84
Исследование процесса формирования nanoостровков металла при низкотемпературном отжиге ионообменных стекол <i>Капранов Н. В., Редута И. В., Редьков А. В., Червинский С. Д.</i>	86
Влияние интерфейса на транспортные свойства графена <i>Бутко А. В., Бабичев А. В., Бутко В. Ю.</i>	88
Наноструктурированные островковые плёнки на поверхности ионообменных стекол <i>Редута И. В., Каменский А. Н., Бакланов А. В., Червинский С. Д.</i>	90
Исследование механизмов проводимости в мультиферроидных наноструктурированных материалах <i>Плотников В. В.</i>	91
Модификация стекол содержащих Ag и Au наночастицы при электронном облучении <i>Просников М. А., Подсвиров О. А., Сидоров А. И.</i>	93

Золь-гель синтез и исследование тонких пленок на основе титаната бария для использования в твердотельных охладителях <i>Абрашова Е. В., Мошников В. А., Фоминых А. К.</i>	94
Люминесцентные эффекты в системах пористый кремний – квантовые точки сульфида свинца <i>Михайлов И. И., Мараева Е. В., Матюшкин Л. Б., Спивак Ю. М., Тарасов С. А., Травкин П. Г.</i>	95
Изучение магнитных свойств тонких пленок FePtRh <i>Валиуллин А. А., Камзин А. С., Ишио С., Хасегава Т., Ганеев В. Р., Тагиров Л. Р., Зарипова Л. Д.</i>	97
Исследование наноструктурированных слоев оксида цинка для сенсорики <i>Бобков А. А., Налимова С. С., Мошников В. А.</i>	98
Поведение зарядов в активной области композитных ОПТ под действием тянущего поля <i>Дементьев П. А., Алексеев П. А., Дунаевский М. С., Алешин А. Н.</i>	100
Допирование графена с моновакансией: связывание и магнетизм <i>Арсентьев М. Ю., Приходько А. В., Шмигель А. В., Егорова Т. Л., Калинина М. В.</i>	101
Получение и исследование полупроводниковых соединений фуллерена C ₆₀ , с целью создания эффективных солнечных элементов <i>Елистратова М. А., Захарова И. Б., Романов Н. М.</i>	102
Разработка методов упорядоченного роста нитевидных нанокристаллов <i>Резник Р. Р.</i>	103
Исследование прохождения заряженных пучков гелия через мембраны пористого оксида алюминия <i>Самигуллин Р. Ш., Муратова Е. Н., Шемухин А. А.</i>	105
Удаление поверхностных оксидов при молекулярно-пучковой эпитаксии InAs <i>Чернов М. Ю., Бакланов А. В., Соловьев В. А.</i>	106
Синтез коллоидных квантовых точек селенида кадмия в некоординирующей среде октадецена <i>Мазинг Д. С., Матюшкин Л. Б., Бровка А. М., Александрова О. А.</i>	107

Оптика и спектроскопия

110

Исследование структуры потоков жидких сред методом фотокорреляционной спектроскопии <i>Вологдин В. А., Давыдов В. В.</i>	110
Исследование спектров ЭПР монокристаллов тиогаллата свинца, легированных неодимом <i>Успенская Ю. А., Крамущенко Д. Д., Асатрян Г. Р., Храмцов В. А.</i>	112
Двухэлектронные центры с отрицательной корреляционной энергией в сульфидах и селенидах мышьяка <i>Рабчанова Т. Ю.</i>	113

Плазмонный резонанс в метаматериалах AsSb-AlGaAs <i>Ушанов В. И., Чалдышев В. В., Ильинская Н. Д., Лебедева Н. М., Яговкина М. А., Преображенский В. В., Путьято М. А., Семягин Б. Р.</i>	114
Поверхностные колебания кластеров в обобщенной LC-модели нанокompозитов металл-диэлектрик <i>Олехно Н. А., Бельтюков Я. М., Паршин Д. А.</i>	115
Плазмонное усиление и различные механизмы тушения флуоресценции и фосфоресценции анионных и катионных красителей в различных средах <i>Цибульникова А. В., Тихомирова Н. С., Брюханов В. В., Слежкин В. А.</i>	117
Особенности оптических и ОДМР спектров азотно-вакансионных центров окраски в кристаллах алмаза <i>Дмитриев А. К.</i>	119
Восстановление матрицы плотности и исследование характеристик гауссовых полей <i>Корнеева О. М., Мирошниченко Г. П.</i>	120
Детектирование безызлучательных переходов в молекулах синглетного кислорода методами классической и цифровой голографии <i>Бельтюкова Д. М., Семенова И. В., Белашов А. В., Петров Н. В., Васютинский О. С.</i>	123
Вращение радикалов CH_3 в матрицах с ориентационным упорядочением <i>Стыров К. Г., Дмитриев Ю. А., Мельников В. Д.</i>	124
Аналитические оценки основных статистических характеристик поля Казимира, детектируемого посредством протокола непрямого измерения <i>Шереметьев В. О., Трифанов А. И.</i>	126
Упругое рассеяние экситонных поляритонов <i>Савченко Г. М., Сейсян Р. П.</i>	127
Эволюция солитонов деформации в слоистых волноводах, выполненных из различных материалов <i>Белашов А. В., Дрейден Г. В., Самсонов А. М., Семенова И. В.</i>	128
Оптическая модуляция излучения полупроводникового AlGaInP лазера <i>Кушевич А. Ю.</i>	129
Влияние температуры на комплексное тушение люминесценции молекул родамина 6 Ж поверхностными плазмонами наночастиц серебра и внешними тяжелыми атомами соли KI в пористых средах <i>Тихомирова Н. С., Васильева Л. А., Брюханов В. В., Слежкин В. А.</i>	130
Плазмонное усиление эффективности переноса электронной энергии между молекулами красителей в пленке полиметилметакрилата <i>Константинова Е. И., Боркунов Р. Ю., Брюханов В. В.</i>	131
Совместные ЭПР и ОДМР исследования ионов Ce^{3+} в итрий алюминиевом гранате <i>Гурин Александр Сергеевич, Крамущенко Д. Д., Успенская Ю. А., Асатрян Г. Р., Петросян А.Г., Баранов П. Г.</i>	133

Сверхфокусировка излучения полупроводниковых лазеров и оптическое манипулирование биологическими объектами <i>Соболева К. К., Соколовский Г. С., Мелиссианаки В., Дюделев В. В., Лосев С. Н., Колыхалова Е. Д., Дерягин А. Г., Кучинский В. И., Викторов Е. А., Фарсари М., Сиббет В., Рафаилов Э. У.</i>	135
Компенсация шумов в датчике микроперемещений с пикометровым разрешением, основанном на интерферометре Фабри-Перо <i>Ушаков Н. А., Лиокумович Л. Б., Маркварт А. А.</i>	136
Плазмонные наноструктуры для преобразования поляризации света <i>Митрофанов М. И., Евтихийев В. П.</i>	138
Преобразование частоты лазерного излучения в волокнах с периодической наведенной нелинейностью <i>Литвинова В. А., Литвинова М. Н.</i>	139
Генерация кратных гармоник при взаимодействии многоволнового импульса из малого числа колебаний с диэлектрической средой в условиях генерации плазменной нелинейности <i>Штумпф С. А.</i>	141
Применение метода фотонно-корреляционной спектроскопии для анализа белкового комплекса плазмы крови <i>Непомнящая Э. К., Величко Е. Н., Аксенов Е. Т., Богомаз Т. А.</i>	143
Оптоэлектронные приборы	145
Стабилизация частоты лазерных диодов по линиям поглощения иода <i>Дворцов Д. В., Парфенов В. А.</i>	145
Тонкопленочные фотоэлектрические модули на основе аморфного гидрогенизированного кремния на гибких полимерных подложках <i>Аблаев Г. М., Абрамов А. С., Выграненко Ю. К., Жилина Д. В., Кукин А. В., Левицкий В. С., Няпшаев И. А., Сазонов А. Ю., Семенов А. В., Шварц М. З., Теруков Е. И.</i>	146
Электрофизические характеристики МДП-структур на основе CdHgTe с квантовыми ямами HgTe <i>Горн Д. И.</i>	148
Фотоприемники узкополосного излучения с длиной волны 1.06 мкм <i>Маричев А. Е., Лёвин Р. В.</i>	149
СВЧ фильтр на основе мод Лэмба для использования в оптоэлектронном генераторе <i>Никитин А. А., Витько В. В., Кондрашов А. В., Никитин А. А., Устинов А. Б., Калиникос Б. А., Джеймс Батлер</i>	150
Датчик ультрафиолетового излучения на основе слоистой структуры феррит-алмаз <i>Белявский П. Ю., Никитин А. А., Дедык А. И., Калиникос Б. А., Семенов А. А., Батлер Дж.Э.</i>	152

Акустооптический фильтр для получения спектральных стереоизображений с поляризационным разделением и произвольной перестройкой по спектру <i>Мачихин А. С.</i>	154
Управление модовым составом в микродисковых лазерах <i>Шостак И. И., Крыжановская Н. В., Мухин И. С., Моисеев Э. И., Богданов А. А., Надточий А. М., Максимов М. В., Жуков А. Е., Кулагина М. М., Вашанова К. А., Задиранов Ю. М., Трошков С. И., Липовский А. А., Минтаиров А. М.</i>	156
Управление селективностью фоточувствительности структур Ag-GaP и Ag-AlGaN <i>Ламкин И. А., Тарасов С. А., Курин С. Ю., Соломонов А. В.</i>	158
Влияние времени жизни фотонов в резонаторе на характеристики вертикально–излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм <i>Бобров М. А., Блохин С. А., Малеев Н. А., Кузьменков А. Г.</i>	159
р-легирование AlGaN слоев в процессе плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии <i>Кузнецова Н. В., Нечаев Д. В., Шевченко Е. А., Казанцев Д. Ю., Жмерик В. Н.</i>	161
Лазерная генерация в кольцевых и дисковых микрорезонаторах сверхмалого диаметра с активной областью на основе квантовых точек InAs/InGaAs <i>Моисеев Э. И., Крыжановская Н. В., Максимов М. В., Надточий А. М., Шостак И. И., Богданов А. А., Жуков А. Е., Липовский А. А., Садриева З. Ф., Карпов Д. В.</i>	162
Эффективность ультрафиолетовых светодиодов на основе гетероструктур GaN/AlGaN <i>Евсеевков А. С., Тарасов С. А., Курин С. Ю.</i>	164
Зависимость эффективности светодиодов ближнего ультрафиолетового диапазона, полученных методом HVPE, от толщины активной области <i>Курин С. Ю., Тарасов С. А., Ламкин И. А., Евсеевков А. С.</i>	166
Поверхностные явления	168
Фотопроводимость одиночных GaAs нанопроводов <i>Гейдт П. В. I, Алексеев П. А., Дунаевский М. С., Lahderanta E., Haggren T., Kakko J.-P., Lipsanen H.</i>	168
Влияние условий взаимодействия зонда атомно-силового микроскопа с поверхностью n-GaAs на эффект трибоэлектризации <i>Бакланов А. В., Брунков П. Н., Гуткин А. А., Калужный Н. А.</i>	169
Приборы и материалы ТГц и СВЧ диапазона	171
Спин-волновой генератор монохроматического СВЧ сигнала <i>Дроздовский А. В., Устинов А. Б.</i>	171
Направленная синхронизация двух кольцевых автогенераторов на основе пленок железо иттриевого граната <i>Кондрашов А. В., Калиникос Б. А.</i>	173

Нелинейное затухание и нелинейный фазовый набег электромагнитно-спиновых волн в продольно намагниченном мультиферроике <i>Устинова И. А., Черкасский М. А.</i>	175
---	-----

Примеси и дефекты в твердом теле 177

U-центры в стеклообразных халькогенидах германия <i>Кожокарь М. Ю.</i>	177
Сверхпроводящие халькогениды $Fe_{1+d}(Se_{1-x}Te_x)$ с большим содержанием железа <i>Русаков В. А. I, Волков М. П., Мелех Б. А.-Т.</i>	178
Определение диамагнитной и парамагнитной примесной магнитной восприимчивости в Ge вблизи перехода изолятор металл <i>Семенухин П. В., Вейнгер А. И., Тиснек Т. В., Голощапов С. И.</i>	179

Физика и технология преобразования энергии 182

Разработка и создание трёхслойного просветляющего покрытия для солнечных элементов на основе АВ <i>Соснин Д. В., Кудряшов Д. А., Цветков Н. В.</i>	182
Разработка и тестирование интеллектуального датчика положения солнца для точного ориентирования панелей высокоэффективных солнечных элементов <i>Бейсембаев Е. Ш.¹ Монастыренко А. О., Терра А. Р., Кудряшов Д. А.</i>	183
Применение гетероструктур на основе GaAs и его твёрдых растворов при создании быстродействующих силовых диодов <i>Ивановский В. И., Солдатенков Ф.Ю.</i>	185

Физика квантовых структур 187

Эффекты асимметрии элементарной ячейки в узкозонных квантовых ямах HgTe/CdHgTe <i>Жолудев М. С.</i>	187
Рамановское рассеяние света на разупорядоченных холодных атомах в диффузионном режиме <i>Ежова В. М., Герасимов Л. В., Куприянов Д. В.</i>	188
Влияние непараболичности энергетического спектра носителей заряда на оптические свойства гетероструктур с глубокими квантовыми ямами AlSb/InAs _{0,86} Sb _{0,14} /AlSb <i>Павлов Н. В., Зегря Г. Г.</i>	189
Зависимость времени излучательной экситонной рекомбинации от температуры в квантовых ямах Zn _x Cd _{1-x} Se с самоорганизованными квантовыми точками <i>Еременко М. В., Минтаиров А. М., Резницкий А. Н.</i>	190
Микрофотолюминесценция кольцевых лазеров на основе гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs <i>Левицкий Я. В.</i>	192

Изучение особенностей релаксации спинов электронов в квантовых точках InP/InGaP <i>Некрасов С. В., Кусраев Ю. Г.</i>	194
---	-----

Генерация чисто спиновых токов при Оже-рекомбинации в квантовых ямах с расщеплением Рашбы <i>Афанасьев А. Н., Грешнов А. А., Зегря Г. Г.</i>	195
---	-----

Физика плазмы, гидро- и аэродинамика **198**

Численное моделирование тепловых потоков на стенках ударной трубы в двухтемпературной плазме <i>Кузнецов Е. А., Поняев С. А.</i>	198
---	-----

Полное электронное содержание измеренное на сети ГНСС-станций расположенных вдоль геомагнитной широты от стенда «СУРА» <i>Козогин Д. А., Насыров И. А., Грач С. М., Шиндин А. В.</i>	199
---	-----

Моделирование течений пузырьковых сред с учетом турбулентности и массообмена <i>Чернышев А. С.</i>	201
---	-----

Моделирование плазменной антенны РИС методом <i>Богачев Н. Н.</i>	202
--	-----

Спонтанное нарушение чётности в теории развитой турбулентности: многопетлевое приближение <i>Куликов А. Б., Аджемян Л. Ц.</i>	204
--	-----

Физика ферроиков **206**

Формирование сегнетоэлектрических микроструктур фемтосекундным лазерным отжигом в тонких аморфных плёнках <i>Елиин А. С., Мишина Е. Д., Лавров С. Д.</i>	206
---	-----

Флексоэлектрический эффект при деформации прогиба тонких пластин монокристаллов BaTiO ₃ и SrTiO ₃ <i>Румянцева Е. Д., Залесский В. Г.</i>	207
--	-----

Исследование твердых растворов цирконата-титаната свинца с малой концентрацией титана методами рассеяния синхротронного излучения <i>Андроникова Д. А., Босак А., Бурковский Р., Вахрушев С. Б., Филимонов А. В., Леонтьев Н. Г., Чернышов Д.</i>	209
--	-----

Поляризация, индуцированная спин - зарядовым фазовым расслоением в мультиферроиках GdMn ₂ O и Gd _{0,8} Ce _{0,2} Mn ₂ O ₅ <i>Ханнанов Б. Х., Головенчиц Е. И., Щеглов М. П., Санина В. А.</i>	210
--	-----

Нелинейный магнитоэлектрический эффект в электромагнетиках <i>Фирсова Т. О.</i>	212
--	-----

Исследование эффекта наведенной оптической неоднородности в кристалле сегнетоэлектрика-полупроводника Sn ₂ P ₂ S ₆ методом второй оптической гармоники <i>Брехов К. А., Ильин Н. А., Гришунин К. А., Болотов А. К., Мишина Е. Д.</i>	213
--	-----

Лазерно-индуцированная спиновая динамика в тонких плёнках ферритов-гранатов с магнитной анизотропией типа лёгкая ось <i>Шелухин Л. А., Калашникова А. М., Павлов В. В., Усачёв П. А., Писарев Р. В.</i>	215
Эпитаксиальные магнитные наночастицы на поверхности фторидов: процессы роста, структура и магнитные свойства <i>Федоров В. В., Банщиков А. Г., Баранов Д. А., Павлов С. И., Гастев С. В., Кошмак К. В., Сутурин С. М., Соколов Н. С.</i>	216
Генерация второй оптической гармоники в оксидных многослойных гетероструктурах $\text{YFeO}_3/\text{LaFeO}_3$ <i>Буряков А. М., Мишина Е. Д.</i>	218
К вопросу о природе магнитоэлектрических явлений в мультиферроиках: обнаружение и исследование спин-фононного и электрон-фононного взаимодействий в редкоземельных ферроборатах методом терагерцовой спектроскопии <i>Болдырев К. Н.</i>	219
Влияние состава на сегнетоэлектрический фазовый переход в лопарите-(Ce) <i>Попова Е. А., Залесский В. Г., Лушников С. Г., Кривовичев С. В.</i>	220
Диэлектрические свойства природного перовскита CaTiO <i>Панкова Ю. А., Попова Е. А., Залесский В. Г., Лушников С. Г., Кривовичев С. В.</i>	221

POSTDEADLINE

223

Моделирование эксперимента по химической идентификации сверхтяжелого элемента 113 <i>Демидов Ю. А.</i>	223
Критерий Иоффе-Регеля и диффузия колебаний в аморфном кремнии <i>Бельтюков Я. М., Фуско К., Танги А., Паршин Д. А.</i>	224
Увеличение эффективности использования сегнетоэлектриков в качестве элементов устройств нетрадиционных источников энергии <i>Зубцов В. И., Зубцова Е. В.</i>	225
Фильтр с двойным управлением на основе структуры феррит-сегнетоэлектрик конечной ширины <i>Бубликов К. В., Садовников А. В., Бегинин Е. Н.</i>	226
Перенос энергии матрицами атомарных кристаллов к матрично-изолированным центрам <i>Масалитина Н. Ю., Огурцов А. Н., Близнюк О. Н.</i>	228
Поиск гамма-пульсаров J2055+2539, J2043+2740, J1957+5033 в оптическом диапазоне <i>Бероня Д. М., Шибанов Ю. А., Зюзин Д. А., Комарова В. Н.</i>	229
Кремниевые наночастицы для тонкопленочных фотовольтаических элементов <i>Барышникова К. В., Петров М. И., Бабичева В. Е.</i>	230

Наблюдение солитонов огибающей электромагнитно-спиновых волн в планарных мультиферроидных структурах <i>Устинов А. Б., Никитин А. А., Кондрашов А. В.</i>	232
Кремниевые наночастицы для тонкопленочных фотовольтаических элементов <i>Барышникова К. В., Петров М. И., Бабичева В. Е.</i>	233
Наблюдение солитонов огибающей электромагнитно-спиновых волн в планарных мультиферроидных структурах <i>Устинов А. Б., Никитин А. А., Кондрашов А. В.</i>	234
Метод количественного анализа коэффициента Холла в высокотемпературных сверхпроводниках <i>Мартынова О. А., Кормин Д. О., Гасумянц В. Э.</i>	236
Особенности экспресс — контроля жидких и вязких сред в слабых магнитных полях <i>Карсеев А. Ю., Давыдов В. В.</i>	238
Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As <i>Крайнов И. В.</i>	240
Оптическая ориентация изовалентной примеси и внутрицентровая люминесценция в CdMnTe <i>Барышников К. А.</i>	242

Подписано в печать 29.10.2014. Формат 140x200. Печать цифровая.
Тираж 250. Заказ 12382б.

Отпечатано с готового оригинал-макета,
предоставленного Издательством Политехнического университета,
в Типографии Политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 552-77-17; 550-40-14.

