ФизикА.СПб

Тезисы докладов

Российская молодежная конференция
по физике и астрономии

24 — 25 октября 2012 года

Санкт-Петербург
2012

Организатор

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

Спонсоры

Российская академия наук
Администрация Санкт-Петербурга
Российский фонд фундаментальных исследований
Фонд некоммерческих программ «Династия»

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)
Карачинский Леонид Яковлевич (ООО «Коннектор Оптикс», ФТИ им. А.Ф. Иоффе)
Кучинский Владимир Ильич (СПбГЭТУ, ФТИ им. А.Ф. Иоффе)
Новожилов Виктор Юрьевич (СПбГУ)
Пихтин Никита Александрович (ООО «Эльфолюм», 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)
Карачинский Леонид Яковлевич (ООО «Коннектор Оптикс», 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)

Молодежная конференция 2012 года продолжает традицию Итоговых семинаров по физике и астрономии по результатам конкурсов грантов для молодых ученых, проводившихся в Санкт-Петербурге в течение более десяти лет, с середины 90-х.

Конференция проводится при поддержке СМУС ФТИ им. А. Ф. Иоффе

АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА И ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Безызлучательный резонансный перенос энергии между двумя квантовыми точками

Степашкина А. С.[1,2], Самосват Д. М.[2], Чикалова-Лузина О. П.[2], Зегря Г. Г.[2]

[1] СПбГПУ

[2] ФТИ

Эл. почта: stepashkina.anna@yandex.ru

Процесс безызлучательного переноса энергии впервые был изучен для молекулярных систем Ферстером [1]. Затем квантово-механическое описание было расширено Декстером с целью включения мультипольного и обменного взаимодействий [2]. Такой процесс может иметь важную роль при идентификации биологических молекул в живой среде [3]. Данный метод основан на том, что зависимость вероятности такого процесса убывает с расстоянием как $1/d^6$. Это означает, что даже незначительные изменения в положении молекулярных систем оказывают существенное влияние на скорость такого процесса. Таким образом, можно детектировать связывание молекул, которое обычными методами зарегистрировать не удается.

Наша работа посвящена рассмотрению процесса безызлучательного переноса энергии между двумя квантовымим точками с учетом непараболичности закона дисперсии электронов и дырок. Данный процесс состоит в следующем. Электрон-дырочная пара в доноре рекомбинирует и за счет высвободившейся энергии рождается электрон-дырочная пара в акцепторе. Это происходит при участии кулоновского взаимодействия между электронами донора и акцептора. Данный процесс возможен только при условии совпадения энергий донора и акцепторе с точностью до полуширины уровней.

Нами показано, что матричный элемент данного процесса разбивается на два вклада отвечающих разным поляризациям тяжелых дырок: $M_{if} = M_{if1} + M_{if2}$. Также получены выражения для вероятности переноса для дипольно разрешенных переходов а также дипольно-запрещенных переходов. Показано, что для дипольно-разрешенных переходов зависимость вероятности от расстояния между КТ имеет вид $W \propto 1/d^6$. Получены спиновые правила отбора для случая прямого и обменного кулоновского матричного элементов. Получена зависимость вероятности безызлучательного переноса энергии от высот гетеробарьеров. В этом случае можно выделить два физически отличных случая. Первый отвечает случаю одинаковых главных квантовых чисел для электрона и для дырки. Показано, что с ростом высоты барьера вероятность такого процесса монотонно растет до максимального значения соответствующего насыщению, отвечающего случаю беско-

нечно глубокой потенциальной ямы. Увеличение высоты барьеров приводит к росту локализации волновых функций, что и приводит к росту вероятности такого процесса. Второй случай отвечает ситуации различных главных квантовых чисел. При этом зависимость вероятности процесса безызлучательного переноса энергии от высоты барьера имеет немонотонный характер. Это объясняется тем, что сначала при росте высоты барьера растет локализация, а затем интеграл перекрытия огибающих волновых функций стремится к нулю в силу их ортогональности.

В заключении отметим, что нами был изучен механизм безызлучательного переноса энергии между КТ донором и акцептором с учетом непараболичности закона дисперсии носителей заряда и проанализирована зависимость вероятности переноса от различных параметров рассматриваемой системы.

Литература

1. Th. Forster, Ann. Phys, 437, 55 (1948);
2. D. L. Dexter, J. Chem. Phys, 21, 836 (1953);
3. V. F. Franso, N. Chaniotakis, Semiconductors Quantum Dots in Chemical Sensors and Biosensors, **9**, 7266 (2009).

Нелинейное поглощение фемтосекундных световых импульсов при многофотонном резонансе в объемных кристаллах и наноструктурах

Идрисов Э. Г.[1], Перлин Е. Ю.[1,2], Елисеев К. А.[2], Халилов Я. Т.[1]

[1] С П б Г П У

[2] И Т М О

Эл. почта: idrisoft@gmail.com

Развита теория нестационарного поглощения сверхкоротких световых импульсов в объемных материалах и гетероструктурах с квантовыми ямами при многофотонном резонансе на межзонных переходах, а также на переходах между дискретными состояниями либо между подуровнями (подзонами) размерного квантования. Получены аналитические выражения для поглощенной энергии из ультракороткого светового импульса в условиях многофотонных резонансов. Получены и проанализированы зависимости поглощенной энергии от расстроек многофотонных резонансов и от длительностей импульсов. Получены также зависимости поглощенной энергии от расстроек двухфотонных резонансов и от времени задержки между импульсом накачки и импульсом зондирования.

В работе выполнен теоретический анализ нелинейного отклика объемных материалов и гетероструктур с квантовыми ямами, проводами и точками на сверхкороткие световые импульсы с длительностями, меньшими времен внутризонной (внутриподзонной) релаксации импульса электрона (или дырки). В этой ситуации обычные методы расчета вероятностей оптических переходов, оперирующие понятием числа переходов за единицу времени, оказываются принципиально непригодными, так что для последовательной интерпретации экспериментальных данных по нелинейному отклику материалов различной размерности на фемтосекундные световые импульсы, строго говоря, нельзя

использовать формулы, полученные для случая квазистационарных электромагнитных полей (см., например, [1,2]) и требуется иной подход [3]. Без учета этого обстоятельства можно придти к неточной интерпретации наблюдающихся фотоиндуцированных процессов. Фактически указанная проблема возникает при длительностях импульсов порядка десятков фс.

В работе получены аналитические выражения для динамических нелинейных поляризуемостей, которыми определяется энергия, поглощенная из сверхкороткого светового импульса структурами различной размерности в условиях *n*-фотонного (n = 2–5) резонанса на переходах между дискретными состояниями либо между подуровнями (подзонами) размерного квантования. Получены зависимости поглощенной энергии от расстроек многофотонных резонансов для наноструктур различной размерности. Аналогичным образом, для структур различной размерности получены зависимости поглощенной световой энергии от длительности сверхкороткого импульса при фиксированной энергии в импульсе. Показано, что для нульмерных объектов (квантовые точки, примесные центры) эти зависимости существенно отличаются от тех, которые имеют место в случае относительно длинных импульсов. Это обстоятельство следует иметь в виду при интерпретации экспериментальных данных по нелинейному отклику гетероструктур с квантовыми ямами на сверхкороткие световые импульсы. В работе рассматривается также случай взаимодействия двух последовательных коротких импульсов света с твердыми телами и низкоразмерными структурами (режим фемтосекундной «pump – probe» спектроскопии).

Литература

1. L. V. Keldysh, "Ionization in the field of a strong electromagnetic wave", Sov. Phys. JETP, 20, 1307-1314, 1965;
2. V.A.Kovarsky, E.Yu.Perlin. "Multiphoton interband optical transitions in crystals", Phys.Stat.Sol., B45,47-56, 1971;
3. E. Yu. Perlin, "Optical Stark effect with transition double resonance in semiconductors," JETP 78, 98, 1994;
4. E. Yu. Perlin, K. A. Eliseev, E. G. Idrisov, Ya. T. Khalilov, Journal of Optical Technology, Vol. 78, Issue 9, 563-569, 2011;
5. E. Yu. Perlin, K. A. Eliseev, E. G. Idrisov, Ya. T. Khalilov, Nonlinear Absorption of Femtosecond Light Pulses under Conditions of Multiphoton Resonances in Solids, Optics and Spectroscopy, Vol. 112, No. 6, pp. 850–856, 2012.

Формирование откликов ядерной спиновой системы в магнито-упорядоченном веществе при воздействии импульсного и постоянного магнитных полей

Клёхта Н. С.[1], Плешаков И. В.[2]

[1] С П б Г П У

[2] Ф Т И

Эл. почта: klekhta@mail.ru

В докладе обсуждается метод исследования магнитного вещества, основанный на ядерном магнитном резонансе (ЯМР). Приводятся результаты, полученные для литий-цинкового феррита, использованного в качестве модельного образца. Исследовано поведение сигнала ядерного спинового эха в материале, на который действуют постоянное и импульсное магнитные поля. Показано, что полевая зависимость амплитуды эха связана с ходом кривой намагничивания, хотя и не совпадает с ней. Различные импульсные последовательности могут подавлять и восстанавливать отклик спиновой системы, причем величина подавления зависит от постоянного поля. Качественное объяснение наблюдавшихся эффектов дано на основе модели доменной структуры гранулярного материала.

Экспериментальные данные были получены на феррите состава $Li_{0.425}Fe_{2.425}Zn_{0.15}O_4$, обогащенном изотопом ^{57}Fe до 85 % и намагничиваемом в постоянном магнитном поле H_0 при одновременной регистрации сигнала ЯМР. Последний наблюдался в виде двухимпульсного спинового эха ядер ^{57}Fe. Измерялись зависимости амплитуды сигнала I_0 от H_0 (изменявшегося в пределах 0 – 2700 Oe) и длительности (от 1 до 10 μs), амплитуды (до 15 Oe) и временного положения импульсов магнитного поля.

Было обнаружено, что зависимость $I_0(H_0)$ имеет немонотонный характер, и демонстрирует гистерезис, заметно более сильный, чем у кривой намагничивания материала. Это объяснено с помощью предложенной модели формирования сигнала ЯМР в веществе, стоящем из многодоменных гранул, которая учитывает фазы откликов спиновой системы в этих гранулах, [1]. Результат может быть полезен при анализе дисперсных структур, например, магнитных наноматериалов.

Действие импульсов магнитного поля состояло в подавлении и (при определенной комбинации разнополярных импульсов) восстановлении отклика. Было показано, что оно относится к той части сигнала ЯМР, которая образуется в доменных границах, [2]. Это подтверждено исследованием полевой зависимости коэффициента подавления, согласующимся с данными первой части работы. Таким образом, получен дополнительный инструмент разделения сигналов ЯМР от доменов и доменных границ, что до настоящего времени является актуальной задачей радиоспектроскопии магнитоупорядоченных веществ.

Литература

1. И. В. Плешаков, С. И. Голощапов, Ю.И. Кузьмин, А.П. Паугурт, Я.А. Фофанов, В. И. Дудкин, Н. С. Клёхта, А.И. Явтушенко. Нучное приборостроение 22, 17 (2012);
2. И.В. Плешаков, Н.С. Клёхта, Ю.И. Кузьмин. Письма в ЖТФ, 38, 60 (2012).

Влияние структурного фактора на конфигурацию линейных вихрей в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде

Поцелуев К. А., Зеликман М. А.
С П б Г П У
Эл. почта: poc-kira@mail.ru

Одной из важнейших проблем в физике высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является анализ структуры, движения и пиннинга вихрей, возникающих в образце при внесении его во внешнее магнитное поле. В обычных сверхпроводниках для описания линейных вихрей достаточно уравнений Гинзбурга-Ландау. Рассматриваемая же среда является ячеистой с джозефсоновскими переходами в местах контактов сверхпроводящих гранул, поэтому уравнения Гинзбурга-Ландау не подходят. В результате возникает вопрос о том, какой математический аппарат можно предложить для описания такой среды. Для указанной модели трехмерной джозефсоновской среды [1] математическое описание строится на базе условий квантования флюксоида в отдельных ячейках. Эта модель позволяет исследовать конфигурацию линейного вихря, рассчитать джозефсоновскую и магнитную компоненты энергии вихря.

В [2] проведен расчет равновесных конфигураций линейного вихря в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде и построены зависимо¬сти энергии пиннинга линейного вихря, а также его магнитной и джозефсоновской энергии от величины критического тока джозефсоновского контакта. При этом предполагалось, что магнитное поле в рассматриваемой среде однородно.

Целью настоящей работы является выполнение аналогичной программы для случая линейного вихря в трехмерной джозефсоновской среде при условии, что поле рассматриваемой среды считается неоднородным. Неоднородность магнитного поля вызвана дискретностью распределения токов по длине вихря. Эта задача представляет боль¬шой практический интерес, так как в большинстве ВТСП приходится иметь дело именно с такими вихрями. Для достижения поставленной цели был предложен алгоритм решения системы уравнений, полученных для случая непрямолинейности линий индукции в рассматриваемой трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде.

Рассмотрены две равновесные конфигурации линейного вихря в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде: A) центр вихря расположен в центре одной из ячеек, B) центр вихря расположен на одном из контактов. Выведены бесконечные системы уравнений, описывающих эти конфигурации. Переход к конечной системе осуществлялся путем пренебрежения токами, достаточно далеко удаленными от оси вихря. При расчетах использовался параметр пиннинга I, характеризующий степень «зацепления» вихрей за ячейки модели. Учет неоднородности поля проводился с помощью параметра b, увеличение значения которого соответствует более неоднородному полю.

На основании полученных данных можно сделать вывод, что конфигурация B обладает большей энергией, чем конфигурация A, во всем диапазоне значений параметра b. При детальном анализе это может означать, что конфигурация B окажется менее устойчивой, чем конфигурация A, но этот вопрос требует дополнительного исследования. Показано, что для обеих конфигураций значения полной энергии вихря и скачков фаз

на контактах тем меньше, чем больше b. Неоднородность магнитного поля приводит к большему различию в энергиях конфигураций A и B, чем в случае, когда поле считается однородным.

Таким образом, предложенное математическое описание подтвердило свою применимость для исследования конфигурации линейного вихря при учете неоднородности магнитного поля. В результате были получены распределение токов в плоскости, перпендикулярной оси вихря, значения магнитной и джозефсоновской компонент полной энергии линейного вихря в трехмерной джозефсоновской среде.

Литература

1. Зеликман М.А, Поцелуев К.А. // Влияние структурного фактора на мейсснеровское состояние в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде [текст] / М.А. Зеликман, К.А. Поцелуев // Научно-технические ведомости СПбГПУ. – 2011. – Т.116. - №1. – С.18 – 25;
2. Зеликман М. А. // Линейные вихри в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде [текст] / М.А. Зеликман // ЖТФ. – 2005. – Т. 75. – Вып. 1. – С. 37-44.

Расчет диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа с несколькими промежуточными фазами постоянного состава

Панов Г. А., Захаров М. А.

Н о в Г У

Эл. почта: mef.gena@rambler.ru

Предложен универсальный метод расчета диаграмм состояния бинарных растворов с несколькими промежуточными фазами постоянного состава. Метод, являясь обобщением работы [1], основан на нелинейных преобразованиях концентрационных осей и позволяет корректным образом сводить расчет диаграмм состояния с несколькими промежуточными фазами к цепочке диаграмм отдельных подсистем. На основе этого метода в рамках обобщенной решеточной модели рассмотрена термодинамика бинарных растворов эвтектического типа с несколькими промежуточными фазами. При этом межатомное взаимодействие в системе разделено на коротко- и дальнодействующие части. Короткодействующее отталкивание учитывается с помощью введения "собственных" размеров атомов, дальнодействующее притяжение – в приближении самосогласованного поля. Используя предложенный метод, выполнен расчет ряда фазовых диаграмм реальных бинарных систем.

Литература

1. М. А. Захаров. Термодинамика бинарных растворов эвтектического типа с промежуточными фазами постоянного состава // ФТТ, 2007, Том 49, Вып. 12, С. 2204-2208.

Моделирование свойств полупроводниковых наноструктур методом молекулярной динамики

Подольская Н. И.[1], Жмакин А. И.[1,3], Дубровский В. Г.[1,2]

[1]Ф Т И

[2]С П б А У Н О Ц Н Т

[3]С П б Ф М С Ц

Эл. почта: natalya@scc.ioffe.ru

Актуальность исследований объясняется необходимостью решения важной научной и промышленной задачи – создания новых непланарных полупроводниковых наноматериалов и наносистем с контролируемыми свойствами. Глобальной научно-технической проблемой, на изучение которой направлена работа в рамках данной темы, является создание адекватных современных методов для компьютерного моделирования и оптимизации процессов синтеза различных III-V и II-VI (GaAs, InAs, InP, GaN, SiGe и др.) низкоразмерных низкоразмерных наноструктур с управляемыми морфологией, кристаллической структурой, оптическими и транспортными свойствами. Соответственно, конкретной текущей задачей является разработка специализированного программого обеспечения для компьютерного моделирования структурных (распределение атомов, примесей, легирующих элементов, упругие и силовые константы, распределение напряжений и др.) и термодинамических (поверхностная энергия, упругая энергия дисторсии, химические потенциалы, энтальпия, энтропия и пр.) свойств нового и практически важного типа наноматериалов – низкоразмерных наноструктур (например, нитевидные нанокристаллы) на основе полупроводниковых соединений III-V и II-VI.

В докладе будут описаны и продемонстрированы:

- физико-математические модели и специализированные методики численного моделирования свойств полупроводниковых наноструктур на основе полупроводниковых соединений III-V и II-VI;
- методики и результаты тестирования и верификации использованных в программном обеспечении методик и моделей, в частности, путем сравнения с имеющимися экспериментальными данными;
- результаты моделирования структурных и термодинамических свойств наиболее актуальных для практического применения материалов и систем материалов.

Термодинамика бинарных растворов на основе обобщенной решеточной модели

Бараблин Д. О.[1], Захаров М .А.[1]

[1]Н о в Г У

Эл. почта: ion.exe@bk.ru

На основании обобщенной решеточной модели [1] дано термодинамическое описание бинарных растворов с учетом объемных эффектов. Короткодействующая часть межатомных взаимодействий учитывается с помощью введения "собственных" размеров атомов, дальнодействующее притяжение описывается в приближении самосогласованно-

го поля. Исследованы случаи моновариантных двухфазных и нонвариантных трехфазных равновесий в бинарных растворах в рамках рассматриваемой решеточной модели. На основании развиваемого метода рассчитан ряд диаграмм состояния бинарных растворов различного типа, выполнено сравнение с экспериментом;

Литература

1. М.А. Захаров. Объемные эффекты в теории равновесных и квазиравновесных состояний многокомпонентных твердых растворов // ФТТ, 1999, Том 41, Вып. 9. С. 1609-1613.

Радиационные эффекты в структурах стабилизации ВАХ кремниевых детекторов релятивистских частиц

Фадеева Н. Н.[1,2], Еремин В. К.[2], Вербицкая Е. М.[2], Теруков Е. И.[2]

[1] СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

[2] ФТИ

Эл. почта: fadeevanadezda@gmail.com

В настоящее время полупроводниковые детекторы испытывают бурное развитие в связи с задачами физики высоких энергий. Крупнейшие экспериментальные установки, такие как Большой адронный коллайдер (БАК) в ЦЕРНе (Швейцария), ТЭВАТРОН в лабоpитории Ферми (США), используют сотни квадратных метров кремниевых стриповых и пиксельных детекторов [1] и требуют от них стабильного длительного функционирования.

Традиционно кремниевые детекторы ядерных излучений представляют собой p^+-n-n^+ структуры, изготовленные на высокоомном материале и работающие при обратном напряжении в сотни вольт [2,3]. Чувствительной областью детектора является слой пространственного заряда обратно смещенного p^+-n перехода, в котором высокая напряженность электрического поля позволяет эффективно и за короткое время собирать неравновесные носители заряда, образованные частицей детектируемого излучения.

Стабильное длительное функционирование кремниевых p^+-n-n^+ детекторов обеспечивается созданием специальных конструктивных элементов, уменьшающих напряженность электрического поля на периферии детектора и предотвращающих электрический пробой в его объеме. Эту задачу выполняют делители потенциала с изолированными кольцевыми p^+-n переходами – кольцевые структуры [4,5], окружающие активную область детектора, которые плавно снижают потенциал от центральной активной части прибора в сторону периферии.

В данной работе исследовались физические принципы функционирования кольцевых структур кремниевых p^+-n-n^+ детекторов ядерных излучений. Предложенная модель базируется на вольт-амперных характеристиках межкольцевых промежутков детекторов, изготовленных на высокоомном кремнии. Физической основой модели является инжекционный принцип протекания тока через межкольцевые промежутки структуры, что становится возможным при определенном распределении электрического поля в областях пространственного заряда p^+-n-переходов чувствительного контакта и колец. Показано, что протекание инжекционного тока является универсальным принципом работы кольце-

вых структур и приводит к жесткой стабилизации потенциалов отдельных колец, в результате чего возможно осуществить требуемое деление потенциалов.

Проведено исследование распределения потенциалов по кольцевым структурам кремниевых детекторов, облученных нейтронами в диапазоне доз от 10^{10} до $5\cdot10^{15}$ экв. нейтр./см^2, что покрывает диапазон доз для БАК. Показано, что изменение профиля электрического поля в объеме детектора при увеличении дозы облучения является определяющим фактором в распределении потенциалов. Установлены механизмы функционирования кольцевой структуры: при дозах облучения менее $5\cdot10^{14}$ экв. нейтр./см^2 распределение потенциалов между кольцами осуществляется по механизму «прокола» межкольцевого промежутка. При бóльших дозах контролируется объемным током и взаимодействием с радиационными глубокоуровневыми дефектами. Предложенные механизмы функционирования кольцевых структур подтверждены экспериментально и путем моделирования.

Литература

1. http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html;
2. Групен К. Детекторы элементарных частиц, Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999;
3. G. Lutz. Semiconductor Radiation Detectors. Device Physics, Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 1999;
4. M. S. Adler, V.A. K. Temple, A. P. Ferro, R. C. Rustay. Theory and Breakdown Voltage of Planar Devices with a Single Field Limiting Ring. IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-24, pp. 107–113, 1977;
5. B. J. Baliga. Fundamentals of Power Semiconductor Devices, N.Y., Springer Science, 2008.

Аномалия в температурной зависимости магнитосопротивления 2D-электронного газа в высокоподвижном Si-MOSFET

Моргун Л. А.[1], Омельяновский О. Е.[1], Кунцевич А. Ю.[1], Пудалов В. М.[1]

[1] ФИАН

Эл. почта: morgunl@gmail.com

Поправки к проводимости Друде, обусловленные электрон-электронным взаимодействием [1], исследуются уже давно. Было показано [2], что и диффузионная $k_B T\tau/\hbar \ll 1$), и баллистическая ($k_B T\tau/\hbar \gg 1$) части поправки объясняются когерентным рассеянием электронов на фриделевских осцилляциях электронной плотности вблизи примесей. Проводимость двумерных электронных систем в параллельном магнитном поле также подвержена влиянию электрон-электронного взаимодействия [3].

Обычно считается, что квантовая поправка к проводимости 2D-электронного газа (ДЭГ) из-за электрон-электронного взаимодействия в слабом параллельном магнитном поле имеет вид $\Delta\sigma = \sigma(B,T) - \sigma(0,T) = f(F_0^\sigma)B^2/T$ в баллистическом режиме ($k_B T\tau/\hbar \gg 1$) и $\Delta\sigma = g(F_0^\sigma)B^2/T^2$ в диффузионном режиме ($k_B T\tau/\hbar \ll 1$) [3]. Здесь τ – средняя длина свободного пробега, f и g – некоторые функции, которые зависят от F_0^σ –

фермижидкостного коэффициента. Стояла задача исследовать поведение поправки к проводимости ДЭГ в Si-МОП структуре в параллельном магнитном поле в широкой области температур и электронных концентраций и сравнить результаты с теоретическими предсказаниями [2,3].

Мы провели измерения магнитосопротивления $\rho(B_{\|})$ двумерного электронного газа в Si-MOSFET в малом параллельном магнитном поле. Все образцы были выполнены в геометрии “Hall-bar” и исследовались с помощью стандартной техники синхронного детектирования на малых токах для предотвращения перегрева электронной подсистемы. Были получены данные для четырёх образцов с разными подвижностями ($\mu = 2000, 9500, 25000, 32000 cm^2/V/sec$) при температурах $T = 0.4 - 20K$. Исследования проводились в режиме низкой концентрации при $n = 0.9 - 10 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ (при критической концентрации $n_c \sim 0.8 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ для высокоподвижных образцов). При малых магнитных полях квантовая поправка к проводимости пропорциональна B^2: $\sigma(B) = \sigma(0) - a_\sigma(T,n)B^2$ (тут B – это параллельное магнитное поле, T – температура, а n – электронная концентрация). В наших измерениях зависимость $a_\sigma(T,n)$ демонстрировала излом, который не предсказывается теорией. Тот же самый эффект наблюдался на всех высокоподвижных образцах и образцах средней подвижности, и отсутствовал на образцах низкой подвижности.

Литература

1. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, Electron-Electron Interaction in Disordered Systems, edited by A. L. Efros and M. Pollak, North-Holland, Amsterdam, 1985;
2. G'abor Zala, B.,N. Narozhny, I. L. Aleiner, Interaction corrections at intermediate temperatures: Longitudinal conductivity and kinetic equation, Phys. Rev. B, 64, 214204, 2001;
3. Gabor Zala, B. N. Narozhny, I. L. Aleiner, Interaction corrections at intermediate temperatures: Magnetoresistance in a parallel field, Phys. Rev. B, 65, 020201, 2001.

Топологические инварианты и нулевые фермионные моды в топологических сверхпроводниках.

Силаев М. А.[1]

[1] ИФМ РАН

Эл. почта: msilaev@mail.ru

Изучению ферми-систем в трехмерном пространстве, обладающих щелью в спектре квазичастиц (то есть топологических сверхпроводников, сверхтекучих ферми-систем и изоляторов) уделяется в настоящее время повышенное внимание. Интерес к таким системам стимулировало открытие нескольких топологических изоляторов (см. обзор [1]). Отличительной особенностью этих соединений является бесщелевой спектр фермионных квазичастиц на поверхности объемного изолятора и на границе между различными топологическими фазами изолятора. Исторически впервые топологические изоляторы были исследованы в работе [2], а первый пример нулевых фермионных мод был приведен в работе [3]. Примером топологической сверхтекучей ферми-систем является B фаза сверхтекучего гелия 3, открытая в 1972 [4]. Топологический инвариант для 3He-B

и бесщелевые ветви спектра квазичастиц на границах между состояниями B фазы с разными топологическими зарядами рассматривались в [5].

Трехмерные ферми-системы без нулевых состояний в квазичастичном спектре могут появляться также в релятивистских квантовых теориях. В частности дираковский вакуум массивных частиц в стандартной модели обладает нетривиальной топологией. Доменные стенки, разделяющие вакуумные состояния с различными знаками массы содержат локализованные нулевые фермионные моды[6]. Нетривиальные топологические состояния могут возникать в плотной кварковой материи, где реализуется куперовское взаимодействие между свободными кварками с разным значением цвета (цветная сверхпроводимость) [7]. В зависимости от спиновой структуры куперовских пар в нерелятивистском пределе эти экзотические сверхпроводящие состояния переходят в хорошо изученные сверхтекучую B фазу 3He или обычную сверхпроводимость.

В зависимости от параметров (например, соотношения массы и сверхпроводящей щели) релятивистские сверхпроводники находятся в различных топологических состояниях (как тривиальных, так и нет), фазовая диаграмма которых подробно рассчитана в работе [8]. Также в работе[8] найдены бесщелевые спектры фермионных квазичастиц, локализованных на доменных стенках и вихрях. Показано, что во всех известных случаях отличный от нуля топологический инвариант основного состояния системы соответствует наличию нулевых фермионных мод, что является обобщением результата[9], где нулевые локализованные моды были найдены в спектре массивных дираковских фермионов. Рассмотрен частный случай теоремы об индексах, показывающий, что число нулевых мод, локализованных в центре квантованного вихря равно значению топологического инварианта основного состояния.

Общие свойства спектра квазичастиц в ферми- системах определяются топологией основного состояния (вакуума) (см. например [10]). При этом в случае трехмерных ферми-систем со щелью в спектре, на границе между областями в пространстве с различными значениями топологического инварианта существуют бесщелевые фермионные моды. Как было показано в работе [11], взаимодействие между частицами может кардинально изменить топологические свойства системы. Это связано с наличием нулей гриновских функций, определяющих дополнительный вклад в топологический инвариант наряду с полюсами [12]. В результате топологический заряд системы с взаимодействием может измениться без подавления щели в спектре и появления бесщелевой фермионной моды.

Аналогичная ситуация может иметь место в невзаимодействующей системе, примером которой является сверхтекучая B фаза 3He, на границе которой существуют бесщелевые майорановские фермионы [3]. Топологический фазовый переход в такой системе может происходить без исчезновения щели в спектре квазичастиц, за счет изменения асимптотики гамильтониана при больших значениях импульса, где гриновская функция обращается в ноль. При таком переходе бесщелевая фермионная мода на поверхности 3He-B пропадает скачком [13].

Литература

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Topological Insulators, arXiv:1002.3895;
2. B. A. Volkov, A. A. Gorbatsevich, Yu.V. Kopaev and V. V. Tugushev, Macroscopic current states in crystals, JETP, 54, 391—397 (1981);
3. B. A. Volkov and O. A. Pankratov, Two-dimensional massless electrons in an inverted contact, JETP Lett. 42, 178—181 (1985);

4. D. D. Osheroff, R. C. Richardson, and D. M. Lee, Evidence for a new phase of solid He-3, Phys. Rev. Lett. 28, 885—888 (1972);
5. M. M. Salomaa and G. E. Volovik, Cosmiclike domain walls in superfluid 3He-B: Instantons and diabolical points in (k, r) space, Phys. Rev. B, 37, 9298--9311 (1988);
6. R. Jackiw and C. Rebbi, Solitons with fermion number 1/2, Phys. Rev. D, 13, 3398--3409 (1976);
7. Y. Nishida,Is a color superconductor topological?, Phys. Rev. D, 81, 074004 (2010);
8. M. A. Silaev, G. E. Volovik, Topological superfluid 3He-B: fermion zero modes on interfaces and in the vortex core, J.Low.Temp.Phys., 161, 460,2010;
9. R. Jackiw and P. Rossi, Zero modes of the vortex-fermion system, Nucl. Phys. B, 190, 681—691 (1981);
10. A. P. Schnyder, S. Ryu, A. Furusaki and A. W. W. Ludwig, Classification of topological insulators and superconductors in three spatial dimensions, Phys. Rev. B, 78, 195125 (2008);
11. L. Fidkowski and A. Kitaev, Effects of interactions on the topological classification of free fermion systems. Phys. Rev. B 81, 134509 (2010);
12. G. E. Volovik, Quantum phase transitions from topology in momentum space, in: "Quantum Analogues: From Phase Transitions to Black Holes and Cosmology", eds. W. G. Unruh and R. Schutzhold, Springer Lecture Notes in Physics, 718, 31--73 (2007);
13. M. A. Silaev, G. E.Volovik, Evolution of edge states in topological superfluids during the quantum phase transition, Pis'ma ZhETF 95, 29-32 (2012).

Уравнение состояния в континуальной модели бинарных растворов

Шнайдер А. А.[1], Захаров А. Ю.[1]

[1]Н о в Г У

Эл. почта: schneider@mail.natm.ru

В работе получено представление классической статистической суммы бинарного раствора через функциональный интеграл. Установлена связь между свободной энергией Гельмгольца и парными межатомными потенциалами компонентов бинарных растворов в Гауссовом приближении [1].

Используя выражение для свободной энергии Гельмгольца получено уравнение состояния бинарного раствора для межатомных потенциалов взаимодействия Юкавы, при условии, что потенциалы взаимодействия между частицами различного сорта имеют одинаковые радиусы действия и отличаются только интенсивностью. В уравнении состояния удалось отделить температурную и объёмную зависимости от вклада межатомных потенциалов.

Показано, что для чистых компонентов уравнение состояния превращается в уравнение состояния однокомпонентной системы, которое в точности совпадает с результатом полученными в [2].

Рассмотрен предельный случай больших температур и низких концентраций, а также предельный случай низких температур.

Литература

1. Захаров А. Ю., Метод функционального интегрирования в континуальной модели бинарных растворов. Свободная энергия и избыточная энтропия, Вестник Новгородского государственного университета, 2012;
2. I. K. Loktionov., Thermodynamic Properties of One-Component Systems with Pair Two-Parameter Interaction Potentials, High Temperature, Vol. 49, No. 4 pp. 513–520, 2011.

АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Ускорение релятивистских частиц в окрестности сходящихся ударных волн.

Гладилин П. Е.[1,2], Быков А. М.[1,2], Осипов С. М.[1,2]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г П У

Эл. почта: peter.gladilin@gmail.com

Ударные волны (УВ) остатков сверхновых звёзд позволяют ускорять заряженные частицы до ультрарелятивистских энергий 10^{14}-10^{15} эВ. Формируемый спектр ускоренных частиц имеет, как правило, степенной вид. Процесс ускорения частиц на фронтах УВ от остатков сверхновых и звездного ветра является предметом подробного исследования астрофизиков в последние годы.

В данной работе исследуется нелинейная кинетическая модель ускорения заряженных частиц в окрестности сходящихся УВ остатка сверхновой звезды и мощного звёздного ветра от молодой массивной звезды раннего спектрального класса (или звёздного кластера). Так как частицы, движущиеся между фронтами двух ударных волн в данной системе, будут рассеиваться на магнитных неоднородностях сходящихся потоков, они будут более эффективно, (по сравнению со случаем ускорения на одиночной УВ) набирать кинетическую энергию. Такие течения могут быть уникальными ускорителями релятивистских частиц с жесткими энергетическими спектрами в области максимальных энергий.

Спектр частиц, ускоренных на двух сходящихся фронтах ударных волн будет иметь вид:

$$\frac{dN}{dp} = \frac{3\,Q_0 p_0}{(u_1+u_2)\,p} H(p-p_0) H(t-\tau_a) exp\left(\frac{-u_i\,|\,x\,|}{D_i}\right) \propto \frac{1}{p}$$

где Q_0 - скорость инжекции частиц в область ускорения,p_0 – импульс инжекции, H(x) – функция Хевисайда, u_i - скорости фронтов УВ звездного ветра и остатка сверхновой, D_i – коэффициенты диффузии. Таким образом,частицы, ускоренные в такой системе до энергий порядка 10^9-10^{14} эВ могут иметь очень жесткий спектр с показателем $\gamma \approx 1$. Полученный результат отличается от подробно изученного механизма ускорения на одиночной УВ с показателем $\gamma \approx 2$.

Нелинейные эффекты в данной системе, связанные с влиянием давления самих ускоренных частиц на процесс ускорения, были учтены с помощью итерационного метода E.Amato,P.Blasi и др. (2004-2008), который был успешно модифицирован и расширен для случая двух УВ. В рамках данного метода получены расчётные формулы для функции распределения частиц в системе двух сходящихся потоков в пределе высоких и низких энер-

гий. С учётом нелинейных эффектов для различных физических условий показатель спектра варьируется в пределах $\gamma \approx 0.8-1.4$. Также был выполнен численный расчёт пространственных профилей гидродинамических величин (скорости потока, плотности, газового давления и давления космических лучей) в системе сходящихся УВ с учётом нелинейных эффектов от ускоренных частиц;

На основе спектров ускоренных в данной системе частиц рассчитаны спектры излучения таких объектов. В рамках моделирования вычислены: спектр излучения комптоновских фотонов, рассеянных на ультрарелятивских электронах, спектр гамма-излучения от распада π^0-мезонов и спектр синхротронного (магнитотормозного) излучения электронов. Показано, что рассматриваемая система имеет в области максимальных энергий предельно жёсткие спектры по сравнению с аналогичным спектрами от одиночной УВ.

Предложенный сценарий может объяснить происхождение некоторых наблюдаемых рентгеновских источников. Источники такого рода могут достаточно часто встречаться в регионах активного звездообразования. Например, область галактического центра может содержать много таких объектов, жесткое рентгеновское излучение которых можно наблюдать на наземных черенковских телескопах.

Литература

1. Amato, E., Blasi, P., A general solution to non-linear particle acceleration at non-relativistic shock waves, MNRAS, 364, p.76-80, 2005;
2. Bykov, A.M., Gladilin, P. E. and Osipov S.M., Particle acceleration at supernova shocks in young stellar clusters, Mem.S.A.It., 82, p.800-805, 2011;
3. Malkov, M. A. and Drury, L.O'C., Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles, Rep. Prog. Phys. 64, 429-481, 2001;
4. Ptuskin, V., Zirakashvili, V.,and Seo, E., Spectrum of galactic cosmic rays accelerated in supernova remnants, ApJ, 718, 31-36, 2010.

Исследование частиц гало темной материи в поле начальных возмущений

Семенов В. А.[1,2]

[1] МФТИ

[2] ФИАН

Эл. почта: vsemenov.mipt@gmail.ru

Одной из актуальных проблем космологии является проблема каспов, заключающаяся в несоответствии профилей плотности гало темной материи наблюдаемых по кривым вращения галактик с низкой поверхностной яркостью (LSB) и гало, получаемых в результате численного моделирования. В наблюдениях гало в центре как правило имеет постоянную плотность («ядро»), в то время как в моделировании получается профиль, расходящийся при малых *r* как $\rho \propto r^{-1}$ (такое поведение профиля называется «каспом»). Одно из возможных решений этой проблемы было предложено Дорошкевичем, Лукашем и Михеевой [1]. Ими разработана энтропийная теория образования гало. В гало с каспом энтропия быстро спадает к центру. В гало с ядром энтропия частиц в центральной области выше, касп «размывается» движением частиц. Решением проблемы каспов может быть

учет в моделировании мелкомасштабных флуктуаций, которые увеличивают энтропию гало.

В данной работе проведено численное моделирование крупномасштабной структуры Вселенной в кубе со стороной 100 Мпк. В поле начальных возмущений найдены частицы, которые в последствие формируют гало темной материи. Исследовано их распределение и измерен профиль дисперсии скорости этих частиц. Также прослежена эволюция профиля энтропии гало. Результаты моделирования сравниваются с энтропийной теорией.

Литература

1. Дорошкевич А. Г., Лукаш В. Н., Михеева Е. В., К решению проблем каспов и кривых вращения в гало тёмной материи в космологической стандартной модели, УФН, 182, 3-18, 2012.

Колебания и их затухание в сверхтекучих нейтронных звездах

Кантор Е. М.[1,2], Гусаков М. Е.[1], Чугунов А. И.[1], Gualtieri L.[3]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г П У

[3] "Sapienza" Universita di Roma

Эл. почта: kantor@mail.ioffe.ru

Мы рассчитали времена затухания нерадиальных колебаний сверхтекучей нейтронной звездыв рамках общей теории относительности.Для этого мы развили метод, основанный на расщеплении сверхтекучих и нормальных колебательных мод,впервые предложенный в работе Gusakov & Kantor PRD 83, 081304(R) (2011).Нами были получены общие аналитические формулы для времен затухания за счет сдвиговой и объемной вязкости. Эти формулы описывают и нормальные, и сверхтекучие нейтронные звезды и справедливы для колебательных мод любой мультипольности.

Впервые показано, что самосогласованный расчет,учитывающий эффекты конечных температур звезды,приводит к интересному резонансному явлению. Это явление может значительно ускорить затухание нормальных колебательных мод на определенных стадиях тепловой эволюции нейтронной звезды.

Работа выполнена при поддержке Фонда некоммерческих программ «Династия», Министерства образования и науки РФ (контракт № 11.G34.31.0001 с СПбГПУ и ведущим ученым Г. Г. Павловым), РФФИ (11-02-00253-а, 12-02-31270-мол-а), ФАНИ (грант НШ-4035.2012.2), гранта президента РФ (грант МК-857.2012.2), программы президиума РАН «Поддержка молодым ученым», и CompStar, a Research Networking Programme of the European Science Foundation.

Численное моделирование столкновительной и радиационной накачки H_2O мазеров в окрестностях звезд позднего спектрального класса

Нестеренок А. В.[1,2]
[1] Ф Т И
[2] С П б Г П У
Эл. почта: alex-n10@yandex.ru

В работе рассматривается задача переноса излучения в плотных газопылевых облаках. Используются физические параметры, характерные для газопылевых облаков в окрестностях звезд позднего спектрального класса. Рассматривается модель плоскопараллельного облака, где допускается зависимость физических параметров вдоль координатной оси, перпендикулярной плоскости облака. Решение задачи переноса излучения осуществляется итерационным методом с Λ-ускорением. В расчетах учитываются вращательные уровни нижних пяти колебательных уровней молекулы H_2O. Рассчитаны значения населенностей уровней молекулы H_2O в зависимости от расстояния внутри облака. Исследуются условия возникновения инверсии населенностей между вращательными уровнями молекулы H_2O. В частности, исследуются факторы, оказывающие влияние на величину инверсии населенностей уровней в линии 22.2 ГГц. Наряду с механизмом столкновительной накачки мазера рассматривается радиационное возбуждение молекул H_2O излучением звезды.

Генерация магнитного поля в галактических молекулярных облаках

Киселев А. М.[1], Истомин Я. Н.[2]
[1] М Ф Т И
[2] Ф И А Н
Эл. почта: kiselevalexs@mail.ru

Согласно измерениям, произведенным спутником Pamela, в космических лучах наблюдается избыток позитронов с энергиями 10-100 ГэВ. Было предложено несколько теоретических моделей для его объяснения, включая вклад пульсаров и аннигиляцию темной материи. Мы рассматриваем еще один возможный механизм – ускорение частиц в гигантских галактических молекулярных облаках и образование там же вторичных космических лучей.

Молекулярные облака состоят из слабоионизованного турбулентного газа. В такой системе возникает стохастическое магнитное поле, которое ускоряет частицы. В нашей работе мы исследуем генерацию магнитного поля.

Для описания магнитного поля мы вводим его парные корреляторы. Мы решаем задачу при наличии среднего магнитного поля, в этом случае корреляторы анизотропны.

Мы используем уравнения двухкомпонентной магнитной гидродинамики, написанные для случая большого трения между нейтральной и ионизованной компонентами.

Напрямую из этих уравнений, без использования преобразования Фурье, получены точные анизотропные дифференциальные уравнения на корреляторы стохастичекого магнитного поля. В стационарном случае они сведены к системе уравнений в частных производных первого порядка.

В случае нулевого среднего поля корреляторы изотропны, и уравнения существенно упрощаются. Они были решены и была найдена корреляционная функция магнитного поля.

Для случая ненулевого среднего поля решена модельная задача, в которой корреляторы также предполагаются изотропными. В этом случае существует решение, ограниченное в нуле и спадающее на бесконечности. Для этого решения можно найти зависимость величины флуктуирующей компоненты от среднего поля. Для полей, существующих в молекулярных облаках, флуктуирующая компонента порядка средней.

Найденные корреляторы магнитного поля могут быть использованы для решения задачи диффузии и стохастического ускорения заряженных частиц в молекулярных облаках.

Особенности начальной фазы 24-го цикла солнечной активности

Откидычев П. А.[1], Скорбеж Н. Н.[1]

[1] Г А С Г А О Р А Н

Эл. почта: otkid@list.ru

Наблюдения Солнца в белом свете на ГАС ГАО РАН ведутся с 1954 года. В настоящее время наблюдения производятся на CCD с помощью телескопа MEADE (D = 15 см, f = 1 м).

Существует значительная разница между среднемесячными площадями групп солнечных пятен в северном и южном полушариях. Принимая начало 24-го цикла за январь 2009 года [1], получаем усреднённое значение среднемесячных площадей по данным ГАС: на севере 335.5 мдп, на юге 146.7 мдп (здесь и далее данные приводятся по состоянию на июнь 2012), различие составляет 2.3 раза. Коэффициент корреляции между среднемесячными площадями на севере и юге составляет всего 0.51.

Числа Вольфа на севере также превосходят числа Вольфа на юге. Среднемесячные значения чисел Вольфа по данным ГАС: на севере 30.0, на юге 16.3. Различие составляет 1.8 раза.

Асимметрия существует также в широтном распределении пятен. Средние широты пятен в южном полушарии заметно больше, чем в северном полушарии. Кроме того, в 2012 году средние широты пятен на юге практически не изменились по сравнению с 2011 годом, что противоречит закону Шпёрера [2]. Далее, согласно [3], темп изменения широты солнечных пятен должен составлять примерно 1.6 градуса в год. Это соотношение выполняется лишь для 2009-10 годов и только для северного полушария. Наименьшая широта была зарегистрирована 24.12.2011 у группы 11383: 2.3 с.ш., при этом одно из пятен группы имело 1.9 с.ш. Столь малые значения широт характерны для конца цикла.

Средняя площадь солнечных пятен за первый год с начала 24-го цикла в несколько раз меньше, чем для предыдущих циклов. Сравнение с данными NASA/Marshall показывает, что 24-й цикл сравним по активности с двумя слабейшими циклами со времени

начала наблюдений в RGO – с 12-м и 14-м. Аналогичную картину получаем, если в качестве параметра сравнения взять числа Вольфа [4].

Литература

1. http://www.swpc.noaa.gov/ftpdir/weekly/RecentIndices.txt;
2. Кононович Э. В. Общий курс астрономии / Э.В. Кононович, В.И. Мороз. – М.: Едиториал УРСС, 2004. – 544 с;
3. Li K. J. et al. Latitude Migration of Sunspot Groups / K. J. Li, H. S. Yun, X. M. Gu. – The Astronomical Journal, 122:2115–2117, October 2001;
4. http://sidc.oma.be/.

Влияние сверхтекучести нейтронов на эволюцию вращения нейтронных звёзд

Гогличидзе О. А.[1], Барсуков Д. П.[1,2], Цыган А. И.[1,2]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г П У

Эл. почта: goglichidze@gmail.com

Нейтронные звёзды — быстро вращающиеся компактные астрофизические объекты со сверхсильным магнитным полем. Они представляют большой интерес для исследователей, поскольку вещество в них находится в экстремальных условиях, недостижимых в земных лабораториях.

Подавляющее большинство наблюдательных проявлений нейтронных звёзд так или иначе связано с магнитным полем, которое, по всей видимости, должно быть вморожено в их кору. Таким образом, когда говорят об эволюции вращения нейтронных звёзд, строго говоря, речь идёт об эволюции вращения коры. При этом требуется учитывать воздействие на кору как магнитосферы, так и глубоких слоёв нейтронной звезды.

Общепринятой считается точка зрения, согласно которой часть нейтронов в ядре нейтронной звезды находится в сверхтекучем состоянии, а часть протонов – в сверхпроводящем состоянии. В данной работе исследуется влияние сверхтекучести нейтронов на эволюцию вращения нейтронных звёзд. Нейтронная звезда рассматривается как двухкомпонентная система, состоящая из заряженной компоненты (включающей в себя протоны и электроны ядра, жёстко связанную с ними кору звезды, а также нормальные нейтроны) и сверхтекучей нейтронной компоненты. Сама по себе сверхтекучая компонента не испытывает трения, поэтому взаимодействие между компонентами осуществляется только через вихри Фейнмана-Онзагера. Предполагается, что [на временах, характерных для данной задачи] заряженная компонента вращается твердотельно (её поле скоростей имеет вид $\vec{v}_c = [\vec{\Omega} \times \vec{r}]$). Для вычисления поля скоростей сверхтекучей компоненты решаются линеаризованные гидродинамические уравнения.

Показано, что даже в стационарном случае (когда на нейтронную звезду не действует вненшний момент сил) поле скоростей сверхтекучей компоненты не будет совпадать с $[\vec{\Omega} \times \vec{r}]$. Градиент плотности в нейтронной звезде приводит к тому, что на вихревые нити действует сила, расталкивающая их в направлении от центра звезды, что создаёт диффе-

ренциальное вращение сверхтекучей жидкости. При этом, все вихревые нити вращаются с угловой скоростью $\vec{\Omega}$, и трение, как и полагается, в стационарной ситуации отсутствует.

В рамках сделанных предположений вычислено поле скоростей сверхтекучей нейтроной жидкости в тормозящейся внешним моментом сил нейтронной звезде. Получены уравнения, описывающие торможение звезды и эволюцию угла наклона (угла между магнитным моментом и осью вращения). Анализ полученных уравнений показывает, что наличие сверхтекучести в ядре приводит, во-первых, к ускорению эволюции угла, во-вторых, к тому, что все нейтронные звезды эволюционируют к ортогональному состоянию. Слишком быстрая эволюция к ортогональному состоянию, по всей видимости, противоречит наблюдательным данным. Таким образом, полученные результаты возможно могут позволить сделать некоторые ограничения на параметры теорий нуклонной сверхтекучести.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (договор 11.G34.31.0001 с СПбГПУ и ведущим ученым Г. Г. Павловым), Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 10-02-00327), а также программой "Ведущие научные школы РФ" (грант НШ-4035.2012.2).

О природе крупномасштабной фотометрической активности звезды типа Т Тельца V1184 Tau

Барсунова О. Ю.[1], Гринин В. П.[1], Архаров А. А.[1], Сергеев С. Г.[2]

[1] ГАО

[2] КрАО

Эл. почта: monoceros@mail.ru

Звезда V1184 Tau является одной из самых необычных молодых переменных звезд типа Т Тельца. На основании ранних фотометрических наблюдений ее отнесли к фуорам, вспышки которых объясняются усилением темпа аккреции на молодую звезду. Однако в 2004 году блеск звезды внезапно упал примерно в сто раз. Последующие наблюдения показали, что это событие было вызвано резким увеличением околозвездной экстинкции. На основании этого V1184 Tau отнесли к семейству молодых переменных звезд типа UX Ori, фотометрическая активность которых обусловлена сильными изменениями околозвездной экстинкции. Несколько лет назад мы показали, что падение блеска звезды в 2008 г. было вызвано резким усилением темпа аккреции околозвездного вещества, которое и привело к сильному увеличению околозвездной экстинкции. В данной статье кратко суммированы фотометрические свойства V1184 Tau. Результаты последнего наблюдательного сезона свидетельствуют о том, что блеск звезды постепенно увеличивается, приближаясь к состоянию, наблюдавшемуся до фотометрической катастрофы 2008 г.

Новый класс колебательных g-мод и конвективная неустойчивость в нейтронных звездах

Кантор Е. М.[1,2], Гусаков М. Е.[1]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г П У

Эл. почта: kantor@mail.ioffe.ru

В литературе считается общепринятым, что в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд гравитационные моды (g-моды) существовать не могут. Мы показали, что это имеет место только в пределе нулевых температур. Учет ненулевой звездной температуры приводит к тому, что g-моды могут существовать в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд. Мы оценили частоты этих мод и показали, что при определенных условиях они могут быть неустойчивы. Это означает, что во внутренних слоях нейтронных звезд могут формироваться конвективные зоны. Мы получили критерий развития конвективной неустойчивости и проанализировали возможные физические следствия.

Работа была поддержана Министерством образования и науки РФ (контракт No. 11.G34.31.0001 с СПбГПУ и ведущим ученым Г. Г. Павловым), РФФИ (11-02-00253-а, 12-02-31270-мол-а), ФАНИ (грант НШ-4035.2012.2) и Президентским грантом (грант МК-857.2012.2).

Реголит на поверхностях галилеевых спутников и его вклад в кривые блеска

Клянчин А. И.[1], Прокофьева-Михайловская В. В.[2], Сергеева Е. А.[2]

[1]ГАО НАНУ

[2]КрАО

Эл. почта: klyanchin@ukr.net

Четыре галилеевых спутника Юпитера являются синхронными. Атмосфера на них очень разреженная и их можно считать телами безатмосферными. Они изучались как с космических аппаратов, так и с Земли обычными астрономическими средствами. Спутники с Земли видны как точки. Деталей на поверхности спутников Юпитера не видно. Наблюдения с борта космических аппаратов обычно проводятся при больших фазовых углах Солнца. Наблюдения с Земли ведутся при фазовых углах Солнца от 1 до 12 гр. Опубликованные в Интернете карты спутников построены по наблюдениям, проведенным с космических аппаратов. Использование этих карт при обработке взаимных явлений спутников дает большие ошибки. Это может объясняться наличием ярких пятен на поверхностях затмеваемых спутников, что приводит к другому распределению яркости по диску спутника. Мы предположили, что такие пятна на поверхности галилеевых спутников существуют и они, возможно, связаны с обратным когерентным рассеянием на реголите различной структуры.

Реголит представляет научный интерес для планетологов и астрономов. Реголит — это очень рыхлая порода, размер частиц которой лежит в пределах от нескольких десят-

ков мкм до 1 мм. На Ганимеде и Каллисто обнаружен реголит, который образуется в результате бомбардировки спутника метеоритами и микрометеоритами. Известно, что Каллисто – это самый кратерированный спутник в Солнечной системе. На спутниках Ио и Европа может присутствовать реголит другой природы. Реголит обладает свойствами обратного когерентного рассеяния и может усиливать блеск отдельных деталей на поверхности спутника до двух раз. Такое явление происходит на реголите, покрывающем безатмосферные тела Солнечной системы.

Обратное когерентное рассеяние представляет интерес для физиков и астрофизиков. Физики начали его исследование всего около лет назад. Его законы были изучены в физических лабораториях практически всего мира. До этого астрономы подозревали, что оно есть, но физического объяснения еще не было.

Обратное когерентное усиление рассеяния проявляется в оппозиционном эффекте. Он был впервые обнаружен Зеелигером еще в 1887 г. у системы колец Сатурна. Основным механизмом формирования оппозиционного эффекта сейчас принято считать явление обратного когерентного рассеяния.

Наличие обратного когерентного рассеяния Солнечного света при малых фазовых углах солнца позволяет объяснить отличие данных космических наблюдений и наземных фотометрических измерений яркости галилеевых спутников Юпитера. Наблюдения, полученные с Земли, хорошо согласуются. Поэтому мы рекомендуем при обработке наблюдений взаимных явлений спутников использовать наземные наблюдения, сделанные при тех же фазовых углах Солнца, что и взаимные явления.

Были использованы результаты фотометрических наблюдений галилеевых спутников, опубликованные в [1,2].

Литература

1. Прокофьева-Михайловская В. В., Абраменко А. Н., Байда Г. В., Закревский А. В., Карачкина Л. Г., Сергеева Е. А., Жужулина Е. А. О причине расхождения кривых блеска Ганимеда и Каллисто, полученных с Земли в полосе V и космическими аппаратами // Известие Крымской астрофизической обсерватории, 2010, Том 106, №1, с. 100-117;
2. Абраменко А. Н., Байда Г. В., Закревский А. В., Карачкина Л. Г., Прокофьева-Михайловская В. В., Сергеева Е. А. Фотометрия Ио и Европы в НИИ «КрАО» и причины различий результатов наземных и космических наблюдений // Известие Крымской астрофизической обсерватории, 2011, Том 107, №1, с.165-177.

Об определении энергетических спектров высокоскоростных электронов солнечных вспышек на основе данных их тормозного излучения

Моторина Г. Г.[1]

[1] Г А О

Эл. почта: g.motorina@yandex.ru

Во время солнечных вспышек происходит генерация жесткого рентгеновского излучения высокоэнергичными электронами. Это излучение несет информацию об энергети-

ческом распределении быстрых электронов. Для детального изучения механизмов ускорения электронов во время солнечных вспышек необходимо решить задачу о восстановлении энергетических спектров высокоскоростных электронов. Для этих целей можно использовать данные по жесткому рентгеновскому излучению, которое генерируется данными электронами. В докладе рассматриваются различные методы реконструкции (методы регуляризации Тихонова, Денисова и др.) модельных спектров на основе решения интегральных уравнений. Проведены модельные расчеты для разнообразных видов спектров, а также сравнение рассматриваемых методов и их точность. Показано, что, несмотря на особенности данных методов, возможно определение энергетических спектров быстрых электронов.

Карта спектрального индекса Крабовидной туманности в оптическом диапозоне

Долиндо Н. И.[1], Шибанов Ю. А.[2,1]
[1] С П б Г П У
[2] Ф Т И
Эл. почта: n.dolindo@gmail.com

В настоящее время известно всего несколько пульсарных туманностей, излучение которых детектируется как в оптическом, так и в ближнем (среднем) инфракрасном диапазонах: Крабовидная туманность, J0205+6449, пульсарная туманность J1124-5916, а также пульсарная туманность B0540-69.3 (Zyuzin et al. 2009)[4]. Наиболее известная из них — Крабовидная туманность (NGC 1952, Taurus A). Спектральные исследования этих туманностей находятся на начальной стадии. В работе построена детальная карта спектральных индексов Крабовидной туманности по трем фильтрам: F300W, F547M, F814W. Были использованы наблюдательные данные, полученные с помощью космического телескопа Хаббла. Полученные результаты сравниваются с более ранними результатами для оптического и инфракрасного диапазонов Veron-Cetty & Woltjer (1993) [1] и Temim et al. (2012)[2] с существенно более грубым пространственным разрешением. Также результаты сравниваются с картой спектрального индекса в оптике для пульсарной туманности B0540-69.3, которую часто называют близнецом Крабовидной туманности. Кроме того, в тех же трех фильтрах проведена фотометрия яркого узла, находящегося на расстоянии 0''6 от пульсара, и построен его спектр. Результаты сравниваются с результатами Sollerman (2003) [3]

Работа частично поддержана договором 11.G34.31.0001 с Минобрнауки РФ.

Литература

1. M. P. Veron-Cetty, L. Woltjer, Spectrophotometry o the continuum in the Crab nebula, Astronomy and Astrophysics, vol. 270, no. 1-2, p. 370-378, 1993;
2. T. Temim, G. Sonneborn, E. Dwek, R. G. Arendt, R. D. Gehrz, P. Slane, T. L. Roellig, Properties and spatial distribution of dust emission in the Crab nebula, The Astrophysical Journal, Volume 753, Issue 1, article id. 72, 2012;
3. J. Sollerman, The Crab pulsar and its red knot in the near-infrared, Astronomy and Astrophysics, v.406, p.639-644, 2003;

4. D. A. Zyuzin, A. A. Danilenko, S. V. Zharikov, Yu. Shibanov, Astron. Astrophys., 508, 855-858, 2009.

Метод прямого моделирования для многокомпонентной плазмы

Карпов С. А.[1], Бобылев А. В.[1,2], Потапенко И. Ф.[1,2]

[1]ИПМ РАН

[2]Университет Карлстад, Швеция

Эл. почта: karpov.st@yandex.ru

Необходимость и важность моделирования динамики частицс кулоновским потенциалом взаимодействия связана, впервую очередь, с многочисленными приложениями в различных областях лабораторной и космической физикиплазмы. Гидродинамический подход для описания многих явлений зачастую недостаточен и необходимым становится рассмотрение динамики процесса на кинетическом уровне.

Кинетические уравнения, описывают динамику систем,состоящих из большого числа слабо, в некотором смысле, взаимодействующих частиц. Типичными примерами являются газы и плазма. Наиболее известное кинетическое уравнение – нелинейное уравнение Больцмана и его линейная версия, уравнение переноса.

Столкновительный оператор для заряженных частиц был впервые получен Ландау как аппроксимация интеграла столкновений Больцмана в предположении, что средняя энергия кулоновского взаимодействия мала по сравнению со средней кинетической энергией. Через 20 лет этот оператор был вновь выведен в форме нелинейного уравнения Фоккера-Планка. По ряду причин именно эта форма уравнения (ФП) стала очень популярной в численном моделировании задач управляемого термоядерного синтеза, начиная с 70х годов. Модифицированный интеграл столкновений типа Ландау может быть использован как модель уравнения Больцмана для произвольных потенциалов взаимодействия. Сложность уравнения Ландау-Фоккера-Планка, особенно в пространственно неоднородном случае (уравнение Власова), делает невозможным эффективное использование аналитических методов для его решения. Если использовать стандартные методы расщепления для решения пространственно неоднородного кинетического уравнения, тогда шаг, описывающий столкновения, сводится к решению эволюционного пространственно однородного уравнения ЛФП на каком-то временном интервале. В этой работе рассматривается именно этот пространственно-однородный случай в трехмерном пространстве скоростей.

Целью данной работы является представление численных результатов по моделированию методом Монте-Карло релаксации начального распределения для двух сортов частиц с различными массами, взаимодействующих с кулоновским потенциалом во внешнем электрическом поле.

Впервые предъявлен простой алгоритм для решения оператора кулоновских столкновений методом МК в случае многокомпонентной плазмы. Показано, что алгоритм аппроксимирует уравнение ЛФП.

Результаты сравниваются с вычислениями, полученными по полностью консервативным схемам и иллюстрируются графическим материалом.

Очевидно, что рассмотренный метод МК для описания кулоновских столкновений может быть естественным образом объединен с методом частиц для пространственно неоднородной плазмы.

Астрофизика, космология и фундаментальная физика при помощи наземных детекторов гравитационных волн

Мандель И.[1]

[1]University of Birmingham, United Kingdom

Эл. почта: ilyamandel@chgk.info

Мы находимся на грани революции в исследовании сильных гравитационных полей и самых компактных звезд: чёрных дыр и нейтронных звезд. Гравитационные волны предоставят нам уникальные возможности для изучения астрофизики и общей теории относительности (ОТО). Гравитационное излучение были предсказаны Эйнштейном еще в 1916 году. Косвенные доказательства существования гравитационных волн включают двойной пульсар Халса-Тэйлора, чей орбитальный период сокращается в точном соответствии с предсказаниями ОТО.

В течение ближайших пяти лет детекторы гравитационных волн LIGO и Virgo, построенные на основе лазерных интерферометров, позволят нам сделать первые прямые измерения гравитационных волн, излучаемых во время слияния двойных систем, состоящих из нейтронных звезд и/или чёрных дыр. Такие измерения буквально откроют новое окно во Вселенную и позволят нам исследовать явления, недоступные в электромагнитном спектре. В этом докладе я расскажу о методике прогноза частоты слияния двойных систем, состоящих из компактных звёзд, и о трудностях связанных с выявлением их гравитационных сигналов в шумном потоке данных. Я подчеркну связь между традиционной астрофизикой и астрономией гравитационных волн, включая текущую работу в этом направлении. Наконец, я отмечу несколько новых исследований в области использования гравитационных волн для измерения космологических параметров и для проверки общей теории относительности.

Прецизионные расчёты спектроскопических свойств молекулы диуглерода для астрофизических исследований

Невский Д. А.[1], Тулуб А. В.[1], Скрипников Л. В.[1,2], Титов А. В.[2]

[1]СПбГУ

[2]ПИЯФ

Эл. почта: nevsky14@mail.ru

Спектр молекулы диуглерода уже давно стал объектом многих экспериментальных и теоретических исследований. Молекула C_2 является хорошо известным компонентом межзвездной пыли, продуктом горения углеводородов, реакций с участием графита в дуговом разряде [1-3]. Излучения некоторых комет в видимой области в основном состоит из полос, соответствующих электронным переходам в молекуле C_2 [4, 5]. Известные в астрофизике полосы Свона (Swan bands) [6] являются характеристическими в спектрах

углеродных звезд и голубого углеводородного пламени [7]. Возникновение этих полос связано с триплет-триплетными переходами в молекуле C_2, при этом самым низколежащим триплетным состоянием является $^3\Pi_u$, которое долгое время считалось основным электронным состоянием. В работе [8] были проведены теоретические исследования разрешенных по спину переходов в молекуле диуглерода. В настоящий момент астро и фотофизика ожидает детальных расчетов электронных состояний $^3\Pi_u$, $^3\Sigma_u^+$, $^1\Sigma_g^+$ и вероятностей синглет-триплетных переходов между ними, запрещенных по мультиплетности в нерелятивистском приближении.

Методом связанных кластеров были вычислены энергии переходов между электронными состояниями $^1\Sigma_g^+$ и $^3\Pi_u$. С использованием прямой релятивистской теории возмущений были учтены скалярно-релятивистские поправки, однако их суммарная величина составляет 50 см$^{-1}$ и существенного вклада в энергию перехода не дает.

На основании выполненных расчетов найдено, что основным электронным состоянием молекулы C_2 является терм $^1\Sigma_g^+$. Необходимо отметить, что даже для качественно правильного вычисления энергии перехода $^1\Sigma_g^+$ — $^3\Pi_u$ требуется учет трехкратных кластерных амплитуд в методе связанных кластеров. Оценка энергии перехода между состояниями $^1\Sigma_g^+$ и $^3\Sigma_u^+$ составляет 10000 см$^{-1}$. Для рассматриваемых состояний построены кривые потенциальной энергии, на основании которых вычислены различные спектроскопические постоянные.

Работа поддержана грантом РФФИ 10-03-00727-а

Литература

1. W. Huggins, Astron. Nachr., 71, 382, 1868;
2. V. G. Klochkova, R. Szczerba,V. E. Panchuk, Astron. Lett., 26, 88, 2000;
3. D. Crampton, A. P. Cowley, R. M. Humphreys, Astrophys. J., 198, L135, 1975;
4. R. D. McClure, J. of the Royal Astronomical Society of Canada, 79, 277, 1985;
5. P. S. Skell, J. H. Plonka, J. of the American Chemical Society, 92, 5620–5624, 1970;
6. W. Swan, Transactions of the Royal Society of Edinburgh, 21, 411–430, 1857;
7. W. W. H. Wollaston, Philos. Trans. R. Soc. London, 11, 365, 1802;
8. D. L. Kokkin, G. B. Bacskay, T. W. Schmidt, J. Chem. Phys., 126, 214303, 2007.

Динамика пучка ускоренных электронов и диагностика вспышечной плазмы по результатам анализа жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированного спектрометром BATSE

Ватагин П. В.[1], Чариков Ю. Е.[2], Кудрявцев И. В.[2,1]

[1] Г А О

[2] Ф Т И

Эл. почта: pavelvat@gmail.com

Проведен анализ временной структуры жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) солнечных вспышек, зарегистрированных в период 1991-2000гг спектрометром BATSE, установленном на спутнике CGRO. На основе анализа ряда вспышек выявлены различные

временные структуры ЖРИ, представляющие собой как одиночные импульсы секундной длительности, так и структуры с многочисленными импульсами миллисекундной длительности, суперпозирующие друг с другом. Интерпретация подобных структур проводится на основе кинетической модели эволюции пучка ускоренных электронов с учетом ленгмюровской турбулентности в плазме вспышечной области при задании концентрации и температуры. Для конкретных вспышек, зарегистрированных BATSE, моделируется структура ЖРИ для заданного источника электронов. Показано, что в случае сверхтонкой временной структуры ЖРИ пучок электронов должен иметь подобный временной профиль, причем тормозное излучение должно генерироваться в плазме высокой концентрации – 10^{13} см$^{-3}$. Температура при этом является менее критичным параметром и может меняться от 10^6 до 10^7 К. Временная зависимость плотности энергии ленгмюровской турбулентности соответствует временному профилю пучка электронов. Рассчитывается радиоизлучение от слияния ленгмюровских волн для данных вспышек.

Поступательно-вращательное движение звезд в тесных двойных системах

Медведева А. А.[1]

[1] М Г У

Эл. почта: mizar-alcora@rambler.ru

Рассмотрена задача о движении звезды в тесной двойной системе с консервативным обменом масс. В отличии от известной модели Пачинского-Хуанга, использована новая модель, определяющая движение тесных двойных систем в случае эллиптической орбиты. В эллиптическом движении звезды учитываются реактивные силы и сила притяжения звезд перетекающей струей. Проведенные вычисления эллиптических орбит тесных двойных звезд показывают, что влияние реактивной силы на эволюцию орбиты звезд может быть различным. Определены изменения большой полуоси и эксцентриситета орбиты второй звезды. Полученные результаты можно уточнять, вводя другие возмущающие факторы и делая новые предположения, опираясь на наблюдения.

Литература

1. A. Kruszevski, Adv. Astron. and Astrophys. 4, 233 (1966);
2. J. Hadjidemetriou, Astrophys. and Space Sci. 3, 330 (1969);
3. Л.Г. Лукьянов, С.А. Гасанов, Астрн. журн. 88, 797 (2011).

Расчет спектроскопических свойств двухатомных молекул для экспериментов по поиску электрического дипольного момента электрона

Скрипников Л. В.[1,2], Петров А. Н.[1,2], Титов А. В.[1,2]

[1] П И Я Ф

[2] С П б Г У

Эл. почта: leonidos239@gmail.com

Эксперименты по поиску электрического дипольного момента электрона (eЭДМ) являются одним из наиболее перспективных способов тестирования Стандартной Модели и её расширений. Ддя измерения величины eЭДМ необходимы очень сильные электрические поля, которые (как было предложено ещё в 70х годах) могут быть достигнуты внутри молекул и твёрдых тел, содержащих тяжёлые атомы. Всестороннее теоретическое исследование таких систем является необходимым компонентом подобных экспериментов. Так, для интерпретации экспериментальных данных в терминах eЭДМ необходимо знать величину эффективного электрического поля, действующего на неспаренные электроны рассматриваемой системы, которая может быть найдена только из теоретических расчетов. Важным этапом является и прогнозирование спектроскопических свойств рассматриваемых систем – схемы энергетических уровней, вероятности переходов и другие свойства. В настоящей работе были исследованы спектроскопические свойства одной из наиболее перспективных на сегодняшний день системы – катиона HfF+, на котором в настоящее время группой Э. Корнелла проводится экспериментальные спектроскопические исследования, нацеленные на поиск eЭДМ. Были рассчитаны потенциальные кривые 23 электронных термов, определены колебательные частоты и вероятности переходов. Сочетание и хорошее согласие наших теоретических данных с данными полученными экспериментаторами позволило быстро идентифицировать часть экспериментального спектра HfF+.

Работа поддержана грантом РФФИ 10-03-00727-а. ЛС благодарит за поддержку фонд Дмитрия Зимина "Династия".

Расчет P, T-нечетного взаимодействия в молекуле RaO

Кудашов А. Д.[1], Петров А. Н.[2,1], Скрипников Л. В.[2,1], Мосягин Н. С.[2]

[1] С П б Г У

[2] П И Я Ф

Эл. почта: kudashov.a.d@gmail.com

Уже несколько десятилетий ведется поиск «новой физики» за пределами Стандартной модели электрослабых взаимодействий (см. [1]). Одно из направлений исследований в данной области – изучение P, T-нечетных взаимодействий, индуцирующих электрические дипольные моменты (ЭДМ) атомов. Атомные ЭДМ могут индуцироваться, например, Шиффовским моментом ядра. Измерение P,T-нечетного взаимодействия, стоящего за атомными ЭДМ, может оказать сильнейшее влияние на развитие расширений Стандартной модели.

Для получения измеримых P,T-нечетных эффектов необходимы сильные электрические поля, которые могут быть достигнуты внутри молекул и твердых тел, содержащих тяжелые атомы. Однако, во всех подобных экспериментах может быть измерена только энергия взаимодействия ЭДМ с внутренним эффективным электрическом полем, но не сам ЭДМ. Ввиду сложности экспериментов и малости измеряемых величин, необходимо

выбрать систему наиболее чувствительную к эксперименту, то есть, в нашем случае, систему с наибольшим ЭДМ.

В настоящей работе нами применены методы, разработанные в том числе нашей группой, которые позволяют максимально точно учесть релятивистские эффекты, а также эффекты электронной корреляции. Рассчитана величина P,T-нечетного параметра X для молекулы RaO, определяющего чувствительность данной системы к эксперименту. Сделан вывод о том, что эксперименты с RaO могут быть до 200-от раз более чувствительными к ядерным P,T-нечетным взаимодействиям, чем аналогичные эксперименты с TlF (см [2], [3]).

Работа поддержана грантом РФФИ 10-03-00727-а. Скрипников Л. В. благодарит за поддержку фонд Дмитрия Зимина "Династия".

Литература

1. J. S. M. Ginges, V. V. Flambaum, Phys. Rep. 397, 63 (2004);
2. A. N. Petrov, N. S. Mosyagin, T. A. Isaev, A. V. Titov, V. F. Ezhov, E. Eliav, U. Kaldor, Phys. Rev. Lett. 88, 073001, (2002);
3. V. V. Flambaum, Phys. Rev. A 77, 024501, (2008) .

Влияние гетерогенности натриевых каналов на спайковую активность нейрона

Смирнова Е. Ю.[1], Чижов А. В.[1], Ким К. Х.[2], Зайцев А. В.[2]

[1]ФТИ

[2]ИЭФБ РАН

Эл. почта: elena.smirnova@mail.ioffe.ru

В работе была изучена зависимость частоты потенциалов действия пирамидных нейронов префронтальной коры и медиальной преоптической области гипоталамуса крысы от силы деполяризующего тока и мембранной проводимости, используя метод динамического клампа. Показано [1], что область спайковой активности нейрона на плоскости тока и проводимости имеет форму «языка», специфичную для разных типов нейронов [2]. Также была разработана математическая модель, которая описывала спайковую активность пирамидного нейрона при разных значениях силы тока и проводимости. В отличие от предложенных ранее моделей, данная модель включала два типа натриевых каналов, различающихся порогами активации и инактивации. Экспериментальные свидетельства гетерогенности натриевых каналов были найдены ранее в литературе [3]. Включение двух типов натриевых каналов в модель позволило существенно улучшить ее возможности описания экспериментальных данных. Сравнение моделей с одним и двумя типами натриевых каналов проясняет, что гетерогенность натриевых каналов увеличивает область стационарной генерации спайков нейрона.

Литература

1. Покровский А. Н., Биофизика, Т.23, Вып.4, С.649-653,1978;
2. Смирнова Е. Ю., Чижов А. В., Шрам А., Грэм Л.Дж., Нейроинформатика, Ч.1, С.145-149, 2008;
3. Hu W., Tian C., Li T., Shu Y., Nature Neurosci., Vol.12, N.8, P.996-1004, 2009.

Модифицированный фотон-корреляционный спектрометр для анализа биохимических реакции

Перевозник Д. С.[1]

[1]СПбГПУ

Эл. почта: piralta17@gmail.com

Разработка и развитие новых измерительных методик и измерительных средств в том числе базирующихся на принципах статистической оптики: лазерной корреляцион-

ной спектроскопии, лазерной оптики спеклов и спекл-интерферометрии, спектроскопии оптического смешения и корреляции фотонов могут существенно расширить диагностические и исследовательские возможности современной биомедицины и биофизики.

Значительной научный и практический интерес представляет исследование динамики биохимических реакций, в частности, происходящих в иммунном комплексе организма человека. Среди них одной из нерещенных методами традиционной биохимии является проблема выявления динамики разрушения чужеродных белков комплексом белков плазмы крови – комплементом. Этот процесс протекает достаточно быстро, меньше 30 секунд, поэтому анализ трансформации белковых структур, участвующих в реакции, перспективно исследовать методами когерентного светорассеяния.

На молекулярном уровне реакция на чужеродный объект сводится к определенной последовательности (вернее – двум её вариантам) взаимодействий компонентов комплемента с частичным разрушением некоторых из них, а также объединением, ведущим к образованию межмолекулярных белок-белковых комплексов, из части которых постепенно формируется мембраноатакующий комплекс. Этот комплекс формируется на мембране чужеродных клеток и быстро создает в ней сквозное отверстие, через которое содержимое клетки «вытекает» наружу (чужеродная – враждебная – клетка погибает). Если чужеродная клетка – эритроцит, то ее разрушение – лизис определяют как «гемолиз»; он сопровождается выходом гемоглобина в среду, а оставшиеся от эритроцитов оболочки (тени эритроцитов) свет не поглощают. По светопоглощению в видимом диапазоне можно регистрировать только динамику гемолиза. Однако регистрировать эриптолиз ранняя стадия гемолиза– актуальная задача, решение которой было бы заметным успехом. Так же как и задача регистрации предшествующей лизису динамики формирования белок-белковых комплексов (т. е. объединения очень крупных как правило молекул белка в еще более крупные надмолекулярные агломераты). Тем более что на этом многостадийном пути активации комплемента некоторые стадии могут лимитировать весь процесс в целом, т. е. являются пороговыми (лишь накопившись в достаточном количестве, комплексы такой стадии способны проактивировать следующую стадию, т.е., пропустить далее лавинообразный по своей природе процесс активации комплемента). В противном случае (допороговый режим активации), могут быть существуют «побочные» эффекты, – такие как кровоточивость, т.н. анафилактический шок и пр.

Таким образом, выявление и идентификация процессов эриптолиза является проблемой требующей решения.

В результате сформулирована цель работы – разработка методики исследования динамики лизиса чужеродных клеток белками плазмы крови методами рассеяния когерентного света.

При прохождении когерентным светом неоднородной среды, образуется спекл-поле, содержащее информацию об оптико-физических параметрах рассеивателей и их динамике. При изменении пространственного положения рассеивателей вид спекл-поля меняется, поэтому в точке наблюдения будет регистрироваться динамика интенсивности спекл-поля.

Один из способов получения информации из такого сигнала это метод построения авто-корреляционной функции. В зависимости от поведения автокорреляционной функции можно судить о скорости и концентрации частиц в веществе.

В зависимости от поведения автокорреляционной функции можно судить о скорости и концентрации частиц в веществе.

В работе были выполнены предварительные исследования динамики лизиса эритроцитов крови кролика белками плазмы крови человека. Объектами исследования служили суспензии эритроцитов в плазме с добавлением ряда ингибиторов.

Из полученных зависимостей было видно, что время корреляции, определяемое по уровню 0,4 (1/e) нормированной интенсивности функции автокорреляции, отражает динамику рассеивающих объектов.

Моделирование структуры антимикробного пептида методом молекулярной динамики для рационального изменения последовательности с целью улучшения антибактериального действия

Родина Н. П.[1], Елисеев И. Е.[1]

[1] СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: natalia240994@gmail.com

Существующие антибиотики становятся менее эффективными вследствие появления устойчивых штаммов бактерий. В связи с этим требуется разработка новых антимикробных препаратов. Перспективным классом веществ для этой цели являются антимикробные пептиды, выделяемые многоклеточными организмами для борьбы с бактериями[1]. Основной задачей в создании технологии получения новых синтетических антимикробных пептидов с высокой антимикробной активностью и низкой токсичностью является разработка методов дизайна аминокислотных последовательностей с заданными структурно-функциональными характеристиками. На данный момент существуют несколько методов дизайна аминокислотных последовательностей: метод точечных аминокислотных замен в известном природном пептиде и метод лингвистического анализа последовательностей известных пептидов[2].

Несмотря на применимость данных методов к дизайну пептидов, они не позволяют провести структурно-функциональный анализ, необходимый для рационального дизайна нового антимикробного пептида[3].

В данной работе метод лингвистического анализа дополнен применением методов молекулярного моделирования для установления структуры синтетического антимикробного пептида, полученного методов “паттернов” (Loose et al. [2]). Метод молекулярной динамики (МД) – метод, в котором временная эволюция системы взаимодействующих атомов и части, получается интегрированием уравнений их движения. Для проведения расчетов создана линейная конформация по известной последовательности аминокислот в программе Gromacs 4.5.4 и проведено дальнейшее моделирование сворачивания пептида в воде при нормальных условиях. В результате получена пространственная структура данного пептида. Проведен анализ динамики фолдинга, стабильности структуры и содержания вторичной структуры. По полученной третичной структуре посчитано распределение гидрофильных и гидрофобных свойств по молекулярной поверхности. Опираясь на общие знания о механизме взаимодействия антимикробных пептидов с внешней

оболочной грам-отрицательной бактерии и на полученную пространственную структуру, рассмотрен механизм взаимодействия данного пептида с мембраной. В итоге предложен вариант модификации аминокислотной последовательности для улучшения взаимодействия с мембраной бактерии.

Исследуемый синтетический антимикробный пептид был синтезирован для проверки полученной пространственной структуры и для изучения его антибактериальных свойств. Предложенную в результате модификации последовательность планируется исследователь методом симулированного отжига на предмет ее пространственной структуры и взаимодействия с мембраной.

Литература

1. C.D.Fjell, J.A.Hiss, R.E.W.Hancock, G.Schneider. Designing antimicrobal peptides: form follows function, Nature Reviews, 11, 37-51, 2012;
2. C.Loose, K.Jensen, I.Rigoutsos & G.Stephanopoulos. A linguistic model for the rational design of antimicrobial peptides, Nature Letters, 443, 867-869, 2006;
3. J-P.S.Powers, R.E.W.Hancock, The relationship between peptide structure and antibacterial activity, Peptides, 24, 1681-1691, 2003.

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ И ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Распространение упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик

Фирсова Т. О.[1]

[1]НовГУ

Эл. почта: firsovavtati@mail.ru

Структуры на основе ферритов и пьезоэлектриков интересны тем, что в них в результате механического взаимодействия магнитострикционной и пьезоэлектрических компонент возможны эффекты, которые по отдельности отсутствуют как в ферритовой, так и в пьезоэлектрической компонентах. Одним из таких эффектов является магнитоэлектрический (МЭ) эффект, который заключается в возникновении поляризации под действием магнитного поля (прямой МЭ-эффект) и, наоборот, в возникновении намагниченности под действием электрического поля (инверсный или обратный МЭ эффект). Распространение упругих волн в однородной среде значительно отличается от распространения в двухслойной среде. Ранее в работе [1] предпринимались попытки рассмотреть МЭ эффект в таких структурах, но при этом делалось предположение, что амплитуда колебаний не изменялась в направлении, перпендикулярной границе раздела. При более детальном рассмотрении метод, использованный в [1], сводится к методу эффективных параметров, который был первоначально использован при описании частотной зависимости МЭ эффекта в работах [2,3]. Недавно, в работе [4] получено дисперсионное соотношение для структуры, представляющей собой тонкую пленку, выращенную на полубесконечной подложке. В данной работе рассмотрено распространение упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик с учетом того, что амплитуда волны изменяется по толщине образца и получено дисперсионное соотношение для волн акустического диапазона. На основании предельного перехода показано, что в случае, когда один из слоев значительно тоньше другого дисперсионное соотношение переходит в дисперсионное соотношение для феррита или пьезоэлектрика соответственно. В качестве модели рассматривается структура, состоящая из механически взаимодействующих на границе пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз. Начало системы координат совпадает с границей раздела слоев, а ось Z направлена вертикально вверх, перпендикулярно границе раздела. Переменное магнитное поле с частотой возбуждает в ферритовой компоненте упругие колебания, которые посредством сдвиговых напряжений передаются через границу раздела в пьезоэлектрическую компоненту, что приводит возникновению взаимосвязанных колебаний ферритовой и пьезоэлектрической подсистем. Поскольку имеется резкая граница, через которую осуществляется взаимодействие между ферритовым и пьезоэлектрическим слоями, то амплитуда колебаний будет неоднородной перпенди-

кулярно границе раздела. Для нахождения дисперсионного соотношения используют граничные условия. На верхней и нижней свободных поверхностях феррита и пьезоэлектрика, т.е. в точках и значения тензора напряжений равны нулю; на границе раздела феррита и пьезоэлектрика смещения первой и второй сред одинаковы и одинаковы сдвиговые напряжения. Для тонких слоев феррита и пьезоэлектрика дисперсионное соотношение описывается уравнением, показывающим, что при малых толщинах феррита и пьезоэлектрика сохраняется линейная зависимость угловой скорости от волнового вектора, причем значение скорости распространения упругих колебаний будет меньше, чем скорость распространения упругих волн в феррите, но больше, чем в пьезоэлектрике.

При распространении упругих волн в двухслойной структуре амплитуда планарных колебаний является неоднородной в направлении, перпендикулярном границе раздела. Граничные условия приводят к системе уравнений, которое дает дисперсионное соотношение для планарных колебаний, из которого, в общем случае, следует нелинейная связь между круговой частотой и волновым вектором. В случае малых толщин это соотношение переходит в линейное соотношение между круговой частотой и волновым вектором, при этом скорость распространения упругих волн меньше, чем скорость распространения упругих волн в феррите, но больше, чем в пьезоэлектрике. В предельных случаях данное дисперсионное соотношение переходит в дисперсионное соотношение для феррита и пьезоэлектрика соответственно.

Литература

1. М.И. Бичурин, В.М. Петров, С.В. Аверкин, А.В. Филиппов Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах, ФТТ, т. 52, вып. 10, с. 1975-1980, 2010;
2. Филиппов Д. А., Бичурин М.И; Петров В.М; Лалетин В.М; Поддубная Н.Н; Srinivasan G. Гигантский магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах в области электромеханического резонанса, Письма в ЖТФ, т. 30, вып. 1., с. 15-20, 2004;
3. Филиппов Д. А., Бичурин М. И., Петров В.М, Лалетин В. М.,. Srinivasan G. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах, ФТТ, т. 46, вып. 9, с. 1621-1627, 2004;
4. Филиппов Д. А. Магнитоэлектрический эффект в тонкопленочных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах, выращенных на подложке, ФТТ, т. 54, №6, с. 1112-1115, 2012.

О возможности применения пористого фосфида индия в качестве буфера для пленок нитрида индия

Сычикова Я. А.[1]

[1] Б Г П У

Эл. почта: yanasuchikova@mail.ru

Соединения A^3N в данный момент являются объектами многочисленных исследований. Этот интерес определяется новыми качествами устройств, которые могут быть реализованы благодаря уникальным возможностям этих соединений. Среди возможных

применений следует отметить оптоэлектронные устройства, высокочастотные и высокотемпературные электронные приборы, диоды, сенсоры и др. Нитрид индия обычно кристаллизуется в гексагональной решетке вюртцита (w-InN). Тонкие пленки получают катодным распылением или с помощью микроволновой газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на различные подложки (наилучшие результаты известны для подложек из гексагонального сапфира Al^2O^3).

В данной работе рассмотрена возможность получения тонких пленок InN на пористых подложках InP методом радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии.

Образцы пористого фосфида индия выращивались методом анодного травления на подложке (100) сильнолегированного InP n-типа (концентрация примеси $2,3x10^{18}$ ñì $^{-3}$). Монокристаллы фосфида индия были изготовлены в лаборатории компании «Molecular Technology GmbH» (Берлин). В качестве электролита использовался раствор 5% HCl.

Отжиг пористого InP в течение 2 ч в плазме азота проводился в установке радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии. В качестве источника азота использовался особо чистый аммиак. Расстояние между плазмой и обрабатываемым кристаллом регулировали магнитным полем, оптимальное расстояние составляло d = 2см.Главное отличие этого метода от традиционной эпитаксии в том, что один компонент поступает из газовой фазы (атомарный азот), а второй (индий) геттерируется из объема обрабатываемого кристалла. Вторая важная особенность радикало лучевой геттерирующей эпитаксии связана с распределением температуры в реакторе. Обрабатываемый кристалл находится в узкой зоне высокотемпературной части реактора, составляющей его малую часть, а температура остальной части его ниже. Такой температурный профиль приводит к удалению примесей из зоны роста в низкотемпературную часть реактора, что обусловливает высокую чистоту формируемых слоев.

Методом EDAX, был установлен химический состав полученных пленок на пористых подложках фосфида индия. Анализ этих результатов показал, что на поверхности, при определенных технологических условиях образуется стехиометрическая пленка InN.

На поверхности пористого InP методами оже – спектроскопии, рентгеновской фотоелектронной спектроскопии, вторичнной ионной масс-спектроскопии было доказано образование пленок InN. По результатам оже-спектроскопии, толщина пленки InN составила от 100 нм до 0,5 мкм в зависимости от технологических условий.

По результатам атомно-силовой микроскопии установлено, что если размер кристалитов пористой подложки InP меньше 100 нм, то происходит рост сплошной пленки InN в результате заростания пор пористой подложки InP. Образующаяся в процессе отжига в потоке атомарного азота пленка InN, покрывает пористую подложку InP. Минимальное значение шероховатости пленки InN полученной на пористой подложке InP составило 25 нм.

Таким образом, в данной работе представлена перспективность использования пористого фосфида индия в качестве подложки для получения пленки нитрида индия. Такая подложка является «мягкой», что позволяет свести к минимуму несоответствия параметров кристаллической решетки исходного монокристалла и выращиваемой пленки.

Получение и анализ структуры биосовместимых магнитных наноматериалов на основе металлооксидов

Гареев К. Г.[1], Грачева И. Е.[1], Мошников В. А.[1]

[1] С П б Г Э Т У (Л Э Т И)

Эл. почта: kggareev@rambler.ru

Последние несколько лет количество публикаций на тему применения магнитных наночастиц в медицинских целях постоянно растет. Наноразмерные частицы феррита обладают суперпарамагнитными свойствами, для которых характерно сохранение высоких значений намагниченности насыщения, сопоставимых с имеющими место в ферримагнетиках, но при этом остаточная намагниченность и коэрцитивная сила равны нулю. Подобные ферритовые частицы представляют собой единый магнитный домен, магнитный момент в котором ориентируется по внешнему полю при его включении, а вне его происходит тепловое разупорядочение векторов намагниченности.

Одним из актуальных приложений таких материалов является магниторезонансная томография, для которой водные суспензии наночастиц магнетита применяются как контрастирующий агент.

С другой стороны, возможность синтеза композиционного мезопористого материала из марганцевого феррита на основе матрицы диоксида кремния позволяет осуществить адресную доставку лекарственных препаратов непосредственно к поврежденному органу. Причем, за счет нагрева частицы, индуцированного внешним электромагнитным полем, происходит выделение лекарства из пор, скоростью которого можно управлять.

Наконец, одним из перспективных направлений является гипертермическая терапия, предполагающая локальное воздействие повышенной температуры за счет поглощения наночастицами СВЧ излучения. Перегрев опухолевой ткани может также существенно сократить требуемые дозы высокотоксичных препаратов, что особенно важно при интенсивной химиотерапии. Широкий спектр возможного применения делает биосовместимые магнитные наночастицы чрезвычайно важным объектом исследования.

Технология получения исследуемых материалов базировалась на методах растворной химии. После подготовки растворов солей в них добавлялся водный раствор аммиака, далее в случае получения суспензии магнетита образовывался нерастворимый в воде осадок. При синтезе мезопористых наночастиц марганцевого феррита из золей на основе тетраэтоксисилана введение водного раствора аммиака инициировало гелеобразование. После завершения технологического цикла были получены водные суспензии для проведения ЯМР-спектроскопии и динамического светорассеяния, а также порошки и слои для исследования структуры методами тепловой десорбции азота, рентгеновской дифрактометрии, электронографии, атомно-силовой и оптической микроскопии.

Было показано, что синтезированные частицы имеют средний диаметр в диапазоне 100 – 200 нм, что можно считать оптимальным при условии подавления агломерации в физиологической среде организма. Установлено, что магнитные свойства, которые близки к суперпарамагнитным, а также морфология поверхности имеют сильную зависимость от технологического режима получения. Основными факторами здесь можно считать состав раствора, время выдержки и температуру синтеза.

Работа проводилась в рамках реализации ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 – 2013 годы при выполнении государственных контактов П1249 от 07.06.2010.

Пористый фосфид индия – перспективный материал современной электроники

Сычикова Я. А.[1]

[1] Б Г П У

Эл. почта: yanasuchikova@mail.ru

Последние несколько лет внимание исследователей привлекают наряду с пористым Si и другие пористые полупроводники. Возможность использовать монокристаллические подложки с известными свойствами, относительная простота технологии формирования и необычные для исходного материала свойства пористых слоев способствовали проведению многочисленных исследований, в особенности пористого Si. Однако пример пористого кремния показал, что однозначная интерпретация свойств нанодисперсных полупроводников требует детального исследования состояния поверхности и химического состава полученных слоев.

Свойства пористого InP интересны тем, что исходный материал, в отличие от кремния, является прямозонным. Это не позволяет использовать общий подход в интерпретации характерной для пористых полупроводников интенсивной фотолюминесценции. В то же время, InP является достаточно инертным материалом, слабо окисляется на воздухе и практически не взаимодействует с кислотами, поэтому следует ожидать, что пористые слои на его основе будут более стабильными и менее подверженными воздействию окружающей среды, чем пористый Si. Пористый фосфид индия и процессы его формирования представляют также и самостоятельный интерес с точки зрения материаловедения и электрохимических процессов на поверхности соединений A^3B^5. Особенность фосфида индия – прекрасный самоорганизованный рост пор вдоль кристаллографических направлений, которые формируют трехмерный слой толщиной порядка микрометров возле поверхности кристала. Анализ изображений, полученных с помощью РЕМ, показал, что образуются поры двух типов – поры, которые растут перпендикулярно поверхности образца и поры, прорастающие вдоль направлений (111) и образующие между собой угол 109°. Размер пор составляет от единиц до десятков нанометров, что объясняется неодновременным зарождением пор на поверхности образцов. Пористость составляет приблизительно 35% от общей площади исследуемых образцов. Развитие дальнейших представлений о методиках получения пористых слоев InP позволит с уверенностью отнести данный полупроводник к одним из самых песпективных материалов оптики, микроэлектроники и других приложений техники.

Исследование структуры и люминесцентных свойств наночастиц YVO4:Eu

Колесников И. Е.[1], Курочкин А. В.[1], Мамонова Д. В.[2]

[1] С П б Г У

[2] С П б Г П У

Эл. почта: ilya-kolesnikov@mail.ru

В последние десятилетия ведется активное изучение свойств различных наноструктурных объектов. Большое внимание уделяется нанопорошкам, легированным редкоземельными ионами. Комбинация малых размеров кристаллических частиц и наличие легирующих примесей – люминесцентных центров – ионов редкоземельных элементов обеспечивает высокую эффективность и стабильность люминесценции таких материалов, что способствует расширению потенциальных областей их применения.

В данной работе исследовалась структура и оптические свойства перспективных нанокристаллических порошков YVO_4, легированных редкоземельными ионами Eu^{3+}. Все изучаемые наночастицы были синтезированы усовершенствованным методом Печини.

Экспериментальные исследования структурных особенностей образцов проводились методом рентгенофазового анализа на рентгеновском дифрактометре Дрон-3, излучение CuKα. При помощи формулы Дебая-Шеррера оценен средний размер получившихся наночастиц.

Исследование спектрально-люминесцентных свойств полученных образцов проводилось с помощью спектрофлуориметра Fluorolog-3. Был измерен спектр возбуждения люминесценции в спектральном диапазоне 300-650 нм. Он состоит из довольно широкой области, соответствующей поглощению возбуждающего излучения группой VO_4^{3-} матрицы основы (максимум около 300 нм), и нескольких пиков в более длинноволновой части спектра, соответствующих переходам внутри 4f оболочки иона европия. Наилучшая длина волны накачки – 300 нм.

В данной работе также были измерены температурная и концентрационная зависимости интенсивности люминесценции. На основании полученных экспериментальных данных определена наилучшая температура отжига при синтезе наночастиц, а также оптимальная концентрация легирующего вещества – европия. Для наиболее эффективного нанопорошка YVO4:Eu 8 ат.% 1000°C приведен спектр люминесценции в диапазоне 500-750 нм. Люминесцентные линии соответствуют переходам внутри 4f оболочки ($^5D_0$–^7F_J, J=1-4). Наиболее яркая линия соответствует электрическому дипольному переходу $^5D_0$–$^7F_2$ (618 нм).

Для образца YVO4:Eu 16% с температурой отжига 950^{o}C измерен спектр комбинационного рассеяния на рамановском спектрометре RamanScopeIII. Таким образом, был определен фононный спектр матрицы основы – ортованадата иттрия. Было выяснено, что наиболее интенсивный фонон имеет длину волны около 900 см$^{-1}$.

Для нанопорошков с различным содержанием легирующего вещества была исследована кинетика затухания люминесценции. Люминесценция регистрировалась на длине волны 618 нм, что соответствует наиболее интенсивному переходу $^5D_0$–$^7F_2$. Экспериментальные данные аппроксимировались экспоненциальной зависимостью. Было проведено сравнение наблюдаемого времени жизни уровня европия $^5D_0$.

Механизм переноса заряда в структуре $Si/Al_2O_3/Al$

Борисова Т. М.[1], Кастро Р. А.[1]

[1] Р Г П У

Эл. почта: leonova_tatyana@list.ru

Оксид алюминия обладает набором интересных физических и химических свойств – повышенной радиационной стойкостью, высокие электрические характеристики, непроницаемость к щелочным ионам и др., что обуславливает его широкое применение в микроэлектронике.

Целью работы является исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) пленок аморфного оксида алюминия, для выявления механизма переноса заряда в структуре $Si/Al_2O_3/Al$.

Используемые в работе пленки получены методом молекулярного наслаивания на подложке кремния p-Si (100) марки КДБ-10 из смеси газов триметилалю-миния $Al(CH_3)_3$ (ТМА) и паров воды при температуре подложки 300К. Алюминиевые контакты площадью 0.24 мм2 наносились на диэлектрик термическим испаре-нием в вакууме. Толщина оксидного слоя, измеренная с помощью эллипсометра ЛЭФ – 3, составляла 78 нм. Измерения вольт-амперных характеристик выполнены при комнатной температуре на спектрометре “Concept 41” (Novocontrol Technologies), на образец подавалось измерительное напряжение в пределах от 0.01 до 1 В.

Получены ВАХ структуры измеренные при комнатной температуре на частоте переменного поля 10^{-2} Гц. По виду зависимости тока от напряжения можно заключить, что в данных пленках механизм проводимости монополярный (электронный) [1]. ВАХ в логарифмических координатах lgI – lgU показывает наличие трех участков. В интервале напряжений от 0,01В до 0,2В lgI ~ lgU, т.е. выполняется закон Ома, от 0,2 В до 0,4 В lgI ~ 2lgU, затем наблюдается быстрый рост тока lgI ~ 8,25 lgU. Это позволяет предположить, что основным механизмом переноса заряда является ТОПЗ. На основе полученных закономерностей определены значения микропараметров: концентрация мелких ловушек $N_t = 1{,}24 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, концентрация свободных носителей при тепловом равновесии $n_0 = 1{,}24 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, подвижность носителей тока μ=247,3 см^2/В·с.

Литература

1. Новиков Ю. Н., Гриценко В. А., Насыров К. А., Многофононный механизм ионизации ловушек в Al_2O_3: эксперимент и численное моделирование, Письма в ЖЭТФ, Т. 89, Вып. 10, С. 599-602, 2009.

Применимость метода динамического рассеяния света для анализа размеров индивидуальных чстиц детонационного наноалмаза в коллоидных растворах

Швидченко А. В.[1]

[1] Ф Т И

Эл. почта: alexshvidchenko@mail.ru

В настоящее время существует большой интерес научного мира к детонационному наноалмазу (ДНА), вызванный рядом обнаруженных у ДНА уникальных свойств. Одними из таких свойств являются высокая адсорбционная способность и биологическая инертность ДНА, позволяющие использовать его в качестве адсорбента для связывания и нейтрализации нежелательных и токсичных соединений, для выделения и очистки белков, в качестве носителей лекарственных препаратов, а также основы для создания биочипов и биомаркеров. Это далеко не единственные способы применения ДНА в медицине и биологии [1]. Недавно полученный устойчивый гидрозоль индивидуальных, или дезагломерированных, частиц ДНА, характерный размер которых составляет 4–6 нм [2-4], является прекрасным объектом для реализации потенциала ДНА в области биомедицинских исследований.

Однако стоит отметить, что при изучении свойств объектов столь малых размеров (менее 10 нм) методом динамического рассеяния света (ДРС), являющимся одним из основных экспресс-методов in situ контроля размеров частиц в золях, велика вероятность получения ошибочных экспериментальных данных. Даже при достаточно высоком соотношении сигнал/шум детектирование частиц столь малых размеров может оказаться невозможным.

В работе проведен анализ метода ДРС на обоснованность его применения в случае частиц, размеры которых не превышают 10 нм, на примере частиц ДНА. На основании данного анализа сформулированы критерии, соблюдение которых необходимо при использовании данного метода для исследования свойств таких частиц. Получена оценка концентрационного порога, при котором возникает потеря сигнала от мелких частиц в случае смеси частиц ДНА разных размеров.

Литература

1. A. M. Schrand, S. A. C. Hens, O. A. Shenderova, Nanodiamond Particles: Properties and Perspectives for Bioapplications, Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences, 34, 18-74, 2009;
2. A. Kruger, F. Kataoka, M. Ozawa, T. Fujino, Y. Suzuki, A. E. Aleksenskii, A.Ya. Vul', E. Osawa, Unusually tight aggregation in detonation nanodiamond: Identification and disintegration, Carbon, 43(8), 1722-1730, 2005;
3. O. A. Williams, J. Hees, C. Dieker, W. Jäger, L. Kirste, C. E. Nebel, Size-Dependent Reactivity of Diamond Nanoparticles, ACS Nano, 4(8), 4824-4830, 2010;
4. A. E. Aleksenskiy, E. D. Eydelman, A.Ya. Vul', Deagglomeration of Detonation Nanodiamonds, Nanoscience and Nanotechnology Letters, 3, 68-74, 2011.

Исследование электрических свойств одиночных (GaMn)As нитевидных нанокристаллов

Гильштейн Е. П.[1,2]

[1]ФТИ

[2]СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: janni-09@yandex.ru

В последнее время активно ведутся исследования таких низкоразмерных нанообъектов, как полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК). Подобные структуры обычно характеризуются большим отношением длины к диаметру. Следует отметить, число дефектов в нитевидных нанокристаллах зачастую намного меньше по сравнению с объемными материалами. Так, например, обычно в них не образуются дислокации, вследствие чего они обладают высокой удельной прочностью. Кроме того, ННК могут быть выращены на подложках с большим рассогласованием по параметру кристаллической решетки. Развитие ростовых методик, с помощью которых могут быть самоупорядочены подобные структуры, привело к тому, что на сегодняшний день можно прецизионно контролировать многие характеристики ННК: геометрические размеры, форма, расположение на подложке, химический состав и т.д. Это позволяет рассматривать ННК как одни из наиболее перспективных структур для реализации приборов нано- и оптоэлектроники, а также спинтроники [1].

Одним из наиболее широко используемых технологических методов получения ННК является молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ). В настоящей работе рост (Ga,Mn)As ННК производился методом МПЭ на подложке GaAs(111)B. В качестве катализатора для роста ННК использовался Mn. Исследование морфологии поверхности полученных образцов с помощью сканирующей электронной микроскопии показало, что выращенные (GaMn)As ННК имеют характерную длину порядка 3 мкм и диаметр от 50 до 100 нм. Несмотря на отсутствие выделенного направления роста, некоторые из них были ориентированы вдоль кристаллографических направлений типа <110>. Большинство ННК имеет сужение к вершине, что может быть обусловлено формированием двумерных островков на боковых гранях ННК вследствие ограничения диффузионной длины атомов Ga адатомами Mn.

Выращенные ННК методом ультрасонирования переносились на подложку кремния с предварительно осажденным слоем окисла на которой с помощью фотолитографии были сформированы большие контактные площадки и опорные метки из золота. После определения координат одиночных ННК на подложке, к наиболее удачно расположенным ННК были созданы Au/Ti контактные дорожки с помощью электронно-лучевой литографии.

Далее было проведено исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) одиночных ННК при комнатной температуре. Результаты измерений продемонстрировали существенные отличия поведения ВАХ разных ННК. Это может быть обусловлено, в первую очередь, разбросом геометрических размеров одиночных ННК, а также разным расстоянием между контактами. Несмотря на наблюдаемые различия, можно отметить, что поведение большинства ВАХ демонстрирует блокадный характер, который может быть связан с наличием барьера Шоттки на границе «ННК-метал». Однако, некоторые ННК, по-

видимому, обладают существенно меньшим контактным сопротивлением. Результаты всестороннего изучения подобных ННК, свидетельствуют о потенциальной возможности создания на них основе различных приборов наноэлектроники.

Литература

1. Zheng G. F., W. Lu, S. Jin, C. M. Lieber, Adv. Mater., vol. 16, no. 21, p. 1890, 2004.

Брэгговская дифракция и аномалии Вуда в гибридных структурах опал/$Ge_2Sb_2Te_5$.

Яковлев С. А.[1]

[1] Ф Т И

Эл. почта: yakovlev@gvg.ioffe.ru

В настоящее работе показано, что оптический отклик гибридной структуры опал/$Ge_2Sb_2Te_5$ (GST225) определяется с одной стороны, брэгговской дифракцией в опале, с другой – аномалией Вуда, которая возникает в слое GST225, повторяющем гексагонально-упорядоченный поверхностный рельеф опаловой пленки. В такой структуре можно эффективно управлять спектральным положением аномалии Вуда за счет вариации геометрических параметров и диэлектрических констант слоя GST225, сильно модифицируя оптический отклик фотонного кристалла (опала).

Процесс формирования структуры опал/GST225 состоял из двух этапов: вначале на кварцевых подложках методом жидкофазной коллоидной эпитаксии из предварительно синтезированных сфер a-SiO_2 (диаметр ~ 640 nm) были выращены пленки опала [1].

На втором этапе методом термического напыления в вакууме на поверхность опаловой пленки (при температуре подложки ~50^{o}C) наносились слои GST225 различной толщины (25-200 нм). В качестве исходного состава для напыления использовался поликристаллический GST225, синтезированный из особо чистых элементов Ge, Sb, Te методом закалки расплава в конических ампулах. Оптимизация режимов технологического процесса и конструкции испарителя позволила напылять пленки, элементный состав которых был идентичен составу исходного объемного материала. Контроль состава осуществлялся методом рентгеноспектрального анализа. Установлено, что пленки состава GST225 формировались при температуре испарителя 600^{o}C и остаточном давлении ~10^{-3} Па.

Структурная характеризация синтезированных образцов проведена методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и рентгеноструктурного анализа. Полученные данные свидетельствуют о том, что пленки GST225, напыленные при температуре подложки 50^{o}C, имеют аморфную структуру. Для получения пленок GST225 в кристаллическом состоянии был использован их отжиг в вакууме при температуре 170^{o}C в течение 1 часа.

Результаты АСМ и СЭМ демонстрируют, что пленка GST225 повторяет упорядоченный рельеф поверхности опаловой пленки т.е. представляет собой двумерную дифракционную решетку с периодом порядка расстояния между центрами сфер a-SiO_2. В таких дифракционных решетках можно реализовать условия сильной резонансной связи между падающей на структуру электромагнитной волной и поверхностными модами. Как след-

ствие, возникают дифракционные аномалии (аномалии Вуда) [2], проявляющиеся в сильных вариациях интенсивности всех дифракционных порядков.

В спектрах отражения гибридных структур опал/GST225 наблюдались как брэгговские пики, обусловленные дифракцией света на трехмерной ГЦК решетке опаловой пленки, так и аномалии Вуда, связанные с дифракцией света на двумерной периодической структуре верхнего монослоя опаловых сфер, покрытых пленкой GST225. Экспериментально продемонстрировано, что подбирая толщину слоя GST225 и угол падения света, можно перестраивать спектральное положение аномалии Вуда в широких пределах и добиться таких условий, при которых дифракционная аномалия полностью подавляет брэгговский пик.

Управление оптическим откликом осуществлено за счет сильного изменения диэлектрических констант пленки GST225 при фазовом переходе аморфное-кристаллическое состояние. При нагреве (~170^{o}C) пленка GST225 переходит в кристаллическое состояние, диэлектрическая проницаемость ее существенно увеличивается [3] и, как следствие, пик отражения, обусловленный аномалией Вуда, сдвигается в длинноволновую область [4].

Результаты работы демонстрируют, что в гибридной структуре опал/GST225 можно реализовать сильную резонансную модификацию оптического отклика как за счет пассивного (угол падения света, толщина пленки GST225), так и активного (стимулированный внешним воздействием фазовый переход в GST225) управления спектральным положением аномалии Вуда.

Литература

1. Трофимова Е. Ю., Алексенский А. Е., Грудинкин С. А., Коркин И. В., Курдюков Д. А., Голубев В. Г., Влияние предварительной обработки тетраэтоксисилана на синтез коллоидных частиц аморфного диоксида кремния, Коллоид. журн., 73, 535-539, 2011;
2. Inoue M., Ohtaka K., Yanagava S., Light scattering from macroscopic spherical bodies, Phys. Rev. B, 25, 689-699, 1982;
3. Raoux S., Wełnic W., Ielmini D., Phase Change Materials and Their Application to Nonvolatile Memories, Chem. Rev., 110, 240-267, 2010;
4. Landström L., Arnold N., Brodoceanu D., Piglmayer K., Bäuerle. D., Photonic properties of silicon-coated monolayers of colloidal silica microspheres, Appl. Phys. A, 83, 271-275, 2006.

Исследование фотоэлектрического преобразователя на основе массивов GaAs:Be нитевидных нанокристаллов

Безнасюк Д. В.[1,2], Буравлёв А. Д.[3,1]

[1] СПбАУ НОЦ НТ

[2] СПбГПУ

[3] ФТИ

Эл. почта: dasshaa@mail.ru

Фотоэлементы или солнечные батареи, являясь альтернативой ископаемым видам топлива, потенциально могут обеспечить достаточное количество энергии для удовлетворения ежедневных запросов мощностей и поэтому привлекают неослабевающий интерес.

Благодаря высокому качеству материала и подстраиваемой запрещённой зоне, соединения элементов III и V групп таблицы Менделеева – A3B5 – являются превосходными компонентами для высокоэффективных ФЭП. В частности, рекордное значение коэффициента полезного действия (КПД) ~ 42,3% было продемонстрировано солнечной батареей на основе нескольких туннельно-связанных гетеропереходов Ge/InGaAs/InGaP [1]. Между тем, цена таких солнечных элементов достаточно высока, поскольку их производство требует проведения множества сложных технологических операций. Поэтому для создания солнечных батарей с требуемым соотношением КПД к цене необходимы новые физические подходы. Использование новых наноструктурированных полупроводниковых материалов в качестве ключевых элементов активных слоев фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), по-видимому, может стать поворотным моментом в разработке высокоэффективных и в то же время дешевых солнечных батарей. Среди этих материалов можно особо выделить нитевидные нанокристаллы (ННК).

В качестве активных элементов для создания прототипа ФЭП в данной работе использовались массивы GaAs:Be ННК. Поскольку ННК обычно имеют преимущественное направление роста <111>, для получения кристаллов, перпендикулярных поверхности, нами использовалась подложка GaAs ориентации (111)B. Рост ННК осуществлялся с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии на установке ЭП-1203. В результате был получен массив ННК с характерной плотностью порядка 3×10^{9}см$^{-2}$. Диаметр выращенных ННК составлял в среднем около 50 нм. Большинство ННК имело длину порядка 2,3 мкм. Далее производилась пост-ростовая обработка выращенного образца. С помощью фотолитографии и травления из массива ННК создавались квадратные мезаструктуры заданной конфигурации. Следует отметить, что пространство между ННК заполнялось составом, обладающим диэлектрическими свойствами. Затем на мезаструктуры наносился прозрачный проводящий слой оксида титана-олова (ITO), после чего были сформированы электрические контакты.

Исследование фотоэлектрических свойств созданной структуры осуществлялось на зондовой установке Janis ST-500. В условиях эксперимента симулировалось излучение мощностью P=1367 Вт/м^2, что соответствует солнечной постоянной. По анализу полученной вольт-амперной характеристики были определены значения напряжения холостого хода и тока короткого замыкания: Uoc = 0,185 В и Isc = 0,009 мА, соответственно. Максимальная мощность созданного прототипа ФЭП Pmax = 0,429 мкВт. Далее был рассчитан фактор заполнения структуры и эффективность, которые составили 25,8% и 0,1%, соответственно. Однако если при расчете эффективности ФЭП учитывать не всю площадь мезаструктуры, а только относительную площадь, занимаемую ННК, то значение эффективности возрастет до 1,1%. Достаточно низкое значение эффективности может быть связано с разными причинами, например, недостаточной оптимизацией верхних контактов. Кроме того, необходимо учитывать при расчётах и тот факт, что имеется разброс по высоте ННК, т.е. не все ННК дают вклад в значение фототока. Несмотря на всё вышесказанное, положительное значение эффективности свидетельствует о том, что существует потенциальная возможность создавать эффективные ФЭП в условиях дальнейшей оптимизации и усовершенствования структур с активным элементом на основе массивов ННК.

Литература

1. LaPierre R. R. et al., “Efficiency of a two-junction III-V nanowire on Si solar cell”, Journal of Appl. Phys. 110, 014310 (2011).

Получение пленок оксида кремния содержащих наночастицы кремния методом магнетронного распыления в атмосфере силана и аргона

Кукин А. В.[1,2], Гусев О. Б.[1], Давыдов В. Ю.[1], Смирнов А. Н.[1], Теруков Е. И.[1], Ундалов Ю. К.[1]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г Э Т У (Л Э Т И)

Эл. почта: kukin_av@mail.ru

В современной электронике очень высок интерес к материалам на основе нанострукрурированных материалов. Одной из актуальных задачь является применение пленок содержадщих нанострукруры кремния в солнечной энергетике. Использование этих материалов может способствовать уменьшению деградационных процессов, связанных с эффектом Стеблера-Вронского, а так же улучшению оптического дизайна двух каскадных солнечных модулей.Процесс получение аморфных нанокластеров кремния, в отличие от нанокристаллов, не требует высоких температур или высокотемпературного отжига, что является важным для современной кремниевой микроэлектронной технологии. Целью работы было получение аморфных нанокластеров кремния в матрице субоксида кремния и исследование их оптических свойств.

В работе представленны результаты по получению пленок путем dc-магнетронного распыления кремниевой мишени в атмосфере силана и аргона с добавлением кислорода и показано, что варьируя концентрацию кислорода в составе газовой смеси можно изменять состав пленок от гидрогенизированного аморфного кремния до нестезеометрического оксида кремния содержащего нановключения кремния. Исследование ИК-поглощения и рамановского рассеяния показало, что при больших концентрациях кислорода в процессе нанесения слоев получаются пленки, представляющие собой матрицу не стехиометрического оксида кремния, содержащую аморфные нанокластеры кремния. Обнаружено, что в спектрах рамановского рассеяния пленок, содержащих аморфные нанокластеры кремния, в области меньшей 100 $см^{-1}$ появляется, так называемый «бозонный пик» характерный для стёкл. Появление этого пика связывают с избыточной плотностью колебательных состояний (ПКС) вызванной присутствием наноразмерных включений в неупорядоченных твердых телах на масштабах 1-2 нм.

При концентрациях кислорода больше 16 мол. % в пленках наблюдалась фотолюминесценция (ФЛ) аморфных нанокластеров кремния при комнатной температуре. Обнаружено, что в спектрах ФЛ относительно больших нанокластеров (размером ~ 2 нм) наблюдаются две полосы излучения, в отличие от одной полосы ФЛ нанокристаллов кремния этого же размера. С увеличением концентрации кислорода в рабочем объеме магнетрона и, соответственно, в выращенных пленках обе полосы ФЛ нанокластеров смещаются в коротковолновую область. Это объясняется поверхностным окислением нанокластеров и, следовательно, уменьшению их эффективных размеров. Форма спектров ФЛ при изменении размеров нанокластеров хорошо согласуется с результатами теоретических работ [1,2], в которых расчет энергетического спектра аморфных нанокластеров производился с учетом размерного квантования как делокализованных и слабо локализованных, так и сильно локализованных состояний. Сопоставление экспериментальных результатов

с теоретическими расчетами показывает, что пик с меньшей энергией обусловлен слабо локализованными состояниями с размерами в пространстве, порядка размеров нанокластеров. Пик с большой энергией обусловлен размерным квантованием делокализованных состояний. При размерах нанокластеров меньше 1.5 нм в спектре ФЛ остается пик связанный только с делокализованными состояниями.

Литература

1. G. Allan, C. Delerue, and M. Lannoo, Electronic Structure of Amorphous Sil-icon Nanoclusters, Phys. Rev. Lett.78, 3161, 1997;
2. C. Delerue, G. Allan, and M. Lannoo, Optical bandgap of Si nanoclusters J. Luminescence, 80, 65, 1999.

Получение, исследование и моделирование образования коллоидных квантовых точек сульфида свинца

Матюшкин Л. Б.[1]

[1]СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: leva.matyushkin@gmail.com

На современном этапе развития физики и технологии полупроводников обострился интерес к квантовым точкам на основе узкозонных материалов, в особенности халькогенидов свинца. Коллоидные квантовые точки представляют собой выращенные в растворе кристаллы размером 3–20 нм, покрытые оболочкой поверхностно-активных веществ, предотвращающей агрегацию частиц.

Изменение размеров синтезируемых частиц сульфида свинца позволяет варьировать длину люминесценции в пределах ближней инфракрасной области спектра, в которой располагаются как важная для телекоммуникационных систем область наименьшего поглощения кварцевого оптического волокна, так и окна прозрачности биологических тканей, позволяющие проводить исследования глубоко расположенных органов. Подбор нанокристаллов сульфида свинца необходимого размера и проводящего полимера позволяет оптимизировать нанокомпозит для изготовления солнечных элементов большой площади, в том числе и на гибких подложках.

Наиболее простой из современных технологий интеграции коллоидных квантовых точек в электронные устройства является смешивание их с различными проводящими полимерами. Такое решение не допускает полной интеграции с твердотельными приборами, поэтому в качестве фиксирующей среды нами были предложены объемные матрицы: пористый кремний и пористый диоксид олова. В пористых матрицах по сравнению с непористыми подложками наблюдается сдвиг максимума аналогичный смещению, описанному выше. Наибольший сдвиг длины волны при одинаковых условиях нанесения обнаружен у пористого кремния, окислявшегося на воздухе в течение двух недель. Аналогичный сдвиг наблюдается и у пористого диоксида олова, полученного методом золь-гель синтеза.

Для моделирования процессов образования наночастиц сульфида свинца был проведен эксперимент по изучению эволюции спектров фотолюминесценции водного раствора ацетата свинца–диамида тиоугольной кислоты с течением времени. Из изменения спек-

тра фотолюминесценции и геометрии кюветы в приближении сферических частиц были определена скорость седиментации и характерный радиус опускавшихся на дно частиц – 0,7 мкм. Такой размер относится к шкале объемных материалов, в то время как длина фотолюминесценции исследуемой группы частиц составила 1640 нм – в два раза меньше, чем длина фотолюминесценции объемного сульфида свинца. Опускающиеся на дно частицы предположительно обладают структурой, образованной по механизму агрегации «кластер-кластер», то есть состоят из множества близких по размеру частиц, объединенных в ансамбль. Такие предположения подтверждают изображения РЭМ, на которых видны образования из подобных ансамблей с размерами порядка вычисленного радиуса.

Для стабилизации водных систем было предложено использовать длинноцепочечные молекулы – водный раствор сероводорода прикапывался к раствору ацетата свинца в поливиниловом спирте. Так были получены образцы, представляющие собой высохшие капли, прозрачные в центре и темные на краю. При изучении образцов было обнаружено, что размеры частиц уменьшаются от центра к краю капли. По результатам оптической микроскопии и атомно-силовой микроскопии было определно, что интересующие нас квантовые точки с наибольшей вероятностью находятся на краю капли. Это связано с эффектом перераспределения наночастиц в процессе высыхания капли, когда они собираются на ее краю. В соответствии с высказанными предположениями был проведен эксперимент по сравнению спектров люминесценции при различном положении пятна лазера относительно образца. Интенсивность сигнала на краю капли оказалась в 8 раз больше, чем в центре образца.

Получение коллоидных квантовых точек в безводных органических растворах проводилось впрыскиванием раствора сероводорода в неполярном растворителе уайт-спирите в олеат свинца. Во время инъекции цвет мгновенно изменялся от масляно-желтого до кофейно-черного, характерного для растворов квантовых точек сульфида свинца. Длина волны пика фотолюминесценции составила 980 нм.

Исследование процессов накопления и релаксации заряда в композитных пленках полипропилена

Фомичева Е. Е.[1,2]
[1]РГПУ
[2]ИТМО
Эл. почта: e.e.fomicheva@gmail.com

Диапазон использования полимерных электретных материалов очень широк: от бытовой техники до техники специального назначения и медицины, что обуславливает потребность в создании полимеров с более стабильными электретными характеристиками. Одним из самых простых и доступных способов получения таких материалов является добавление в полимерную матрицу различных дисперсных наполнителей. Однако, не смотря на большой интерес к получению и использованию композитных материалов, практически не имеется моделей, которые объясняют процессы, отвечающие за изменение электретных свойств полимеров при введении в них наполнителей. В связи с этим является актуальным исследование влияния дисперсных наполнителей

на электретные характеристики полимеров, а также выяснение природы механизмов, отвечающих за накопление и релаксацию заряда в композитных полимерных материалах.

Объектами исследования в данной работе являлись пленки полипропилена толщиной 300 мкм. В качестве наполнителя использовался аэросил марки А-175 с размером частиц около 12 нм.

Исследования образцов методами изотермической и термостимулированной релаксации потенциала показали, что добавление аэросила приводит к повышению временной и температурной стабильности электретного состояния в полипропилене. При этом оптимальным является содержание аэросила в количестве 2 об.%.

Сравнение результатов, полученных методами изотермической релаксации потенциала и термостимулированной поляризации, показало, что релаксация электретного состояния в композитных материалах происходит за счет проводимости. Гидроксильные группы на поверхности частиц аэросила, полосы которых видны на ИК-спектрах композитных образцов, адсорбируют воду. Молекулы воды являются катализатором процесса проводимости [1, 2, 3], поэтому уменьшение их количества в объеме полимера приводит к уменьшению проводимости материала, что и наблюдалось на спектрах термостимулированной поляризации. Однако зависимость проводимости композитных образцов от содержания наполнителя не является монотонной. При добавлении более 2 об.% наполнителя удельная проводимость материала начинает возрастать. Объяснить это можно следующим образом. Увеличение количества наполнителя приводит к общему увеличению его свободной поверхности в образце (по данным малоуглового рентгеновского рассеяния) и, как следствие, к увеличению ОН-групп и адсорбированных на них молекул воды. При достаточном увеличении процентного содержания аэросила возможно возникновение дополнительной проводимости по поверхности частиц, что, по-видимому, и наблюдается на зависимости проводимости от объемной доли наполнителя.

Для определения роли частиц наполнителя в процессах накопления и релаксации заряда были проведены исследования образцов методом термостимулированной деполяризации. Исследования температурных зависимостей токов деполяризации от величины приложенного поля, температуры поляризации, объемной доли наполнителя показали, что частицы аэросила в полипропилене играют роль макродиполей. Дипольный момент у частиц аэросила индуцируется во внешнем электрическом поле в результате перемещения по поверхности частиц заряженных групп, которые образуются путем присоединения к ОН-группам протона или, наоборот, его потери.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

- релаксация электретного состояния в композитных материалах, содержащих аэросил, осуществляется за счет объемной проводимости;
- добавление аэросила в полипропилен приводит к повышению температурной и временной стабильности электретного состояния;
- оптимальное содержание аэросила, при котором время релаксации поверхностного потенциала максимально, не превышает 2 об.%. Дальнейшее увеличение содержания наполнителя приводит к уменьшению стабильности электретного состояния;
- частицы аэросила в композитном материале играют роль макродиполей.

Работа выполнена в рамках проекта по программе стратегического развития РГПУ им. А. И. Герцена

Литература

1. Гороховатский Ю. А., Анискина Л. Б., Викторович А. С., Гороховатский И. Ю., Карулина Е. А., Тазенков Б. А., Темнов Д. Э., Чистякова О. В. Проявление спин-орбитального взаимодействия в колебательных спектрах полиэлектролитов – волокнистых и пленочных электретов на основе полипропилена и полиэтилена. // Известия РГПУ А. И. Герцена: Научный журнал. – СПб, 2009, №11(79). С. 47-61;
2. Анискина Л. Б. Викторович А. С., Галиханов М. Ф., Темнов Д. Э. Полиэлектролитная модель волокнитов на основе полиэтилена и полипропилена. // Известия РГПУ им. А.И. Герцена: Научный журнал. – СПб., 2010, № 135. С. 24-36;
3. Викторович А. С., Тазенков Б. А., Темнов Д. Э. Уточнение молекулярной и надмолекулярной структуры пленочных и волокнистых электретов на основе полиэтилена низкой плотности методами ИК-спектроскопии и рефрактометрии // Известия РГПУ им. А. И. Герцена: Научный журнал: Естественные и точные науки. 2008. № 10 (64).

Перенос энергии электронного возбуждения молекул эозина, родамина 6Ж и эритрозина в гидрозоле серебра

Тихомирова Н. С.[1], Цибульникова А. В.[1]

[1] К Г Т У

Эл. почта: bellaktriss@mail.ru

Наночастицы серебра обладают уникальными оптическими свойствами, обусловленными поверхностным плазмонным резонансом, который имеет практическое применение в наноплазмонике, нанофотонике и медицине.

В работе представлялось интересным исследовать процессы переноса энергии электронного возбуждения молекул эозина, родамина 6Ж (Р6Ж) и эритрозина в водных раство-рах, в присутствии наночастиц Ag. Исследования проводились спектрофотометрическими методами, а также методами фотонной корреляционной спектроскопии. Показано, что при концентрациях наночастиц серебра в золе, (0,025-1) C_0 (C_0- исходная концентрация наночастиц серебра в золе $-0,8\cdot10^{-7}$ *моль/л*) радиус наночастиц сответственно равен 19-51 нм. Максимум плазмонного поглощения чистого золя серебра лежит в области 420 нм.

В растворах Р6Ж в гидрозоле серебра наблюдается тушение флуоресценции молекул родамина 6Ж, которое подчиняется линейной зависимости Штерна-Фольмера. Концентрация Р6Ж в растворе гидрозоля $-2,5\cdot10^{-5}$ моль/л. Для длин волн возбуждения 337-510 нм константы Штерна–Фольмера и константы скорости тушения для родамина 6Ж равны соответственно $(2,1-3,8)\cdot10^{7}$ *л/моль* и $(0,42-0,46)\cdot10^{16}$ *л/(моль·с).* Время жизни молекулы Р6Ж в возбужденном состоянии $\tau_f = 5\cdot10^{-9}$ *с.*

Однако, в растворах эозина с концентрацией $2,5\times10^{-5}$ *моль/л* в гидрозоле серебра при концентрациях наночастиц $(0,02-0,025)\cdot10^{-8}$ *моль/л* наблюдается усиление интенсивности флуоресценции молекул эозина, что говорит о плазмоном переносе энергии наночастиц серебра в растворах. Далее, с увеличением концентрации наночастиц в золе с эозином наблюдается тушение флуоресценции, которое подчиняется зависимости Штерна-Фольмера. Константы скорости тушения для эозина равны $3,3\times10^{16}$ *л/(моль с)*

и $13 \cdot 10^{16}$ *л/(моль с)* для длин волн возбуждения 337 и 400 нм соответственно. В растворе эритрозина $C = 2,5 \cdot 10^{-5}$ *моль/л* с гидрозолем серебра так же наблюдается тушение флуоресценции на длинах волн 450, 470 и 510 нм. Константа скорости тушения составляла $3,4 \cdot 10^{16}$ *л/(моль·с).* Сравнивая полученные константы k_Q для родамина, эозина и эритрозина в гидрозоле Ag с диффузионной константой в воде $kd_{H_2O} = 5,6 \times 10^9 \text{ñ}^{-1} ë \times \text{ì} \ \hat{\text{î}} \ \text{ë} \ddot{\text{ü}}^{-1}$ можно сделать вывод, что в данном случае процесс тушения быстрой флуоресценции не лимитируется диффузией, а константы k_{SF} являются константами равновесия образованных комплексов молекул люминофоров и наночастиц серебра. Об образовании комплексов говорят и спектры плазмонного поглощения растворов красителей в гидрозоле серебра, где наблюдается увеличения максимума плазмонного поглощения по сравнению с растворами красителей без серебра. Образование комплекса может быть обусловлено наличием водородных связей или Ван-дер-Вальсовым взаимодействием. В случае с эозином плазмонные эффекты в растворах могут быть обусловлены размерами наночастиц Ag.

Литература

1. Климов В. В. Наноплазмоника/В. В. Климов. М.: Физматлит. – 2010.-С.480;
2. Нанонаука и нанотехнологии. Энциклопедия систем жизнеобеспечивания / Редактор Е. Е. Демидова//М.,Изд-во "МАГИСТР-ПРЕСС".-2009.-992 с;
3. Левшин Л. В., Салецкий А. М. Оптические методы исследования молекулярных систем/ Ч.1. Молекулярная спектроскопия. Москва: издательство МГУ,1994;
4. Ермолаев В. Л. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. Л.: Наука, 1977. -311 с.

Создание и диагностика газочувствительных наноматериалов на основе металлооксидов, полученных осаждением из паровой фазы

Воробьев Д. М.[1], Соболева Е. А.[1], Грачева И. Е.[1], Мошников В. А.[1]

[1] С П б Г Э Т У (Л Э Т И)

Эл. почта: dvor555555@mail.ru

Сенсорика в современном мире является одним из самых прогрессирующих направлений в науке. Актуальность этого направления обусловлена возрастающей потребностью применения химических газовых сенсоров – устройств, преобразующих информацию об изменении состава газовой фазы в электрический сигнал. Область применения газовых датчиков велика, фактически она охватывает экологические и технологические процессы, где необходим контроль за состоянием газовой среды. Пленочная технология перспективна для изготовления чувствительных элементов газовых адсорбционных полупроводниковых сенсоров, т.к. активные слои на основе тонких плёнок имеют выгодное отношение поверхности к объёму и привлекательны для применения в адсорбционных полупроводниковых датчиках, поскольку основные процессы, ответственные за изменение электрических свойств слоёв при изменении состава окружающей среды, происходят на поверхности.По сравнению с датчиками на основе толстых пленок или спечённых сло-

ёв от тонкоплёночных датчиков ожидают повышенное быстродействие, меньшее энергопотребление и простоту интеграции в сложные устройства

Целью настоящей работы являлось получение пленочных наноструктур на основе металлооксидов методом химического осаждения из паровой фазы для создания сенсорных устройств с чувствительностью к восстанавливающим газам-реагентам при комнатной температуре.

В ходе выполнения работы на кафедре микро- и наноэлектроники была создана лабораторная установка, позволяющая создавать нанокомпозиты на основе двухкомпонентных систем, методом CVD, что позволит формировать наноструктурированные материалы различного функционального назначения, в том числе для сенсорных устройств, детектирующих восстанавливающие газы.

При варьировании условий синтеза были получены образцы наноматериалов на основе металлооксидов с помощью специально созданной CVD-установки. Показана возможность создания пленочных наноструктур на основе оксида олова, оксида цинка и станната цинка толщиной 40–610 нм методом химического осаждения из паровой фазы при температурах разложения исходных солей металлов 70–200 °С и осаждения продуктов разложения в зоне расположения подложек при температуре 500 °С. Выявлено, что дополнительный отжиг при температуре 600 °С в атмосфере воздуха в течение 20 минут приводит к окислению SnO до SnO_2.

Исследования морфологии пленочных наноструктур, синтезированных методом CVD, проводились с применением «полуконтактной» колебательной АСМ методики с помощью нанолаборатории Ntegra Terma (NT-MDT, Зеленоград). Выявлено, что полученные материалы представляются собой корпускулярно-пористые системы, состоящие из агрегированных частиц размером от десятков до сотен нанометров и пор, являющихся промежутками между частиц. Установлено, что при осуществлении процесса транспортировки продуктов разложения неорганических солей металлов увлажненным воздухом средняя высота выступов зерен станната цинка с диаметром, равным 30–180 нм, на подложке окисленного кремния, составила 94 нм, а средняя высота выступов зерен станната цинка с диаметром, равным 50–150 нм, на подложке пористого кремния – 82 нм. При проведении реакций гидропиролитического синтеза в атмосфере сухого воздуха средняя высота выступов зерен станната цинка с диаметром менее 50 нм составила 12 нм. Показано, что изменяя условия синтеза можно управлять размером зерен и пор корпускулярно пористых наносистем.

Для исследования чувствительности нанокомпозитов на основе диоксида олова и станната цинка, полученных CVD методом, к восстанавливающим газам использовалась автоматическая измерительная установка. Выявлено, что пленочные наноматериалы на основе диоксида олова и станната цинка, созданные на подложках окисленного кремния обладают чувствительностью к газам-реагентам при комнатной температуре в переменном электрическом поле.

Работа проводилась в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы при выполнении государственного контракта П1249 от 07.06.2010.

Создание функциональных наноматериалов на основе метталлоксидов с иерархической структурой

Абрашова Е. В.[1], Зыгарь К. В.[1], Грачева И. Е.[1,]

[1] С П б Г Э Т У (Л Э Т И)

Эл. почта: katabr@mail.ru

Одно из наиболее активно развивающихся направлений нанотехнологии связано с разработкой новых конструкционных и функциональных материалов. Среди новых материалов особое место занимают функциональные иерархические материалы, которые имеют особую архитектуру упаковки элементов, из которых состоит материал. Такие материалы состоят из элементов нескольких масштабов, организованных таким образом, что в них элементы меньшего масштаба вставлены в элементы большего масштаба. Иерархическая архитектура организации функционального материала позволяет в рамках единой технологической платформы создавать материалы с большим разнообразием «полезных» характеристик, управляя составом или строением субструктур на одном или нескольких уровнях иерархической архитектуры. В настоящее время уже имеется много примеров искусственных функциональных иерархических материалов, как пленочных, так и объемных. Возрастание доли материалов, получаемых по технологиям «снизу-вверх», указывает на то, что со временем материалы именно такой архитектуры придут на смену современным синтетическим функциональным материалам. Основным механизмом образования иерархических наноматериалов является самосборка.

Цели настоящей работы направлены на изучение свойств наноматериалов с иерархической структурой на основе систем Sn-Si-O, Zn-Si-O, Zn-Sn-Si-O, Zr-Si-O, полученных из жидкой фазы в условиях самосборки и разработку новых технологических решений получения и диагностики газочувствительных слоев.

Для получения пленочных наноструктур на основе диоксида кремния был выбран представитель алкоксисоединений этиловый эфир ортокремневой кислоты (ТЭОС, $Si(OC_2H_5)_4$). Растворы ТЭОС обусловливали пленкообразующие качества и способность к растеканию по поверхности подложек. В качестве источников металооксидов были выбраны неорганические соли олова, цинка и циркония. Приготовленные золи наносили на поверхности подложек из стекла или кремния, распределяли с помощью центрифуги (3000 об/мин) и подвергали термической обработке. В результате получали тонкие полупроводниковые слои на основе металлооксидов.

Порошки ксерогелей на основе систем Sn-Si-O, Zn-Si-O, Zn-Sn-Si-O, Zr-Si-O получали путем перевода золя в гелеобразное состояние с помощью введения водного раствора аммиака. Полученный влажный гель подвергали предварительной сушке при комнатной температуре в течение нескольких суток, при 100°С в течение одного часа, а затем выдерживали в изотермическом режиме в температурном диапазоне 200–1000°С. Длительность термообработки составляла от 5 до 180 минут.

Исследования морфологии пленочных наноструктур проводились с применением «полуконтактной» колебательной методики атомно-силовой микроскопии (АСМ) с помощью нанолаборатории Ntegra Terma. Выявлено, что молекулярно-массовое распределение неорганических полимерных цепей в золе оказывает значительное влияние на надмолекулярную структуру нанокомпозитов. Показано, что чем длиннее полимерные

цепи в золе, тем происходит более сильная тенденция к спинодальному распаду. Показана возможность создания пористых проводящих ветвей перколяционных нанокомпозитов на основе металлооксидов. В работе были поставлены эксперименты по получению 3D-перколяционных сетей на основе металлооксидов.

Электрофизические свойства полученных образцов изучалась с помощью метода спектроскопии импеданса. Исследования полученных материалов проводились методом рентгеновского фазового анализа. В качестве аналитического оборудования применялся рентгеновский настольный дифрактометр «ДРН Фарад». По результатам исследований обнаружено, что площадь поверхности пористых нанокомпозитов на основе металлооксидов составляет 100 – 400 м2 /г. Проведены измерения газочувствительности в диапазоне температур 300-400 С с использованием восстанавливающих газов-реагентов.

Работа проводилась в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы при выполнении государственного контракта П1249 от 07.06.2010.

Формирование и исследование металлооксидных систем методом локального анодного окисления для применения в газочувствительных сенсорах

Старцева А. В.[1], Максимов А. И.[1]

[1] С П б Г Э Т У (Л Э Т И)

Эл. почта: sav2405@gmail.com

Металлооксидные сенсоры привлекли огромное внимание исследователей в промышленных и научных сообществах, так как они широко применяются для регистрации и классификации наличия химических веществ и их смесей в воздухе. Интерес к газовым сенсорам и технологии их изготовления обусловлен несколькими причинами. Имеется насущная потребность масштабного применения таких сенсоров в различных отраслях промышленности, для контроля утечек газового топлива, токсичных и взрывоопасных газов, а также для экологического мониторинга воздушной среды.

Целью настоящей работы является формирование наноразмерных металлооксидных конструкций для применения в газочувствительных датчиках методом локального анодного окисления, отработка технологии получения оксида необходимой конфигурации и исследование свойств полученных структур.

В данной работе формирование газочувствительных наноразмерных металлооксидных конструкций производится с помощью метода локального анодного окисления с использованием сканирующего зондового микроскопа на базе платформы NTEGRA. В качестве исходных структур для создания активных элементов газочувствительных сенсоров использовались микронные титановые структуры с макроскопическими электрическими контактами. На первых этапах работы большое внимание уделялось отработке технологии локального анодного окисления титана и исследованию влияния различных параметров на данный процесс. В методе локального анодного окисления зонд атомно-силового микроскопа подводится к поверхности проводящего образца. В условиях влаж-

ной окружающей среды при приложении импульсов напряжения между зондом и образцом происходит электрохимическая реакция, в результате протекания которой на поверхности подложки происходит формирование оксидных наноразмерных структур. Зонд атомно-силового микроскопа используется как катод и образованный между зондом и образцом водный мениск выступает в роли электролитической ячейки.

Исследование зависимости высоты окисла от приложенного напряжения проводилось при влажности 60%. Величина прикладываемого напряжения варьировалась от 3 до 10 В. Исследования показали, что зависимость высоты оксида от прикладываемого напряжения состоит из двух линейных участков. При значениях напряжения больше 6 В рост высоты окисла идет быстрее, чем при напряжениях меньше 6 В.

При увеличении влажности окружающей среды увеличивается высота формируемого оксида титана, что можно объяснить увеличением концентрации ионов кислорода или групп ОН, которые необходимы для окисления. Также при повышении влажности можно наблюдать уширение формируемых оксидных линий. По-видимому, при увеличении влажности окружающей среды форма водного мениска, образующегося при контакте зонда с поверхностью образца, уширяется, что сказывается в итоге на конфигурации сформированного окисла. Параметры оксида будут зависеть от силы прижима зонда к поверхности. Здесь опять же сказывается влияние формы водного мениска, образующегося между зондом и поверхностью образца.

Также в данной работе было проведено исследование влияния формы зонда на конфигурацию формируемого оксида. Для проведения эксперимента были использованы два типа зондов: обычный кремниевый зонд с радиусом закругления 20 нм и зонд с алмазоподобным покрытием с радиусом закругления 60 нм. Исследование показало, что при использовании обычного кремниевого зонда толщина линии получается примерно в 2.5 раза тоньше, чем при использовании зонда с алмазоподобным покрытием. Таким образом, характеристика используемых для окисления зондов непосредственным образом влияют на форму получаемого оксида.

С помощью метода локального анодного окисления было сформировано несколько опытных образцов. Планируется исследовать их газочувствительные свойства к восстанавливающим газам.

Рентгеновские исследования ультрадисперсных алмазов

Шарков М. Д.[1], Бойко М. Е.[1], Ивашевская С. Н.[2], Белякова Н. С.[3]

[1]ФТИ

[2]ИГ КарНЦ РАН

[3]СПбГПУ

Эл. почта: mischar@mail.ioffe.ru

В рамках нескольких серий экспериментов, проведенных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе и в ООО «Буревестник», получены данные малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) для двух образцов алмазной шихты (АШ) – материала, содержащего значительную долю детонационного ультрадисперсного алмаза (УДА).

Анализ полученных данных МУРР показал, что в обоих образцах могут присутствовать зерна с размерами до 300–500 $\AA$. Определено присутствие в образце АШ №1 низкораз-

мерных структурных компонент с фрактальной размерностью от 1 до 2, что согласуется с гипотезой о покрытии зерен УДА фуллереновой оболочкой наподобие луковой шелухи [1]. С целью обработки широкого брэгговского пика спектра МУРР образца №1 стандартная процедура анализа МУРР [2] была дополнена специальной процедурой Фурье-фильтрации малоугловых брэгговских пиков.

Расширенная методика позволила выделить из сигнала МУРР для образца №1 ряд компонент, отвечающих отдельным сверхструктурным межплоскостным расстояниям в матрице образца. Эти величины, как оказалось, составляют от 50 $\AA$ до 150 $\AA$ (в частности, наблюдались пики наиболее высокой интенсивности отвечали величинам 50, 65, 90 и 145 $\AA$). Полученный набор брэгговских пиков может соответствовать расстояниям между отдельными концентрическими фуллереновыми оболочками предполагаемого луковичного покрытия.

Анализ МУРР образца №2, в свою очередь, привел к выводу о присутствии в образце как трехмерных зернистых, так и двумерных составляющих, что также согласуется с моделью зерен УДА из [1]. Физические размеры зерен, полученные из анализа спектра МУРР образца №2, оказались порядка 400 $\AA$.

Литература

1. Redlich P., Banhart F., Lyutovich Y., Ajayan P. M. EELS Study of the Irradiation-Induced Compression of Carbon Onions and Their Transformation to Diamond. // Carbon. Vol. 36. P. 561–563. 1998;
2. Василевская Т. Н., Захарченя Р. И. Структура нанокристаллической γ-модификации оксида алюминия, легированной катионами хрома ($\gamma - Al_2O_3 : Cr$), по данным рассеяния рентгеновских лучей под малыми и средними углами. // ФТТ. № 38. Вып. 10. С. 3129-3143. 1996.

Биополимерные пленки на основе хитозана с наноразмерными включениями

Бобрицкая Е. И.[1,2]

[1] Р Г П У

[2] И Т М О

Эл. почта: e.bobritskaya@gmail.com

Одной из важных областей использования биополимеров в современном мире является медицина, где перспективное направление использования данных материалов – создание биосовместимых и биодеградируемых конструкционных элементов. Одним из используемых в этих целях полимеров служит хитозан (деацетилированное производное хитина) в качестве матрицы для выращивания биологических тканей и нервов.

Важными критериями использования данного полимера являются адгезионные свойства поверхности, определяющие взаимодействие между полимером и наносимыми на него клетками биологических тканей, а также электропроводность полимера, определяющая электретные свойства полимера и возможность изготовления волокон – подложки для выращивания нервов.

В работе показано, что целенаправленное изменение электрических свойств и свойств поверхности хитозана возможно путем введения наноразмерных частиц в полимерную матрицу.

Исследовалось влияние модификации исходной полимерной матрицы хитозана (степень деацетилирования 95%) наночастицами хризотила (5 об.%) и монтмориллонита (5 об.%).

Форма, размеры частиц, распределение в полимере и влияние хризотила на шероховатость поверхности исследовались методом атомно-силовой микроскопии. Выяснено, что кристаллы хризотил-асбеста представляют собой тончайшие трубочки-фибриллы диаметром 20 нм и длиной от десятков нанометров до нескольких микрометров, распределены в полимере равномерно по всему объему. Таким образом, внедрение в полимерную матрицу хитозана наночастиц хризотила увеличивает шероховатость поверхности в 4 раза, что в свою очередь, улучшает адгезию наносимых покрытий к матрице.

Исследования электропроводности исходного и композитного полимера проводились методом термостимулированной поляризации (ТСП) на установке термостимулированных токов Setaram TSC II (Франция).

При сравнении токов проводимости чистого и композитного полимера показано, что внедрение хризотила уменьшает проводимость в 3 раза, в модифицированных пленках, в отличие от исходных, удалось создать поверхностный заряд, сохраняющийся при комнатной температуре до нескольких часов.

Внедрение монтмориллонита наоборот, увеличивает проводимость хитозановой матрицы.

Таким образом, внесением различного рода минеральных наполнителей можно управлять проводимостью полимера в зависимости от поставленных задач.

Исследования природы релаксационных процессов в полимере и его композитах проводились методами термостимулированной поляризации и термостимулированной деполяризации. На спектрах ТСП и ТСД обнаружены и исследованы 4 релаксационных процесса.

Термическая обработка (выдержка при $80^{\circ}\tilde{N}$ в течение 10 минут) пленок приводит к существенному уменьшению величины первых двух пиков (25°С – 35°С и 70°С – 100°С), что свидетельствует в пользу влияния испарения уксусной кислоты на релаксационные процессы в данной области температур. Существенное увеличение тока в высокотемпературной области (Т > 200°С) связано с деструкцией полимера при повышенных температурах.

Положение и высота пика в области температур 120°С -150°С существенно зависит от температуры поляризации образца, что может свидетельствовать о дипольном механизме поляризации с широким распределением времен релаксации. Относительная величина данного пика сильно зависит от наличия в полимере наполнителя, что может быть связано с уменьшением подвижности групп NH_3^+.

Одноэлектронный транзистор с механическими степенями свободы

Князев Д. А.[1], Пашкин Ю. А.[2], Ли Т. Ф.[3], Астафьев О. В.[2], Цай Дж.Ш.[2]

[1]ФИАН

[2]Лаборатория наноэлектроники NEC и Институт передовых исследований РИКЕН, Япония

[3]Университет Цинхуа, Китай

Эл. почта: knyazev@lebedev.ru

Одноэлектронный транзистор [1] привлекает внимание исследователей как одно из перспективных устройств современной наноэлектроники. Благодаря своей уникальной зарядовой чувствительности он находит применение в электрометрии, метрологии, а также в экспериментах, связанных с квантовыми измерениями. В недавней работе [2] было предложено использовать одноэлектронный транзистор как детектор колебаний малых амплитуд наномеханических резонаторов. Принцип такого детектирования заключается в том, что при смещении резонатора от положения равновесия на остров транзистора наводится электрический заряд, и это приводит к модуляции измеряемого тока. Для преобразования механического смещения в изменение электрического заряда, которое и детектирует одноэлектронный транзистор, между транзистором и наномеханическим резонатором подаётся высокое, несколько вольт, постоянное напряжение.

Обычный одноэлектронный транзистор изготавливается на подложке и механическими степенями свободы не обладает. Устройство, изучаемое в данной работе, включает в себя как наномеханический резонатор, так и датчик малых механических смещений в виде одноэлектронного транзистора [3]. Другими словами, это одноэлектронный транзистор с механическими степенями свободы, которые появляются за счёт подвешивания его острова. В этом случае остров транзистора обладает изгибными модами, резонансные частоты которых зависят от параметров материала острова и его геометрических размеров. Исследуемый транзистор изготовлен из алюминия и может работать как в нормальном, так и сверхпроводящем состояниях.

В эксперименте измеряется ток I через транзистор в зависимости от частоты f приложенной к острову транзистора внешней силы. Механический резонанс проявляется в виде характерной особенности на зависимости I(f), когда частота внешней силы близка к резонансной частоте основной изгибной моды острова транзистора. Наши наблюдения хорошо согласуются с предсказаниями ортодоксальной теории одноэлектронного транзистора [1] для случая, когда присутствует основная изгибная мода колебаний.

Описанное устройство может применяться как для детектирования собственных механических высокочастотных колебаний, так и для изучения квантовых эффектов в наноэлектромеханических системах, например, в зарядовых или потоковых кубитах с механической степенью свободы.

Литература

1. D. V. Averin and K. K. Likharev, Single electronics: a correlated transfer of single electrons and Cooper pairs in systems of small tunnel junctions, in: Mesoscopic phenomena

in solids, eds. B. L. Altshuler, P. A. Lee, R. A. Webb (Elsevier, Amsterdam, 1991), pp. 173-271;
2. M. Blencowe, Quantum electromechanical systems, Phys. Rep. 395 159 (2004);
3. Yu.A. Pashkin, T. F. Li, J. P. Pekola, O. Astafiev, D. A. Knyazev, F. Hoehne, H. Im, Y. Nakamura, J. S. Tsai, Detection of mechanical resonance of a single-electron transistor by direct current, Appl. Phys. Lett. 96 263513 (2010).

Возбуждение и распространение поверхностных плазмон-поляритонов в конических Au/Ag структурах

Васильченко В. Е.[1], Харинцев С. С.[1], Салахов М. Х.[1]

[1] К Ф У

Эл. почта: valeria.vasilchenko@gmail.com

В последнее время значительный интерес вызывает взаимодействие оптического излучения с наноразмерными проводящими структурами. Это взаимодействие имеет место, например, при связывании ближнего поля с дальним в локально-усиленной спектроскопии комбинационного рассеяния (TERS – Tip-Enhanced Raman Scattering). В TERS используются конические наноразмерные металлические зонды, на которых происходит возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, что обеспечивает генерацию ближнего поля на кончике зонда и значительное усиление поля [1]. Таким образом, этот вид спектроскопии имеет хорошую чувствительность и разрешение [2]. Известно, что существование поверхностных плазмон-поляритонов возможно на границе раздела металл/диэлектрик при использовании соответствующих материалов и выполнении условий пространственного синхронизма. В данной работе исследуется возбуждение и распространение поверхностных плазмон-поляритонов на поверхности сплава Au/Ag. Предлагается использовать именно такой сплав, так как для серебра имеет место узкий плазмонный резонанс, что обеспечивает усиление поля, а золото добавляется для борьбы с окислением зонда.

Литература

1. A. Hartschuh, Tip-enhanced near-field optical microscopy, Angew. Chem., Int. Ed. 47, 2008, 8178–8191;
2. S. S. Kharintsev, G. G. Hoffmann, P. S. Dorozhkin, G. deWith and J. Loos. Atomic force and shear force based tip-enhanced Raman spectroscopy and imaging. Nanotechnology, 18, 2007, 315502 .

Оптические антенны с субволновой решеткой для генерации ближнего поля

Рогов А. М.[1], Харинцев С. С.[1], Салахов М. Х.[1]

[1] К Ф У

Эл. почта: alexeyrogov111@gmail.com

Оптические взаимодействия в ближнем поле привели к быстрому развитию методов визуализации поверхностных волн зарядовой плотности – поверхностных плазмон-поляритонов, на интерфейсе метал-диэлектрик которые позволяют, с одной стороны, преодолеть дифракционный предел Аббе, с другой – обеспечить усиление оптического отклика на несколько порядков [1,2]. Одним из таких методов является спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (Tip-Enhanced Raman Scattering (TERS)), с помощью которой можно проводить недеструктивный химический анализ субволновых структур в видимом диапазоне при нормальных условиях. В основе этого явления лежит сильное сжатие и усиление лазерного поля вблизи наноразмерных частиц. Возможность регистрировать высокие пространственные частоты обусловлена делокализацией ближнего поля. Существует два механизма делокализации электромагнитного поля – рассеяние света на сингулярности и возбуждение локализованного поверхностного плазмона.

Одним из важнейших параметров преобразования объемной электромагнитной волны в поверхностную является коэффициент преобразования ближнего поля в дальнее ($I_{ff} = \eta I_{nf}$). Задача оптимизации техники эксперимента для повышения коэффициента преобразования η исследуется учеными уже довольно давно, и однозначного решения пока не имеет. Для этих целей используются, например, радиально поляризованный лазерный свет [3], непрозрачный диск для удаления центральной части волнового фронта [4] и др.

В данной работе предлагается использовать для решения данной задачи оптические антенны с субволновой решеткой, что позволяет как осуществлять эффективное связывание ближнего поля с дальним, так и открывает возможность для пространственного разнесения областей возбуждения и высвечивания плазмона.

Литература

1. Novotny, S. J. Stranick, Near-field optical microscopy and spectroscopy with pointed probes, Annu. Rev. Phys. Chem, 57,p303, 2006;
2. S. S. Kharintsev, G. G. Hoffmann, P. S. Dorozhkin, G deWith, J. Loos, Atomic force and shear force based tip-enhanced Raman spectroscopy and imaging, Nanotechnology, 18, p. 315502, 2007;
3. L. Novotny, M. R. Beversluis, K. S. Youngworth, T. G. Brown, Longitudinal Field Modes Probed by Single Molecules, PRL, 24, p.5221. 2001;
4. S.Kawata, Near-field optics and surface Plasmon-polaritons, Springer, p 210, 2001.

Низкотемпературный рост прозрачных проводящих слоев оксида индия-олова в бескислородной среде методом ВЧ-магнетронного распыления

Кудряшов Д. А.[1], Гудовских А.С[1], Зеленцов К. С.[1]

[1] СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: kudryashovda@gmail.com

Благодаря низкому удельному сопротивлению и высокой прозрачности в видимой части спектра оксид индия-олова (ITO) нашел широкое применение в электронной промышленности, в частности при производстве ЖК-панелей, солнечных элементов, сенсорных устройств, электронных чернил и т.д. ITO является широкозонным вырожденным полупроводником n-типа с высокой концентрацией и подвижностью свободных носителей заряда [1]. На сегодняшний день осаждение пленок ITO производится различными методами (газофазная эпитаксия, золь-гель метод, электронно-лучевое испарение, магнетронное распыление и пр.). Для получения качественного проводящего прозрачного покрытия обычно используется осаждение при высоких температурах (более 300°C) [2], либо проводится его отжиг. Данное обстоятельство накладывает существенные ограничения на выбор материала подложки и затрудняет или делает невозможным использование фотолитографии. Имеется крайне малое количество публикаций, свидетельствующих о выращивании высококачественного ITO в условиях невысоких температур [3,4].

Целью данной работы является разработка технологии формирования проводящих прозрачных покрытий на основе оксида индия-олова методом ВЧ-магнетронного распыления при комнатной температуре в бескислородной среде; определение зависимостей свойств данных покрытий от условий распыления.

Пленки ITO осаждались при комнатной температуре на Si(100)-подложках и 1мм стеклянных пластинах на установке ВЧ-магнетронного осаждения (BOC Edwards Auto 500 RF). В качестве мишени выступал 3'' диск из смешанного оксида состава 90% In_2O_3-10%SnO_2. Давление в рабочей камере перед напуском аргона составляло менее $5\cdot10^{-6}$ мбар. Аргон марки вч подавался в камеру со скоростью 2-10 $см^3$/мин. Перед началом осаждением оксидная мишень "выдерживалась" в плазме аргона в течение 10 мин с целью удаления возможных загрязнений. Мощность ВЧ-магнетрона варьировалась в диапазоне 20-100 Вт. Толщина полученных пленок ITO во всех экспериментах составляла 100 нм.

Все выращенные пленки ITO имели гладкую поверхность и резкую границу ITO/подложка. Скорость осаждения ITO линейно возрастала с повышением мощности ВЧ-магнетрона. Коэффициент пропорциональности равен 2.98 нм/(ч·Вт) при давлении аргона $1.95\cdot10^{-3}$ мбар.

Мощность ВЧ-магнетрона, также как и давление в ростовой камере не оказывали значительного влияния на коэффициент преломления пленок ITO, он составлял 1.98±0.02 при вырьировании мощности и давления в диапазоне 20-100 Вт и $1\text{-}4\cdot10^{-3}$ мбар соответственно.

Удельное сопротивление пленок ITO снижалось при повышении мощности ВЧ-магнетрона и достигало минимального значения $5.4\cdot10^{-4}$ Ом·см при мощности ВЧ-излуче-

ния магнетрона 50 Вт. Дальнейшее повышение мощности приводило к увеличению удельного сопротивления. Похожие корреляции были получены в [3].

Были измерены спектры пропускания пленок ITO, толщиной 100 нм, выращенных в бескислородной среде при комнатной температуре. Полученные пленки ITO характеризуются 80-90% пропусканием в видимой области спектра. Было показано, что с увеличением мощности ВЧ-излучения магнетрона снижается интенсивность интерференционного пика пропускания на длине волны 480 нм.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 12-08-01257а).

Литература

1. H. Kim and C. M. Gilmore, "Electrical, optical, and structural properties of indium–tin–oxide thin films for organic light-emitting devices", J. Appl. Phys. 86 (11), 1999;
2. O. Tuna, Y. Selamet, G. Aygun and L. Ozyuzer. “High quality ITO thin films grown by dc and RF sputtering without oxygen”, J. Phys. D: Appl. Phys. 43 055402, 2010;
3. M. J. Chuang. “ITO films prepared by long-throw magnetron sputtering without oxygen partial pressure”, J. Mater. Sci. Technol., 2010, 26(7), pp. 577-583;
4. W.-F. Wu and B.-S. Chiou. “Properties of radio-frequency magnetron sputtered ITO films without in-situ substrate heating and post-deposition annealing”, Thin Solid Films, 247 (1994), 201-207.

Кинетика окрашивания электрохромных материалов и устройств на их основе, полученных методами золь-гель технологии

Ширшнев П. С.[1], Колобкова Е. В.[1], Непоклонов В. К.[1], Мацкевич А. О.[2], Сохович Е. В.[2]

[1] И Т М О

[2] С П Б Г Т И (Т У)

Эл. почта: pavel.shirshnev@gmail.com

Электрически управляемым пропусканием обладают материалы с электрохромным эффектом (ЭХЭ). ЭХЭ – обратимое изменение оптических свойств вещества под действием электрического тока при коммутации направления, обусловленное образованием и исчезновением наведенных током центров поглощения света. В последние два десятилетия большое количество исследователей было сфокусировано на ЭХ технологиях для борьбы с солнечным излучением как с точки зрения нагрева (ИК область), так и с целью устранения слепящего эффекта (Видимая область). Однако, уровень разработки ЭХ систем для потребителя с промышленной точки зрения еще далек от завершающей стадии. В основном это связано с тем, что еще слишком мало известно об эксплуатационных характеристиках каждого из комплектующих ЭХ системы, не говоря уже о сложности взаимодействия и формирования отдельных слоев мультикомпонентных ЭХ окон.

Главным неотъемлемым компонентом ЭХЭ композиции является аморфный оксид вольфрама, который был многократно изучен и оказался лучшим ЭХ материалом. Процесс, происходящий в тонкой пленке может быть записан следующим образом: Mx WO_3 (голубой) WO_3 (бесцветный)+xM^+ +xe^-.

В связи с этим для формирования стабильной ЭХ системы возникает проблема обратимого электрохимически стабильного противоэлектрода для WO_3. Другой проблемой является термически и электрохимически стабильный электролит, работающий в широком диапазоне температур (-40 – +90^{0}C). Важной проблемой с точки зрения оформления технологического процесса получения ЭХЭ композиций и его стоимости является способ нанесения каждого из компонентов, который также влияет на скорость окрашивания/обесцвечивания. Традиционными методами получения ЭХ композиций на сегодняшний день являются:

1. вакуумное напыление;

2. электрохимический способ.

В настоящей работе предлагается наиболее простой способ, не требующий сложного оборудования – метод нанесения тонких пленок по золь-гель технологии. Для повышения устойчивости золей можно повысить их вязкость путём добавления незначительных количеств водорастворимых олигомеров и полимеров, такие как поливиниловый спирт, полиэтиленгликоль, полиакрилаты, полиоксиэтилен, ПВБ. Плёнки из таких золей можно наносить центрифугированием, поливом, окунанием, вытяжкой. При этом толщина получаемых плёнок будет сильно зависеть от вязкости золя.

Одним из наиболее важных критериев в выборе ЭХ материала является эффективность окрашивания, определяемая как изменение оптической плотности (на определенной длине волны) при прохождении заряда через единицу поверхности:

$$\eta = (log \frac{T_b}{T_d}) \frac{1}{q}$$

T_d, T_b – пропускание при окрашивании / просветлении, q- заряд через единицу площади электродов.

В настоящей работе было исследована кинетика окрашивания/обесцвечивания для нескольких ЭХ- композиций: а)композиция, содержащая в качестве рабочего электрода WO_3, в качестве противоэлектрода V_2O_5 и жидкий электролит, содержащий HCl; б) WO_3,/ HCl / TiO_2; в) WO_3,/ твердый полимерный Li^+ проводящим электролит/ TiO_2, V_2O_5.

Изучена кинетика изменения спектров поглощения и электрического тока, протекающего через ЭХЭ композиции нескольких составов. Скорость окрашивания от центра к перефирии увеличивается на 10%. Показано влияние материала противоэлектрода. Изучено влияние температуры на процесс окрашивания/обесцвечивания в диапазоне 5-70^{o}C. Показано слабое изменение параметров системы в изученном диапазоне. Определена эффективность окрашивания для всех перечисленных композиций, которая составила от составила от 60 до 100 см^2/Кл.

Исследование влияния химической пассивации поверхности на электрофизические свойства GaAs нанопроводов методами сканирующей зондовой микроскопии

Алексеев П. А.[1,2], Дунаевский М.С[1], Львова Т. В.[1], Улин В. П.[1], Титков А. Н.[1]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г Э Т У (Л Э Т И)

Эл. почта: nрохер@gmail.com

Нанопровода (НП) GaAs являются перспективным материалом для создания новых приборов нано- и оптоэлектроники[1]. В атмосферных условиях происходит окисление поверхности НП, что может приводить к изменению электронного состояния поверхности. В образовавшемся поверхностном оксиде возникают: «медленные» состояния захватывающие заряд, а также «быстрые» – рекомбинационные ловушки. Поверхностные состояния приводят к изменению поверхностного потенциала и приповерхностного изгиба энергетических зон, что вызывает увеличение области пространственного заряда (ОПЗ)[2]. Поскольку диаметр НП составляет десятки нанометров, то ОПЗ может занимать практически весь объём нанопровода, что приводит к значительному уменьшению проводимости НП. Кроме того, высокая плотность поверхностных рекомбинационных центров существенно ограничивает возможность применения НП в качестве солнечных элементов[3]. Поэтому необходимо уменьшать плотность поверхностных состояний и контролировать величину поверхностного потенциала. Одним из способов решения этой проблемы является химическая пассивация поверхности[4].

В данной работе исследовались GaAs нанопровода, выращенные на n- GaAs (111)B подложке, методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Диаметр нанопроводов составлял 120 нанометров. Изучалось влияние двух химических пассиваций: сульфидной – в водных растворах сульфида натрия и нитридной – в растворах гидразина гидрата+0.01 моль сульфида натрия, на электрофизические характеристики GaAs НП. При обработке поверхности GaAs в подобных растворах протекают два параллельных процесса – травление и формирование пассивирующего покрытия.

В работе методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) изучалось влияние пассивации на вольт-амперные характеристики (ВАХ) и поверхностный потенциал НП. Для записи ВАХ зонд СЗМ прижимался к окончанию, растущего на подложке, нанопровода и являлся электрическим контактом, второй контакт создавался с подложкой, на которой росли нанопровода. Измерение поверхностного потенциала проводилось СЗМ методом градиентной Кельвин-зонд микроскопии.

Исследования проводились с помощью СЗМ микроскопа Ntegra AURA производства NT-MDT (Россия). Получение ВАХ происходило в условиях форвакуума 10^{-5} Bar при комнатной температуре. Использовались проводящие зонды DCP 11 (NT-MDT).

Установлено, что нитридная и сульфидная пассивации GaAs НП p и n типов легирования приводят к резкому возрастанию их проводимости. Одновременно наблюдалось значительное увеличение поверхностного потенциала. Анализ ВАХ позволяет говорить об увеличении с пассивацией концентрации свободных носителей заряда в объёме сла-

болегированных n-НП, и уширении проводящего канала в сильнолегированных p-GaAs НП. Эти изменения объясняются снижением плотности поверхностных состояний и изменением величины поверхностного потенциала. В работе также было обнаружено, что пассивация p-GaAs НП, выращенных на подложках n типа, приводит к возникновению фотоЭДС, что свидетельствует о снижении количества поверхностных рекомбинационных центров.

Работа поддержана грантом РФФИ 10-02-00784-а и грантом Президента РФ «Ведущие научные школы НШ 3008.2012.2».

Литература

1. Gudiksen M.S., et. al., Growth of nanowire superlattice structures for nanoscale photonics and electronics, NATURE, 415, 617, 2002;
2. Simpkins B.S., et. al., Surface depletion effects in semiconducting nanowires, Journal Of Applied Physics, 103, 104313, 2008;
3. LaPierre R.R., Numerical model of current-voltage characteristics and efficiency of GaAs nanowire solar cells, Journal Of Applied Physics, 109, 034311, 2011;
4. Sandroff C.J., et. al., Dramatic enhancement in the gain of a gaas/algaas heterostructure bipolar-transistor by surface chemical passivation, Applied Physics Letters, 51, 37, 1987.

Особенности влияния импульсного электрического поля на рост наночастиц серебра в фото-термо-рефрактивных стеклах.

Ширшнев П. С.[1], Никоноров Н. В.[1], Игнатьев А. И.[1]

[1] И Т М О

Эл. почта: pavel.shirshnev@gmail.com

Сегодня фото-термо-рефрактивные (ФТР) стекла, содержащие ионы серебра, используются в современных приложениях фотоники, например, при создании объемных фазовых голограмм различного назначения – узкополосных спектральных и пространственных фильтров, внутрирезонаторных зеркал для стабилизации длины волны полупроводниковых лазеров, брэгговских чирпированных решеток для компрессии световых импульсов, сумматоров лазерных пучков и т.д.

В настоящее время опубликовано много работ по воздействию электрического поля на стекла и полимеры с наночастицами серебра. Как правило, это эксперименты, в которых используется постоянное электрическое поле. При протекании постоянного электрического тока через стекло с наночастицами серебра наблюдается их растворение. По механизму, описанному в [1], эти процессы напоминают электролиз: под действием постоянного электрического поля происходит ионизация наночастиц серебра с образованием свободных электронов, которые направляются к положительному электроду, и в противоположном направлении происходит диффузия положительных ионов серебра к другому электроду. В тоже время, отсутствуют работы по воздействию импульсного электрического поля в стеклах, содержащих ионы серебра. В настоящей работе представлены первые результаты по воздействию импульсного электрического поля при температурной обработке на процессы формирования наночастиц серебра в ФТР стекле.

В данной работе исследовались ФТР стекла системы Na_2O-ZnO-Al_2O_3-SiO_2-NaF-NaCl с содержанием 0.12 mol.% Ag_2O, 0.007 mol.% CeO_2 и 0.04 mol.% Sb_2O_3, которые аналогичны стеклам, описанным в работе [2]. Температура стеклования (Tg) для данной стеклообразной системы составила 495°C. Толщина образцов составила 0.2, 0,5 и 1 мм. Температура, при которой прикладывалось электрическое поле составляла 450°C, т.е. ниже Tg. Частота следования импульсов составляла 50 Hz, длительность импульса – 60 микросекунд, напряжение V = 5 kV. Температура и параметры поля были определены исходя из предварительных измерений частотной и температурной зависимости электрических параметров стекла.

Обнаружено, что при термообработке ФТР стекла в процессе приложения импульсного электрического поля образуется полоса поглощения с максимумом 440 нм (коэффициент поглощения ~40 $см^{-1}$), обусловленная формированием наночастиц серебра в стекле. Установлено, что на поверхности образцов формируется пленка металлического серебра. Этот эффект может объясняться наличием поверхностных токов и возможным химическим взаимодействием стекла с материалом электрода.

Установлено, что размер области, в которой формируются наночастицы серебра, зависит от напряженности электрического поля и температуры обработки.

В работе описаны механизмы, объясняющие обнаруженные эффекты.

Литература

1. A.A.Lipovskii, V.G.Melehin, M.I.Petrov, Yu.P.Svirko, V.V.Zhurikhina, Формат: Иванов И. И., Петров В.В, Bleaching versus poling: Comparison of electric field induced phenomena in glasses and glass-metal nanocomposites, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, 109, 011101, 2011;
2. Nikonorov N. V., Sidorov A. I., Tsekhomsky V. A. Silver nanoparticles in oxide glasses: technologies and properties, Silver nanoparticles. In-Tech. p. 177., p 2010.

Влияние термического отжига на свойства плёнок ZnO:B выращенных методом газофазной эпитаксии.

Семерухин М. Ю.[1,2], Кудряшов Д. А.[2], Зеленцов К. С.[2], Андроников Д. А.[1], Терукова Е. Е.[1,4]

[1] Ф Т И

[2] С П б А У Н О Ц Н Т

[3] ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при ФТИ им. А.Ф. Иоффе»

[4] С П б Г Э Т У (Л Э Т И)

Эл. почта: msemerukhin@mail.ru

Одной из многочисленных возможностей применения тонких пленок оксида цинка (ZnO) является их использование в качестве прозрачных электрических контактов и буферных слоев в тонкоплёночных солнечных элементах (ТПСЭ) [1]. Важным параметром таких контактов является их удельное сопротивление.

Цель данной работы состояла в нахождении оптимального режима отжига (времени и температуры отжига) слоёв ZnO:B выращенных химическим газофазным осаждением при пониженном давлении (LPCVD), приводящего к снижению удельного сопротивления.

Дополнительно проводились измерения оптических свойств слоёв ZnO:B для оценки влияния отжига на их значения. Такое исследование позволяет разработать рекомендации по оптимизации технологического процесса для получения слоев ZnO с пониженным сопротивлением слоёв, способных привести к улучшению характеристик ТПСЭ.

Отжиг образцов проводился на установке JETFIRST JIPELEC при давлении $5 \cdot 10^{-2}$ мбар и температуре 100-400 ^{o}C с шагом 50 градусов. Время отжига варьировалось от 5 до 30 минут. Оптические характеристики (спектры пропускания, степень рассеяния) ZnO:B измерялись спектральной установкой на основе монохроматора M266 и галогенной лампы КГМ24-250 в диапазоне длин волн 300-1200 нм и спектрофотометре Varian Carry 5000. Измерение удельного сопротивления осуществляли четырехзондовым методом с помощью прецизионного программируемого источника питания KEITHLEY 2400.

Проведенные исследования выявили значительное влияние температуры отжига на удельное сопротивление тонких пленок ZnO:B выращенных методом LPCVD. Увеличение температуры отжига до 200^{o}C снижает величину удельного сопротивления до $2{,}46 \cdot 10^{-3}$ Ом·см. Дальнейшее повышение температуры приводит к резкому увеличению сопротивления пленки оксида цинка. Похожая зависимость, но при более высоких температурах, наблюдалась для ZnO, легированного алюминием, полученного магнетронным распылением [2]. Снижение сопротивления при отжиге (200 ^{o}C) может быть связано с пассивацией дефектов на границах зерен, что приводит к значительному снижению рассеяния электронов на границах зерен. Таким образом, при этой температуре может происходить незначительная рекристаллизация, приводящая к улучшению электрических свойств. С увеличением времени отжига наблюдается возрастание удельного сопротивления оксида цинка.

Были измерены спектры пропускания отожженных образцов ZnO:B в диапазоне длин волн 300-1200 нм, где происходит основное поглощение в микроморфных кремниевых ТПСЭ. Какого-либо значительного влияния температуры отжига на пропускание пленок ZnO:B не было обнаружено.

Таким образом, был определен оптимальный режим отжига плёнок LPCVD ZnO:B – 5 минут при температуре 200 ^{o}C, приводящий к снижению удельного сопротивления и не влияющий на оптические свойства образцов. Дальнейшие работы будут направлены на изучение оптических свойств (пропускание, рассеяние), электрических свойств (подвижность и концентрация носителей), структурных свойств (комбинационное рассеяние, рентгеноструктурный анализ) отожженных образцов. Данные исследования позволят более точно описать механизмы, происходящие в процессе отжига пленок ZnO:B.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 12-08-01257а)

Литература

1. Granqvist C.G., Transparent conductors as solar energy materials: A panoramic review, Solar Energy Materials & Solar Cells, 91, 1529, 2007;
2. Kim, Yumin et al., Optical and electronic properties of post-annealed ZnO:Al thin films, Applied Physics Letters, V96 №17, 171902, 2010.

Особенности тонких пленок a-Si_xC_{1-x}:H используемых в качестве буферных слоев тонкопленочных солнечных элементов на основе кремния

Семенов А. В.[1,2], Абрамов А. С.[1,3], Афанасьев В. П.[2], Давыдов В. Ю.[3], Теруков Е. И.[1,3]

[1]ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при ФТИ им. Иоффе»

[2]СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

[3]ФТИ

Эл. почта: AVSemenov88@mail.ru

Буферный слой между лицевым p-слоем и собственным (i) слоем аморфного перехода является важным элементом конструкции фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) изготовленных как по аморфной, так и по микроморфной технологии. Этот слой нужен для формирования гетероперехода между p- и i-слоями, что необходимо для снижения рекомбинации на фронтальном интерфейсе вследствие обратной диффузии носителей заряда, а так же для уменьшения диффузии бора в объем собственного слоя, приводящей к повышенной дефектности интерфейса.

В качестве материала для буфера обычно используют аморфный нестехиометрический карбид кремния (a-Si_xC_{1-x}:H). Присутствие углерода в этом материале позволяет увеличить ширину запрещенной зоны по сравнению с аморфным кремнием. Известно, что свойства тонких пленок на основе кремния могут зависеть от толщины пленок. Поскольку типичная толщина буфера составляет 10-20 нм, желательно иметь возможность контролировать свойства пленок с такой толщиной.

Измерение спектров поглощения в ИК области спектра позволяет контролировать количество и тип кремний-водородных связей, информация о которых необходима для определения фактора качества R, величина которого коррелирует со степенью фотоиндуцированной деградации пленок a-Si:H. Вместе с тем, для измерения спектров пропускания в ИК области спектра необходимо использование образцов, осажденных на подложки прозрачные в ИК области, в качестве которых обычно используют кристаллический кремний, полученный методом зонной плавки. Использование таких подложек имеет недостатки:

1. структура пленки может меняться в зависимости от типа подложки, соответственно, пленки, осажденные на c-Si могут иметь структуру отличную от выращенных на стекле;
2. стоимость таких подложек высока, что затрудняет контроль равномерности свойств пленок по площади подложек, применяемых для промышленного производства модулей.

В данной работе для исследования спектров ИК поглощения пленок на основе кремния мы применили метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Несмотря на то, что применение этого метода не обеспечивает получения абсолютных величин поглощения, применение НПВО позволяет измерять спектры на различных подложках, включая стеклянные. Для измерения спектров были использованы ИК-Фурье спектрометр Nicolet 8700 с приставкой VeeMaxII. Нами были исследованы пленки i-a-Si:H, p-Si_xC_{1-x}:H

и буферных слоев i-Si_xC_{1-x}:H, полученные методом плазмо-химического осаждения из газовой фазы при температуре 200 °C. Для исследований были выбраны серии образцов с толщинами в интервале от 20 до 200 нм. В работе анализировались полосы поглощения связанные с модами растяжения Si-H связей, расположенные около 2000 $см^{-1}$.

Результаты измерений ИК поглощения показали, что спектры i-a-Si:H, p-Si_xC_{1-x}:H не зависели от толщины. Для буферных слоев наблюдались два явных пика в поглощении, расположенные около 2000 и 2100 $см^{-1}$. При этом наблюдалась сильная зависимость формы полосы поглощения от толщины пленки – с ростом толщины уменьшался вклад в поглощение полосы расположенной около 2100 $см^{-1}$. Для уточнения причин изменения в спектре ИК поглощения буферных слоев с толщиной были проведены исследования спектров комбинационного рассеяния этих пленок. Было обнаружено, что в пленках с толщиной до 50 нм наблюдался узкий пик рассеяния при 520 $см^{-1}$, связанный с присутствием нанокристаллитов кремния. С ростом толщины вклад кристаллитов в спектры рассеяния уменьшался, при этом пленка толщиной 200 нм демонстрировала только широкую полосу около 480 $см^{-1}$, характерную для аморфного кремния. Такое изменение можно объяснить сильным водородным разбавлением, применяемым при росте буферных слоев, что приводит к кристаллизации пленок на начальном этапе осаждения.

Таким образом, свойства буферных слоев зависят от толщины исследуемой пленки, поэтому для корректной оптимизации буфера необходимо контролировать свойства пленок с толщиной близкой к применяемой в реальных ФЭП.

Оптимизация синтеза фотонных кристаллов на основе диоксидов кремния и ванадия

Ахмадеев А. А.[1], Сарандаев Е. В.[1], Салахов М. Х.[1]

[1] К Ф У

Эл. почта: sithalbert@ya.ru

Фотонный кристалл (ФК) – это материал, структура которого характеризуется периодическим изменением коэффициента преломления в пространственных направлениях, имеющий фотонные запрещенные зоны (стоп-зоны) в спектре собственных электромагнитных состояний [1]. Благодаря зонной структуре энергетического спектра, фотонные кристаллы часто рассматриваются в качестве оптических аналогов электронных полупроводников [2]. В настоящее время предложены многочисленные подходы к созданию ФК, основанные на использовании литографии [3], интерференционной голографии [4] и самосборки коллоидных частиц [5]. В настоящей работе проведены исследования по оптимизации условий синтеза ФК на основе диоксида кремния (SiO_2), а также «инвертированного» ФК на основе диоксида ванадия. Фотонные кристаллы на основе частиц SiO_2 были получены методом вертикального осаждения на стеклянную подложку под действием капиллярных сил [5]. Известно, что на процесс синтеза влияет множество различных факторов, таких как точность дозировки реагирующих веществ, степень очистки, порядок смешивания и др. Нами была изучена зависимость размера частиц SiO_2 от концентрации реагентов, а также от времени реакции. При этом определение разме-

ров частиц осуществлялось методами фотометрии, лазерной дифракции и атомно-силовой микроскопии с последующей математической обработкой полученных изображений.

Аналогичные исследования проведены для «инвертированных» ФК на основе диоксида ванадия. «Инвертированные» фотонные кристаллы получают в результате заполнения пустот между частицами SiO_2 каким-либо веществом, с последующим удалением частиц диоксида кремния. Диоксид ванадия представляет интерес ввиду наличия быстрого фазового перехода полупроводник-металл [6] (переход за сотни фемтосекунд), благодаря чему этот материал может быть использован, например, для сверхбыстрого переключателя.

В результате проведенных исследований были определены оптимальные условия синтеза фотонных кристаллов на основе диоксидов кремния и ванадия.

Литература

1. Yablonovitch E., Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, Phys. Rev. Lett., Vol. 58, P. 2059 – 2062, 1987;
2. Lopez C., Materials aspects of photonic crystals, Adv. Mater., Vol. 46, P. 1679 – 1704, 2003;
3. Yao P. et al., Fabrication of three-dimensional photonic crystals with multilayer photolithography, Optics Express., Vol. 13, №7, P. 2370 – 2376, 2005;
4. Duneau M., Delyon F., Audier M., Holographic method for a direct growth of three-dimensional photonic crystals by chemical vapor deposition, Journal of Applied Physics., Vol. 96, №5, P. 2428 – 2436, 2004;
5. Vlasov Y.A., Bo X.-Z., Sturm J.C., Norris D.J., On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals, Nature., Vol. 414, P. 289 – 293, 2001;
6. Morin F.J., Oxides which show a metal-to-Insulator transition at the neel temperature, Phys. Rev. Lett., Vol. 3, №1, P. 34 – 36, 1959.

Исследование вольт-амперных характеристик квазиодномерных наноструктур на основе фуллеренов C_{60}

Павлов С. И.[1], Брунков П. Н.[1], Нестеров С. И.[1], Танклевская Е. М.[1], Нащекин А. В.[1]

[1] Ф Т И

Эл. почта: pavlov_sergey87@mail.ru

В последние годы становится все более очевидно, что дальнейшее улучшение производительности и быстродействия электронных устройств требует новых подходов. Одним из перспективных решений данной проблемы является создание наноразмерных структур и использование свойств вещества на молекулярном уровне [1].

Одним из перспективных материалов в этом направлении являются молекулы фуллеренов. Сферическая форма молекул позволяет рассматривать их как наноконденсатор размером всего 0.7 нм. Известно, что тонкие пленки фуллеренов демонстрируют электрические эффекты присущие одномерным квантовым объектам, такие как кулоновская блокада и баллистический транспорт носителей заряда. Также фуллерены обладают свой-

ством полимеризоваться под действием электронного облучения, что позволяет формировать структуры из фуллеренов посредством электронной литографии [2]. Совокупность описанных свойств определяет интерес к исследованиям в этой области, т.е. к созданию наноструктур на основе фуллеренов с новыми свойствами, проявляющимися на молекулярном уровне.

В данной работе структуры из фуллеренов создавались методом электронной литографии на растровом электронном микроскопе JSM 7001F (JEOL), сопряженном с литографическим комплексом «Nanomaker» (ООО «Интерфейс», г. Черноголовка) На диэлектрические подложки предварительно была изготовлена система золотых электрических контактов. Электрические контакты были получены методом взрывной фотолитографии с последующим прецизионным «врисовыванием» субмикронных контактов электронно-литографическим методом. Далее методом вакуумного термического напыления наносились аморфные пленки фуллеренов C_{60} толщиной 300 нм. Затем в областях между контактами пленки облучались пучком электронов по заданной геометрии. После этого необлученные области пленки растворялись в органическом травителе – толуоле. В результате были получены квазиодномерные наноструктуры из полимеризованных фуллеренов с шириной около 100 нм.

Измерение вольт-амперных характеристик производилось с использованием пикоамперметра/источника питания фирмы Keithley модель 6487. При анализе ВАХ были обнаружены локальные нелинейные участки, связанные с особенностями протекания тока по фуллереновой наноструктуре. Наличие порогового напряжения (напряжение отсечки, $U_{отс}$ = 0.5 В) свидетельствует о возникновении режима кулоновской блокады. Величина напряжения отсечки позволяет оценить размеры области, ответственной за возникновение кулоновской блокады с учетом: $E_{кулоновской\ блокады} = e^2/2C$ откуда $Uотс = e/2C$, где: e – заряд электрона, C – ёмкость области, $C = 4\varepsilon\varepsilon_0 r$, r – радиус области в сферическом приближении. В этих структурах критерий возникновения кулоновской блокады ($kT < e^2/2C$) выполняется с большим запасом.

Принимая во внимание значение напряжения отсечки, размер области, ответственной за возникновение кулоновской блокады, составляет 14 Å. С учетом размера молекулы фуллерена в качестве наноостровка, определяющего появление режима кулоновской блокады, целесообразно представить одиночную молекулу фуллерена, отделенную от соседних молекул расстоянием порядка 3.5 Å. Величина протекающего тока, а также зависимость тока от приложенного электрического поля позволяют делать вывод о формировании протекательных каналов в виде одномерных молекулярных цепочек фуллеренов.

В процессе исследований было обнаружено необычное влияние облучения светом различного спектрального диапазона длин волн на проводимость фуллереновых наноструктур. Данный эффект может быть объяснен фотостимулированными перезарядками точечных дефектов (наноостровков) в молекулярных цепочках фуллеренов. После предварительного облучения светом проводящее состояние может сохраняться в течение нескольких суток, а наблюдаемое изменение связанно с оксилением фуллереновой структуры при хранении в условиях окружающей среды.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. Y. Yamashita, Organic semiconductors for organic field-effect transistors, Sci. Technol. Adv. Mater., 10, 024313, 2009;
2. Y. B. Zhao, D. M. Poirier, R. J. Pechman, J. H. Weaver, Electron stimulated polymerization of solid C60, Appl.Phys. Lett., 64(5), 577, 1994 .

Влияние концентрации наночастиц серебра на плазмонный перенос энергии в порах силикагеля С-80 и пленках ПВС.

Цибульникова А. В.[1], Тихомирова Н. С.[1]

[1] К Г У

Эл. почта: memorgold@mail.ru

Пористые среды и материалы имеют широкое применение в разных областях науки и технике и поэтому интенсивно исследуются с целью создания, например, сенсорных наноматериалов на основе пористых кремнеземов. Известно также широкое применение плазмонного эффекта в пленках для OLED-ов.

В настоящее время представляет особый интерес исследование влияния концентрации наночастиц серебра в полимере и в адсорбированных наночастицах серебра на фрактальной поверхности пористого кремнезема на процессы переноса плазмонной энергии.

В работе использовали кремнезем – силохром С-80 с удельной площадью поверхности 80 $м^2/г$, диаметром пор 40 нм, размером фракций 0,2 – 0,35 мм. В качестве молекулярного зонда на силохроме кремнеземе использовали краситель Р6Ж. Образцы приготовляли следующим образом: сначала адсорбировали наночастицы серебра на силохром С-80 в течении 40 мин при температуре 20 °С, затем адсорбировали в течении 5 мин. Образцы сушили в печи при температуре 60° С в течении 40 мин. Концентрация раствора Р6Ж до адсорбции $3\cdot10^{-5}$ моль/л . Были получены следующие образцы:

1) $SiO_2+R_6G+AgC_0+AgC_0$;
2) $SiO_2+R_6G+Ag_{0,5}C_0$;
3) $SiO_2+R_6G+Ag_{0,25}C_0$;
4) $SiO_2+R+Ag_{0,125}C_0$;
5) SiO_2+R_6G;
6) $SiO_2+AgC_0+AgC_0$ (адсорбция проводилась 2 раза).

C_0= $0,8\times10^{-7}$моль/л – исходная концентрация наночастиц серебра в гидрозоле. Концентрация молекул Р6Ж в порах силикагеля составляла С=$1,75\times10^{-3}$ молекул/нм2. Спектры флуоресценции полученных образцов исследовали на спектрофлуориметре «Флюорат-02-Панорама». Образцы возбуждали на длинах волн: 337 нм, 350 нм, 400 нм, 420 нм, 450 нм, 510 нм под углом 45° к поверхности образца.

Для образцов с концентрацией серебра (С0+С0)Ag; 0,5С0Ag; 0,25С0Ag наблюдается тушение, которое не зависит от длины волны возбуждения, причем с ростом концентрации наночастиц серебра в порах, тушение флуоресценции увеличивается. Для образца

с концентрацией 0,125C0Ag наблюдается усиление быстрой флуоресценции Р6Ж на 25%, что объясняется наличием плазмонного переноса энергии наночастиц серебра на молекулы Р6Ж. Плазмонный перенос энергии в порах кремнезема в данном случае не зависит от длины волны возбуждения.

Пленки, толщиной 100мкм на стекле были приготовлены путем нанесения раствора эозина с поливиниловым спиртом на стекло. Концентрация эозина в пленке составляла 7,5 $\cdot 10^{-4}$ м/л. Концентрация золя Ag в пленках варьировалась в интервале(0,005 – 0,09) С0 м/л.

Образцы подвергались оптическому и люминесцентному анализу в видимой области спектра на спектрофотометре СФ2000 и монохроматоре «Панорама». Возбуждение на длинах волн 337 нм и 400 нм пленок ВПС с эозином и наночастицами серебра проводили под углом 45°.

При концентрациях от (0,005-0,15)С0 Ag в пленках ПВС с эозином наблюдается усиление флуоресценции молекул эозина на 20%, что говорит о переносе плазмонной энергии наночастиц серебра на краситель. Для концентраций больших 0,2С0Ag в пленках ВПС с эозином происходит тушение флуоресценции, которое подчиняется зависимости Штерна Фольмера. Константы скорости kq тушения составили 1,7 $\cdot 10^{16}$ л/м·с и 1,2 $\cdot 10^{16}$ л/м·с для длин волн 337нм и 400нм соответственно.

Таким образом при малых концентрация наночастиц серебра в пленках ПВС с эозином, и в порах кремнезема с-80 в присутствии родамина 6Ж наблюдается примерно одинаковое усиление флуоресценции.

Литература

1. В. В. Брюханов, С. Г. Карстина, И. Г. Самусев «Фрактальная кинетика люминесценции органолюминофоров на поверхности твердых нанопористых адсорбентов», Калининград: издательство ФГОУ ПВО « КГТУ» 2008г;
2. Л.В. Левшин, А.М. Салецкий «Оптические методы исследования молекулярных систем» Ч.1. Молекулярная спектроскопия. Москва: издательство МГУ,1994г;
3. В.В. Климов «Наноплазмоника», Москва: МАИК «Наука/Интерпериодика», 2010г.

Особенности роста нитевидных нанокристаллов GaAs в линейных мезаструктурах

Петров В. А.[1], Сошников И. П.[1,2,3], Цырлин Г. Э.[1,2,3], Самсоненко Ю. Б.[1,2,3], Буравлев А. Д.[1,2], Задиранов Ю. М.[2], Ильинская Н. Д.[2], Трошков С. И.[2]

[1] СПбАУ НОЦ НТ

[2] ФТИ

[3] ИАП РАН

Эл. почта: v.petrov.nano@gmail.com

В настоящее время полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) А3В5 материалов представляют большой интерес как для фундаментального исследования, так и для практического применения. Основные исследования процессов роста ННК А3В5 проводились для поверхностей (111) и (100) [1-5], причем было установлено, что предпочтительным направлением роста ННК А3В5 является <111>. В то же время существует ряд

концепций применений ННК [6-10], в которых предполагаются различные варианты ориентация ННК относительно подложки. Поэтому становится актуальной задача исследования роста ННК на наклонных поверхностях и, в частности, на боковых гранях мезаструктур. Такие исследования также позволяют провести сравнение особенностей формирования ННК на поверхностях различной кристаллографической ориентации в рамках одного процесса.

В проведенных исследованиях в качестве подложек использовались пластины GaAs(100), легированные Si до уровня 10^{18} см$^{-3}$. Методами оптической литографии и реактивного ионно-плазменного травления проводилось формирование на поверхности образца серии линейных канавок, расположенных вдоль направления $[1\bar{1}0]$. Результирующие грани канавок имели ориентацию, близкую к плоскостям $(33\bar{1})$, $(11\bar{7})$ и $(\bar{1}\bar{1}3)$.

На следующем этапе методом электронно-лучевого испарения в вакууме проводилось осаждение ультратонкого (около 1 нм) слоя золота (чистота не хуже 99.99%) на установке ВУП-5.

Рост ННК осуществлялся методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке ЭП1203 в соответствии с методикой, разработанной ранее [11]. Часть образцов предварительно отжигалась при 625°C в течение 5 мин. с целью удаления окисла. Температура подложки во время роста составляла 550°C; эффективная скорость осаждения GaAs – около 1 монослоя в сек. Контроль образования ННК in situ осуществлялся методом дифракции быстрых электронов. Рост ННК происходит преимущественно по диффузионному механизму [11].

Исследование поверхностной морфологии образцов проводилось с помощью растровых электронных микроскопов C. Zeiss SUPRA 25 и Camscan 4-90FE.

Установлено, что в случае образцов с проведенным отжигом на поверхности подложки и гранях мезаструктуры происходит формирование массивов ННК, ориентированных преимущественно в направлениях <111>B. Характерные длины ННК для каждой грани пропорциональны эффективной толщине осажденного слоя. Наибольшие скорости роста ННК характерны для грани $(\bar{1}\bar{1}3)$, нормаль к которой составляет достаточно малые углы как с направлением осаждения ростового материала (25.2°), так и с направлением предпочтительного роста ННК $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ (29.5°). В то же время на грани $(33\bar{1})$ возможно образование утолщенных столбчатых структур, что может быть обусловлено неустойчивым характером начального этапа формирования ННК при осаждении материала на грань с большим наклоном (76.7°).

При отсутствии предварительного отжига рост ННК на поверхности подложки оказывается подавленным. На гранях $(\bar{1}\bar{1}3)$ и $(33\bar{1})$. рост ННК происходит, что объясняется отсутствием окисного слоя, препятствующего поверхностной диффузии, после травления мезы. Тем не менее, в случае грани $(\bar{1}\bar{1}3)$ скорость роста снижена относительно образцов с отжигом. На грани $(11\bar{7})$ при отсутствии отжига рост ННК также подавлен, по-видимому, вследствие влияния поверхностной диффузии и сил поверхностного натяжения.

Т.о., продемонстрирована возможность эпитаксиального роста массивов ННК GaAs на наклонных гранях линейных мезаструктур. Показано, что рост GaAs ННК на гранях $(33\bar{1})$, $(11\bar{7})$ и $(\bar{1}\bar{1}3)$ происходит преимущественно в направлениях <111>B. Отмечается влияние поверхностной диффузии, сил поверхностного натяжения и смачивания на характер морфологии ННК.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, научными программами президиума РАН, грантами РФФИ и программами FP7 SOBONA и FUNPROB.

Литература

1. K. Hiruma, M. Yazawa, T. Katsuyama, K. Ogawa, K. Haraguchi, M. Koguchi, and H. Kakibayashi. Growth and optical properties of nanometerscale GaAs and InAs whiskers. J. Appl. Phys., 77, 447, 1995;
2. И.П. Сошников, А.А. Тонких, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, В.М. Устинов. Некоторые особенности формирования нанометровых нитевидных кристаллов на подложках GaAs (100) методом МПЭ. ПЖТФ, 30 (18), с.28-35, 2004;
3. И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин, В.Г. Дубровский, А.В. Веретеха, А.Г. Гладышев, В.М. Устинов. Исследование основных закономерностей формирования массивов нитевидных нанокристаллов GaAs методом магнетронного осаждения. ФТТ, 48 (4), с.737-741, 2006;
4. S. A. Fortuna, X. L. Li. Metal-catalyzed semiconductor nanowires: a review on the control of growth directions. Semiconductor Science and Technology, 25 (2), 024005, 2010;
5. А.А. Чернов, Е.И. Гиваргизов, Х.С. Багдасаров и др. Современная кристаллография. Т.3. Образование кристаллов. Наука, М., 1980. 408 с;
6. Q. Wan, Q. H. Li, Y. J. Chen, T. H. Wang, X. L. He, J. P. Li, and C. L. Lin. Fabrication and ethanol sensing characteristics of ZnO nanowire gas sensors. Appl. Phys. Lett., 84, 3654, 2004;
7. A. B. Greytak, C. J. Barrelet, Yat Li and C. M. Lieber. Semiconductor nanowire laser and nanowire waveguide electro-optic modulators. Appl. Phys. Lett., 87, 151103, 2005;
8. Z. L. Wang. Appl. Novel nanostructures of ZnO for nanoscale photonics, optoelectronics, piezoelectricity, and sensing. Phys. A, 88, 7-15, 2007;
9. L. Samuelson et al. Detection of charge states in nanowire quantum dots using a quantum point contact. Appl. Phys. Lett., 90 (17), 172112, 2007;
10. Y. Yang, J. Qi, W. Guo, Y. Gu, Y. Huang and Y. Zhang. Transverse piezoelectric field-effect transistor based on single ZnO nanobelts. Physical Chemistry Chemical Physics, 12, 12415-12419, 2010;
11. V. G. Dubrovskii, G. E. Cirlin, I. P. Soshnikov, A. A. Tonkikh, N. V. Sibirev, Yu.B. Samsonenko and V. M. Ustinov. Diffusion-induced growth of GaAs nanowhiskers during molecular beam epitaxy: Theory and experiment. Phys. Rev. B, 71 (20), 205325, 2005.

Электрические свойства системы наночастиц нитрита натрия, введенных в пористый оксид алюминия

Алексеева Н. О.[1]

[1]П Г П У

Эл. почта: nataliaal@yandex.ru

В современной физике наноструктур большое внимание уделяется изучению новых нанокомпозиционных материалов на основе пористого оксида алюминия [1]. Исследованные в настоящей работе образцы получены двухстадийным анодированием алюминия в ортофосфорной или щавелевой кислоте при концентрациях растворов 0,1 моль/л

и 0,3 моль/л, напряжениях 160 В и 40 В и температурах 276 К и 281 К соответственно. Размеры пор контролировались с помощью сканирующего зондового микроскопа «Nanoeducator» (для образцов, полученных анодированием в ортофосфорной кислоте, диаметр цилиндрических пор составил около 200 нм). Нитрит натрия вводился в поры матрицы из водного раствора с весовой концентрацией 40%, после чего образцы отмывались дистиллированной водой, протирались и высушивались. Температурные зависимости электропроводности G(T) и емкости C(T) образцов, измеряемых по параллельной схеме замещения RLC-измерителем E7-13 на частоте 1 кГц, исследовались в динамическом режиме при изменении температуры со скоростью не более 2 градусов в минуту. В качестве материала электродов использовались серебро (нанесенное магнетронным распылением на установке ATC Orion Series Sputtering System или в составе токопроводящего клея), а также графит.

Полученные нами предварительные результаты показывают, что на кривых G(T) и C(T) в зависимости от условий приготовления образцов могут наблюдаться особенности при температурах 425…427 К и 440…450 К, что свидетельствует о возможности как уменьшения, так и увеличения температуры Кюри в наночастицах сегнетоэлектрика по сравнению с температурой фазового перехода в «массивном» нитрите натрия [2, 3]. Результаты экспериментов обсуждаются с точки зрения имеющихся теоретических модельных представлений [1, 4].

Работа поддержана АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» Министерства образования и науки Российской Федерации.

Литература

1. Ch. Tien, E. V. Charnaya, D. Yu. Podorozhkin, M. K. Lee, S. V. Baryshnikov, Phys. Status Solidi B 246, 2346 (2009);
2. В. М. Гуревич, Электропроводность сегнетоэлектриков, М.: Изд-во комитета стандартов, мер и измерительных приборов при Совете министров СССР, 1969, С. 215-218;
3. Б. А. Струков, А. П. Леванюк, Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М.: Наука, Физматлит, 1995, С. 30;
4. Н. О. Алексеева, А. И. Ванин, С. В. Панькова, В. Г. Соловьев, Физика диэлектриков (Диэлектрики-2008): Материалы XI Международной конференции, Т. 2, СПб.: Изд-во РГПУ им. А. И. Герцена, 2008, С. 201.

Новые возможности исследования структур на основе III-N электронно-зондовыми методами

Кузнецова Я. В.[1], Заморянская М. В.[1]

[1] Ф Т И

Эл. почта: yana@mail.ioffe.ru

Нитриды третьей группы (III-N) являются перспективным материалом для создания оптоэлектронных устройств, работающих в широком диапазоне длин волн. Коммерческий выпуск светоизлучающих диодов, инжекционных лазеров и СВЧ-транзисторов свидетельствует о значительном интересе к этой сфере полупроводниковой промышленности. Однако существует ряд проблем, связанных с особенностями нитридов и тормозящих разви-

тие данной области оптоэлектроники. Большое различие в параметрах решетки бинарных соединений AlN-GaN-InN, приводит к значительному количеству дислокаций в растущих слоях. Из-за различных длин связей в кристаллической решетке тройных и четверных соединений возникают значительные механические напряжения, что проявляется в высокой степени напряженности слоев по отношению друг к другу, термодинамической нестабильности относительно спинодального фазового распада и проявлениям сегрегационных эффектов. В дополнение к вышесказанному надо подчеркнуть, что симметрия структуры вюрцита допускает существование спонтанной поляризации и пьезоэффекта, величина которого зависит от величины механических напряжений. На практике все перечисленные факторы приводят к формированию крайне неоднородной структуры нитридных слоев. Все это, несомненно, оказывает влияние на свойства слоев и структур AlInGaN.

Поэтому для успешной разработки оптоэлектронных устройств на основе III-N необходимо разрабатывать новые экспериментальные методы, позволяющие получать корректные данные о структуре, составе и люминесцентных свойствах этого материала.

В данной работе представлены результаты по изучению нитридов электронно-зондовыми методами, а именно методами рентгеноспектрального микроанализа и локальной катодолюминесценции. Эти неразрушающие методы позволяют производить локальный анализ состава и люминесцентных свойств. Новые разработанные методики позволили существенно расширить область применения этих экспериментальных методов. В докладе обсуждаются принципы методов, а также будут продемонстрированы результаты исследования наноразмерных слоев и светодиодных структур.

Исследования одиночных слоев графена при помощи атомно-силовой микроскопии

Севрюк В. А.[1], Брунков П. Н.[2], Вересов С. О.[3]

[1] СПбАУ НОЦ НТ

[2] ФТИ

[3] СПбГПУ

Эл. почта: banansa@mail.ru

В настоящее время интенсивно развиваются технологии, направленные на получение одиночных слоёв графена и их дальнейшего использование в качестве основы для новых электрических и электро-механических приборов [1,2]. Важным этапом разработки таких технологий является контроль толщины получаемых слоев графена. Для этого широко используется метод атомно-силовой микроскопии (АСМ).

В данной работе представлены исследования образцов графена полученных химическим методом, в основе которого было получение графена из натурального кристаллического графита через синтез оксида графена и осаждения пленок из водных суспензий на гладких кремниевых подложках, с последующим восстановлением графена [3].

Измерения проводились с помощью полуконтактного метода АСМ [4]. В данном методе колеблющийся зонд часть периода колебаний находится в контакте с образцом. Суть метода заключается в поддержании с помощью системы обратной связи, контролирующей вертикальные перемещения зонда, заданной амплитуды колебаний, при передвижении зонда вдоль поверхности.

Было обнаружено, что в этом случаи на АСМ топографию образцов, оказывает влияние выбор рабочей амплитуды. Что связанно с существованием двух различных состояний колебательной системы, переход между которыми может происходить под действием случайного возмущения. Эти состояния соответствуют режимам с преобладанием сил отталкивания или притяжения во взаимодействии зонда с образцом [5-7]. Поэтому при переходе к работе в режиме существенного превалирования одного из двух типов взаимодействия можно избежать данного явления.

Таким образом, при неправильном выборе параметров обратной связи происходит искажение АСМ изображений графена. Установлено, что при переходе между модами колебаний зонда происходит резкая смена фазового сдвига относительно свободных колебаний. Поэтому возможно производить выбор параметров обратной связи в полуконтактном режиме АСМ исходя из получаемого фазового контраста.

Кроме того, в работе представлены данные о проводимости листов графена и оксидированного графена. Показано, что оксидированный графен обладает проводимостью на порядки меньшей по сравнению с восстановленным графеном.

Литература

1. Geim A. K., Novoselov K. S., The rise of graphene, Nature Materials, 6, 183-191, 2007;
2. Novoselov K. S., et al, Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene, Nature, 438, 197–200,2005;
3. Dideykin A.T., et al, Monolayer graphene from graphite oxide, Diam. Relat. Mat., 20, 105-108, 2011;
4. Миронов В. Л., Основы сканирующей зондовой микроскопии, М.: Техносфера, 144, 2004;
5. Garcia R., San Paulo A., Attractive and repulsive tip-sample interaction regimes in tapping-mode atomic force microscopy, Phys. Rev. B., 60(10), 4961-4967,1999;
6. Garcia R., San Paulo A., Dynamics of a vibrating tip near or in intermittent contact with a surface, Phys. Rev. B., 61(R13), 381-384, 2000;
7. Garcia R., Tamayo J., San Paulo A., Phase contrast and surface energy hysteresis in tapping mode scanning force microsopy, A Surf. Interface Anal., 27, 312-316, 1999.

Сверхтонкие магнитные пленки железа, кобальта и их сплавов на поверхности кремния

Гребенюк Г. С.[1], Попов К. М.[2], Пронин И. И.[1]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г П У

Эл. почта: georgijmail@gmail.com

Начальные стадии роста пленок железа, кобальта и их сплавов на поверхности кремния в последние годы привлекают повышенное внимание исследователей из-за перспективности использования сверхтонких (~1 нм) слоев этих материалов в наноэлектронике и спинтронике [1]. Особый интерес в этой связи вызывают проблемы создания магнитных гетероструктур типа $(Me/Si)_n$ с резкими межфазовыми границами, а также синтеза на поверхности кремния тройного сплава Гейслера Co_2FeSi, который является полуметаллическим ферромагнетиком и идеально подходит для инжекции спин-поляризованных электронов в полупроводники. Одним из главных препятствий на пути создания магнитных гетероструктур на поверхности кремния является сложность контроля диффузионных процессов, протекающих в области интерфейса 3d-металл-кремний, и недостаточная изученность магнитных свойств сверхтонких слоев железа и кобальта. Для получения искомой информации необходимо исследовать в идентичных экспериментальных условиях элементный и фазовый состав, электронное строение и магнитные свойства пленок, образующихся на поверхности кремния в процессе нанесения металлов. В настоящей работе такое исследование проведено как для двойных (Fe/Si, Co/Si), так и тройных (Co/Fe/Si и Fe/Co/Si) систем.

Эксперименты проводились в условиях сверхвысокого вакуума ($1x10^{-10}$ Торр) с помощью методов электронной оже-спектроскопии, дифракции медленных электронов и фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения с использованием синхротронного излучения на накопительном кольце BESSY II. Элементный и фазовый состав формирующихся пленок определялся на основе анализа спектров

остовных Si *2p*, Co *3p*, Fe *3p* электронов и электронов валентной зоны. Магнитные свойства поверхности анализировались in situ с помощью эффекта магнитного линейного дихроизма в фотоэмиссии Fe *3p* и Co *3p* электронов. Совместное использование указанных методов позволило впервые установить корреляции изменений фазового состава и магнитных свойств исследованных систем.

Показано, что ферромагнитное упорядочение в двойных системах носит пороговый характер и начинается при напылении примерно 6-7 Å металла как для железа, так и для кобальта на кремнии. При этом металлы активно взаимодействуют с кремниевой подложкой, что на начальном этапе приводит к образованию ультратонких слоев силицидов кобальта и железа, на которых при дальнейшем напылении металлов начинает расти твердый раствор кремния в металле или силицид Fe_3Si в случае напыления железа на грань кремния Si(100)2x1. Иначе ведут себя тройные системы, для которых, например, эффект магнитного линейного дихроизма в Fe *3p* спектрах проявляется уже после нанесения 1-2 Å железа на пленку кобальта, выращенную на кремнии. При отжиге образцов наблюдалась взаимная диффузия металлов и кремния и образование ряда двойных и тройных силицидов в зависимости от соотношения концентраций и последовательности напыления кобальта и железа. Определена область термической стабильности ферромагнитных фаз для различных систем. Показано, что она лимитируется процессами силицидообразования.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-02-00632) и Российско-германской лаборатории в HZB BESSY.

Литература

1. S. P. Dash, D. Goll, and H. D. Carstanjen, Subsurface enrichment of Co in Si (100) at initial stages of growth at room temperature: A study by high-resolution Rutherford backscattering, Appl. Phys. Lett., 90, 132109, 2007.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ, СВЕТОДИОДЫ И ФОТОПРИЕМНИКИ

Получение методом газофазной эпитаксии твердых растворов согласованных по постоянной решетки с подложкой фосфида индия и их исследование

Свистунов А. Н.[1,2], Лёвин Р. В.[2], Маричев А. Е.[2]

[1] СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

[2] ФТИ

Эл. почта: ANSwistunow@gmail.com

В настоящее время в связи с огромным интересом к экологически чистым возобновляемым источникам энергии, многокаскадные солнечные элементы, работающие во всей области солнечного спектра, активно разрабатываются во многих странах мира и имеют высокий коэффициент полезного действия (КПД). Для получения высокого КПД многокаскадного фотоэлектрического преобразователя необходимо, чтобы был максимальный фототок и все его каскады были согласованы по току. Максимальный фототок достигается только в совершенных кристаллах, параметры кристаллической решетки которых совпадают с параметрами подложечного материала.

В современном каскадном ФЭП работающем во всем спектре солнечного излучения Ge/InGaAs/GaInP у каскада на основе Ge возможный выдаваемый ток намного больше, чем у остальных приборов СЭ, вследствие чего возникает рассогласование каскадов по току и большие потери.

Использование каскадного фотоэлектрического преобразователя на основе InGaAsP (Eg ~ 1 эВ) и InGaAs (Eg ~ 0.7 эВ) вместо Ge элемента, позволить решить проблему согласования каскадов по току и, вследствие чего, повышается максимальный КПД солнечного элемента.

В данной работе, которая является первым шагом большой работы, задачей является разработка технологии получения качественных слоёв InGaAsP (Eg ~ 1 эВ) согласованных по постоянной решетки с подложкой InP методом МОС ГФЭ, на основе которых в последствии будет создан фотоэлектрический преобразователь ИК-области солнечного спектра InGaAsP (Eg ~1 эВ).

После проведения серии экспериментов по выращиванию твердых растворов InGaAsP согласованных по постоянной решётки с подложкой InP, были определены режимы роста эпитаксиальных слоёв на установке AIXTRON AIX 200 такие как: соотношения потоков V/III, скорость и температура роста, получены качественные слои InGaAsP (Eg ~ 1

эВ), что подтверждает исследования фотолюминесценции полученных образцов и рентгенодифракционный анализ.

В дальнейших работах планируется создание каскада фотоэлектрических преобразователей InGaAsP (Eg ~1эВ) и InGaAs (Eg ~0.7 эВ) согласованных с подложкой InP.

Излучательные характеристики полупроводниковых инжекционных лазеров на основе тонких асимметричных волноводов

Червинский С. Д.[1]

[1] С П б Г П У

Эл. почта: semen.chervinsky@gmail.com

В работе экспериментально исследованы лазерные гетероструктуры с тонким асимметричным волноводом, в котором оптическая мода существенно проникает в область n-эмиттера. Для волноводов такого типа было теоретически предсказано уменьшение внутренних оптических потерь при больших токах накачки [1]. Образцы InGaAs/GaAs лазерных диодов, излучающих на длине волны 1060-1070 нм, были исследованы при комнатной температуре при непрерывной и импульсной накачке. Дифференциальная квантовая эффективность превысила 80%, максимальное значение КПД составило больше 70%. Максимальная оптическая мощность в непрерывном режиме излучения превысила 6 Вт. Пороговая плотность тока составила 160-180 А/см^2. Показано, что исследованные образцы обладают расходимостью пучка около 35-40%, что соответствует данным, полученным на этапе численного моделирования. Проведено сравнение с референсной лазерной структурой, выращенной в тех же технологических условиях, имеющей аналогичную активную область на основе квантовой ямы, асимметрично расположенной в расширенном волноводе. Лазеры, подобные референсным, продемонстрировали ранее высокие значения максимальной оптической мощности и дифференциальной квантовой эффективности [2]. Показано, что излучательные характеристики (мощность, КПД) лазеров на основе тонких асимметричных волноводов выше аналогичных характеристик референсной структуры. Таким образом, полученные в ходе работы экспериментальные данные демонстрируют, что концепция тонкого лазерного волновода достаточно эффективна и может быть использована, в частности, для существенного уменьшения расходимости лазерного пучка за счет увеличения размера излучающей моды.

Литература

1. E.A.Avrutin and B.S.Ryvkin, Proceedings of the International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON'2006), Nottingham, 21–25 June 2006 (IEEE, Piscataway, NJ, 2006), Paper No. ThA2.4;
2. Д. А. Винокуров, С. А. Зорина, В. А. Капитонов, А. В. Мурашова, Д. Н. Николаев, А. Л. Станкевич, М. А. Хомылев, В. В. Шамахов, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий, Т. А. Налет, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, Н. В. Фетисова, И. С. Тарасов. ФТП, 39, 388 (2005).

Исследование температурных зависимостей характеристик быстродействующих полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм

Павлов М. М.[1,2], Бобров М. А.[1,2], Блохин С. А.[1], Кузьменков А. Г.[1], Малеев Н. А.[1]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г П У

Эл. почта: mxpvlv@gmail.com

Увеличение быстродействия полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) с прямой токовой модуляцией требует существенного уменьшения объема активной области и повышения плотности тока накачки, что ведет к возрастанию саморазогрева прибора и принципиальной необходимости учета тепловых эффектов при конструировании и анализе приборных структур [1]. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования температурных зависимостей характеристик для различных вариантов конструкций быстродействующих вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм, а также выполнено численное моделирование профилей распределения температуры для реальных конструкций ВИЛ с целью определения возможных путей их оптимизации.

Исследовались 3 типа конструкций ВИЛ: (1) классическая конструкция с полупроводниковыми проводящими распределенными брэгговскими отражателями (РБО) и контактами вне резонатора, (2) с внутрирезонаторными контактами, нижним нелегированными полупроводниковыми РБО и верхним диэлектрическим РБО; (3) с внутрирезонаторными контактами и нелегированными полупроводниковыми РБО. Экспериментальное определение величины теплового сопротивления проводилось с помощью измерения зависимости длины волны лазерной генерации (для фундаментальной моды) от температуры теплоотвода в импульсном режиме и от тока накачки в непрерывном режиме [2]. Для численного моделирования профилей распределения температуры решалось стационарное уравнение теплопроводности, при этом реальные многослойные структуры РБО заменялись однородным слоем с эффективным коэффициентом теплопроводности [3]. Учитывалось выделение тепла в активной (излучающей) области ВИЛ и областях растекания тока между контактными электродами и токовой апертурой.

Установлено, что структура 3-его типа имеет самое низкое тепловое сопротивление. Результаты моделирования демонстрируют, что это достигается за счет особенностей используемой конструкции (существенный отвод тепла в латеральном направлении через внутрирезонаторные контакты). Анализ температурной стабильности для разных вариантов конструкций ВИЛ показывает существенную роль оптимального рассогласования резонансной длины волны и максимума спектра фотолюминесценции активной области, снижения последовательного сопротивления и уменьшения теплового сопротивлении.

Литература

1. P.P.Baveja at el., Impact of device parameters on thermal performance of high-speed oxide-confined 850-nm VCSELs, IEEE I. Quantum. Electron. 48, 17 (2012);

2. P. Flick et al., Measurement of the thermal resistance of VCSEL devices, Topical Workshop on Electronics for Particle Physics 2010, 20-24 Sept. 2010 Aachen, Germany;
3. m InGaAsP/InP vertical-cavity top-surface-emitting micro lasers, Electron Letters 29, 1015 (1993); M. Osinski, W. Nakwaski, Effective thermal conductivity analysis of 1.55
4. M. Osinski, W. Nakwaski, Effective thermal conductivity analysis of 1.55.

Влияние оптических потерь на динамические характеристики вертикально-излучающих лазеров диапазона 850 нм

Бобров М. А.[1], Блохин С. А.[1], Малеев Н. А.[1], Павлов М. М.[1]

[1] Ф Т И

Эл. почта: bobrov.mikh@gmail.com

Вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) являются базовым компонентом нового поколения скоростных локальных оптоволоконных сетей связи и высокопроизводительных компьютерных систем [1]. Растущие с каждым годом требования к сетевой полосе пропускания и скорости передачи данных в Интернете, а также вычислительных мощностей суперкомпьютеров стимулирует активный поиск путей развития технологии ВИЛ, обеспечивающей скорость передачи данных более 25 Гбит/с в режиме прямой токовой модуляции. В данной работе были проведены детальные исследования статических и динамических характеристик ВИЛ на основе напряженных квантоворазмерных InGaAs гетероструктур диапазона 850 нм с легированными зеркалами и различным уровнем внутренних оптических потерь и потерь на вывод излучения.

Исследовано влияние внутренних оптических потерь в активной области на быстродействие ВИЛ. Повышение внутренних оптических потерь на 25% (с 0.366% до уровня 0.486% на проход фотона) увеличило пороговый ток с 1.26 мА до 2.45 мА, и для достижения заданной плотности фотонов уже необходим более высокий уровень тока накачки. Поскольку усиление логарифмически зависит от плотности носителей, то более высокие плотности носителей соответствуют все меньшей величине дифференциального усиления. Согласно результатам малосигнального частотного анализа, увеличение порога генерации лазера в два раза приводит к падению ширины полосы модуляции в полтора раза, а скорости нарастания резонансной частоты (D-фактор) и полосы модуляции (MCEF-фактор) – на 30-35%, что в первую очередь обусловлено падением дифференциального усиления. Паразитная составляющая конструкции для всех исследованных лазеров слабо влияет на высокочастотные свойства ВИЛ (т.к. паразитная частота отсечки > 20 ГГц), а быстродействие приборов лимитировано в основном тепловыми эффектами.

Согласно [2], с увеличением времени жизни фотонов резонаторе (увеличение потерь на вывод излучения) К-фактор растет с 0.13 нс до 0.32 нс, что ведет к значительному повышению коэффициента затухания (в 2.5 раза) и падению ширины полосы модуляции (на 50%). В данной работе изучено влияние более низких времен жизни фотонов на быстродействие ВИЛ. Были рассмотрены два типа ВИЛ: с дифференциальной эффективностью 0.47 Вт/А и К-фактором 0.18 нс, и с дифференциальной эффективностью 0.64 Вт/А и К-фактором 0.05 нс. Обнаружено, что в лазере с большей дифференциальной эф-

фективностью основным фактором, лимитирующим быстродействие лазера, являются тепловые эффекты, тогда как прибор с меньшей дифференциальной эффективностью лимитирован коэффициентом затухания.

Таким образом, для устойчивого достижения быстродействия ВИЛ 20-25 Гбит/с необходимо обеспечить величину порогового тока не более 1 мА, дифференциальную эффективность не менее 0.5 Вт/А и паразитную частоту отсечки не менее 20 ГГц.

Литература

1. K. L. Lear at el., Progress and issues for high speed vertical cavity surface emitting lasers, Proceedings of the SPIE 6484, 64840J (2007);
2. P. Wesbergh et al., Higher speed VCSELs by photon lifetime reduction, Proceedings of the SPIE 7952, 79520K (2011).

Влияние температурных воздействий на свойства фоточувствительных структур металл-AlGaN

Ламкин И. А.[1], Тарасов С. А.[1], Жмерик В. Н.[2], Петров А. А.[1]

[1] СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

[2] ФТИ

Эл. почта: ialamkin@mail.ru

В настоящее время широкое развитие получает использование ультрафиолетового света во многих областях науки, таких как, медицина, астрономия, биотехнологии, экология, а также криминалистика и военная техника. В связи с этим появляется необходимость в детектировании коротковолнового излучения. Ширина запрещенной зоны AlGaN позволяет создать фотодиоды ультрафиолетового диапазона спектра. С помощью варьирования состава, путем изменения доли AlN в твердом растворе AlGaN можно создать фотодетектор, длинноволновый край чувствительности которого будет находиться в заданной области от 370 нм до 200 нм. Таким образом, для детектирования определенного диапазона спектра не потребуется применять дорогостоящих оптических фильтров, а отсутствие чувствительности в видимой области позволяет регистрировать сигнал при многократно превышающей засветки диапазоном видимого излучения. К сожалению, разработка ультрафиолетовых фотодиодов сопряжена с некоторыми технологическими трудностями, в частности с созданием качественного омического и выпрямляющего контакта к твердым растворам с большой долей алюминия. Особое значение в этом случае имеет температурное воздействие на структуру в процессе и после нанесения слоев металла, во многом определяющее тип образуемого контакта и чувствительность реализуемой структуры.

При формировании омических контактов к твердым растворам нитридов галлия и алюминия обычно используется такие металлы Ti, Al, а также их комбинации – Ti/Al, Ti/Ag, Ti/Al/Ni/Au с последующим высокотемпературной обработкой в среде азота. В четырехслойных контактах, например Ti/Al/Ni/Au, Ni выступает в качестве запирающего слоя, предотвращающего диффузию золота в слои титана и алюминия при температурном воздействии, таким металлом может быть Ti, Ni, Mo или Pt. Верхний слой Au защищает омический контакт от окисления и облегчает пайку золотых проводников к кристаллу. В работе представлены результаты разработки более простой технологии создания оми-

ческого контакта. На поверхность эпитаксиального слоя методом вакуумного термического напыления наноситься тонкий слой титана толщиной 15 нм, далее слой алюминия (35 нм). Без температурных воздействий контакт демонстрирует выпрямляющее поведение. Для придания омических свойств контакт обрабатывается при температуре 750 °С в течение 10 мин. Для предотвращения окисления металлов отжиг происходит в вакууме.

Представлены исследования созданных контактов методом электронной ОЖЕ-спектроскопии. Показано, что во время температурного воздействия происходит перераспределение алюминия в слой титана и далее в полупроводник, сопровождающаяся диффузией азота из слоя твердого раствора. Установлено, что состояние возникающего при этом промежуточного слоя существенно влияет на величину фотоотклика структур. Особенно вредное воздействие оказывает проникновение кислорода в глубину структуры. В работе представлены температурные режимы напыления и термообработки сформированной структуры [1], позволяющие улучшить структурные параметры образцов. Также проведено изучение технологии предварительной очистки с целью увеличения фоточувствительности.

В работе также исследовано влияние твердого раствора на диапазон чувствительности фотоприемника. Показано, что использование твердого раствора AlGaN с долей AlN равной 0,08 позволяет создать «видимослепой» ультрафиолетовый фотоприемник, не чувствительный к излучению длиной волны больше 370 нм. Увеличение доли AlN до 0,52 позволило реализовать "солнечнослепой" фотодетектор с длинноволновой границей чувствительности 290 нм [2]. Для детектирования вакуумного ультрафиолета (< 200 нм) был использован состав твердого раствора с долей AlN x = 0.7. Установлено, что термообработка структуры после нанесения металлов позволяет увеличить чувствительность в 3 раза.

Литература

1. И. А. Ламкин, С. А Тарасов, А. О. Феоктистов // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2011. №5. С. 14-18;
2. Б. В. Калинин, И. А. Ламкин, Е. А. Менькович, С. А. Тарасов // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2012. №5. С. 24-30.

Лазер с асимметричными барьерами: первое экспериментальное исследование

Зубов Ф. И.[1], Жуков А. Е.[1], Крыжановская Н. В.[1], Шерняков Ю. М.[2], Максимов М. В.[2], Семёнова Е. С.[3], Ювинд К.[3], Асрян Л. В.[4]

[1]СПбАУ НОЦ НТ

[2]ФТИ

[3]Технический университет Дании

[4]Политехнический университет Вирджинии, США

Эл. почта: fedyazu@mail.ru

Важнейшим параметром диодных лазеров является характеристическая температура T_0, которая описывает температурную чувствительность порогового тока. Высокая T_0

необходима для стабильной работы прибора при переменных условиях окружающей среды, а также для минимизации влияния саморазогрева активной области при высоких рабочих мощностях. В идеале при комнатной температуре величина T_0 в лазере на квантовых ямах (ЛКЯ) составляет 300 К [1]. Однако, в классических ЛКЯ электронно-дырочная рекомбинация возникает не только в квантовых ямах (КЯ), но также и вне активной области, что может привести к существенному увеличению порогового тока и ухудшить его температурную стабильность. Электронно-дырочная рекомбинация в волноводных слоях гетероструктуры особенно значима в лазерах с широкими волноводами, которые используются для достижения высокой выходной оптической мощности и лазерах с малой энергией локализации носителей в КЯ.

Паразитная рекомбинация в волноводных слоях может быть подавлена в лазерной структуре с двумя асимметричными барьерными слоями (АБС) по обе стороны активной области. Концепция лазера с АБС была предложена в работе [2]. В лазере с АБС электроны (дырки), инжектируемые со стороны *n*-эмиттера (*p*-эмиттера), беспрепятственно проходят над *n*-сторонним (*p*-сторонним) асимметричным барьером (АБ) и достигают КЯ. В тоже время, дырки (электроны), инжектируемые со стороны *p*-эмиттера (*n*-эмиттера), не должны преодолевать этот АБ. В идеале не будет дырок (электронов) в волноводной части гетероструктуры, ограниченной между *n*-сторонним (*p*-сторонним) АБС и *n*-эмиттером (*p*-эмиттером). В результате, рекомбинационный ток лазера с АБС будет определяться исключительно рекомбинацией в КЯ и характеристическая температура будет равна характеристической температуре идеального ЛКЯ.

Недавно было показано, что необходимая асимметрия электронных и дырочных энергетических барьеров может быть достигнута в лазерных структурах на основе GaAs [3]. Однако, до сих пор концепция ЛАБС не имела экспериментального подтверждения.

В рамках этой работы нами был создан и экспериментально исследован ЛКЯ с АБС, а также было проведено сравнение его характеристик с характеристиками реперного традиционного ЛКЯ (без АБС). По сравнению с традиционным ЛКЯ наш ЛКЯ с АБС продемонстрировал меньший пороговый ток и увеличенную характеристическую температуру. Наибольшая разница в T_0 составила 44 К (143 К для лазера с АБС против 99 К для реперного лазера), достигнутая при $20^{\circ}C$. К тому же, лазер с АБС характеризовался меньшими и менее температурно-зависимыми внутренними оптическими потерями. Было показано, что использование АБС приводит к уменьшению температурной зависимости плотности тока прозрачности и параметра насыщения усиления и, соответственно, ведёт к увеличению характеристической температуры.

Литература

1. Arakawa Y., Sakaki H., Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current, Appl. Phys. Lett. 40, 939 (1982);
2. Asryan L.V., Luryi S. Temperature-insensitive semiconductor quantum dot laser, Solid-State Electron. 47, 205 (2003);
3. Asryan L.V., Kryzhanovskaya N.V., Maximov M.V., Egorov A.Yu., Zhukov A.E., Bandedge-engineered quantum well laser, Semicond. Sci. Technol. 26, 055025 (2011).

Фотовольтаический детектор на основе гетероструктуры II типа с глубокой квантовой ямой AlSb/InAsSb/AlSb в активной области для среднего инфракрасного диапазона

Коновалов Г. Г.[1], Михайлова М. П.[1], Андреев И. А.[1], Моисеев К. Д.[1], Иванов Э. В.[1], Михайлов М. Ю.[1], Яковлев Ю. П.[1]

[1] Ф Т И

Эл. почта: glebkonovalov@ya.ru

В последние годы значительное внимание уделяется созданию новых типов фотодетекторов (ФД) для среднего инфракрасного (ИК) диапазона на основе гетероструктур с квантовыми ямами с целью улучшения их параметров (снижение темновых токов, улучшение быстродействия и др.) Такие ФД перспективны для гетеродинного детектирования и систем коммуникаций в свободном пространстве (free space). Диапазон 2-5мкм важен также для газового анализа, экологического мониторинга, медицинской диагностики. Преимуществом инфракрасных фотодиодов с квантовыми ямами является их высокое быстродействие (порядка нескольких пикосекунд). Для детектирования в открытом пространстве нужна ширина полосы пропускания свыше 10-20ГГц. Для передачи информации в этом случае используются квантово-каскадные лазеры, для которых время регистрации сигнала ограничивается низким быстродействием существующих фотодетекторов. К преимуществам квантово-размерных фотодиодов можно отнести также их работу при малых смещениях, с низкими темновыми токами, что делает возможным достижение низких уровней шумов. Работы по таким ФД ведутся свыше 15 лет, однако в России такие исследования до последнего времени фактически не проводились.

Система InAs(Sb)-AlSb обладает уникальной зонной диаграммой благодаря большому разрыву в зоне проводимости ΔE_C= 1.35эВ, ΔE_V= 0.15эВ и возможностью создания глубоких квантовых ям. Это новый перспективный материал для оптоэлектронных приборов, квантово-каскадных лазеров, полевых транзисторов и резонансно-туннельных диодов.

В данной работе сообщается о создании и исследовании фотовольтаического детектора на основе асимметричной гетероструктуры II типа p-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb/(p, n)GaSb с глубокой одиночной или тремя глубокими квантовыми ямами на гетерогранице, выращенные методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОГФЕ). Исследованы транспортные, люминесцентные, фотоэлектрические, вольтамперные и вольтфарадные характеристики таких структур. Интенсивная положительная и отрицательная люминесценция наблюдались в спектральном диапазоне 3-4мкм при высоких температурах (300-400К), а исследования их температурных зависимостей показали, что описанные в работе светоизлучающие структуры могут работать при высоких температурах в режиме светодиод/фотодиод при переключении напряжения смещения. Спектры фоточувствительности лежали в диапазоне 1.2-3.6мкм (T = 77K). Высокая квантовая эффективность η = 0.6-0.7, токовая чувствительность S_λ= 0.9-1.4А/Вт и обнаружительная способность D^*_λ = $3.5\cdot10^{11}$-10^{10}Вт$^{-1}\cdot$Гц$^{1/2}$ см были получены в области T = 77-200 K. Низкое значение ёмкости (C = 1.5 пФ при V = −1 В, T = 300 K) позволило оценить быстродействие фотодетектора t = 75пс, что соответствует ширине полосы частот около 4-5 ГГц.

Параметры исследованных фотодетекторов с квантовыми ямами в активной области сравнимы с характеристиками квантово-размерных фотодетекторов на основе InGaAs/InP, GaAlAs/GaAs, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, а также с параметрами коммерческих фотодиодов p–n-InAs/InAsSbP, однако превосходят их по быстродействию.

Литература

1. S. Haywood, M. Missons. In: Mid-Infrared Semiconductor Optoelectronics, ed. by A. Krier (Springer Series in Optical Sciences, 2006) p. 429.

Влияние процессов самонагрева на эффективность люминесценции наногетероструктур на основе полупроводниковых нитридов

Менькович Е. А.[1], Тарасов С. А.[1], Курин С. Ю.[2], Ламкин И. А.[1]

[1] СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

[2] Nitride Crystals Group

Эл. почта: ankat.kate@gmail.com

Наногетероструктуры на основе твердых растворов полупроводниковых нитридов используются для создания светодиодов (СД), которые должны в ближайшем будущем заменить традиционные источники освещения. Такие СД обладают хорошей светоотдачей, безопасны и экономичны. Твердые растворы AlGaN перспективны для создания все более востребованных ультрафиолетовых (УФ) излучателей. К сожалению, существует ряд факторов, снижающих эффективность люминесценции подобных СД, важнейший из которых – нагрев активной области излучающего кристалла при протекании через него токов больших плотностей, часто называемый самонагревом структуры. При повышении температуры происходит рост числа фононов, что вызывает увеличение вероятности безызлучательных переходов и существенно снижает достижимую мощность излучения. Кроме того, это приводит к делокализации кластеров примеси, что уменьшает фактический срок службы прибора.

В работе представлено исследование процессов самонагрева в светоизлучающих наногетероструктурах на основе твердые растворов InGaN (пиковая длина волны 460 нм) и AlGaN (362 нм), а также их влияния на эффективность люминесценции. Образцы, работающие в видимой области спектра, были выращены методом MOCVD на сапфировой подложке. Активная область содержала набор из 5-10 квантовый ям из InGaN толщиной 5 нм, разделенных 25 нм барьерами из GaN. Часть образцов рядом с активной областью содержали 10-периодную сверхрешетку AlGaN/GaN. УФ наногетероструктуры были выращены методом HVPE также на сапфировой подложке и представляли собой планарную двойную гетероструктуру (N-n-P) с однослойной активной области из AlGaN.

Измерения проводились с использованием разработанной авторами тест-система диагностики рабочих параметров СД. Система позволяет не только определять все основные характеристики СД и изделий на их основе (спектральные, ватт- и вольт-амперные характеристики, мощность и эффективность излучения), но и определять температуру активной области гетероструктуры. Для этого применяется созданная новая быстрая бескон-

тактная методика определения температуры СД, которая основана на детальном анализе спектров электролюминесценции и позволяет исследовать не только отдельные светодиоды, но и включенные в состав светодиодных ламп. В настоящий момент методика находится в стадии патентования.

В работе были определены значения температуры активной области СД указанных выше типов для различных значений тока (до 150 мА). Показано, что для структур с высокой степенью дефектности температура может достигать значения 200°С и выше, т.е. величина нагрева напрямую связана с концентрацией дефектов. Это позволило проводить быструю диагностику качества структуры.

Для проверки точности проделанных измерений в работе также был проведен теоретический расчет температуры активной области в соответствии с теорией Ван-Русбрека-Шокли и моделью двумерной комбинированной плотности состояний. Расчет был осуществлен с учетом флуктуации потенциала, возникающие из-за кулоновского поля примесей, уровней размерного квантования, влияния состава твердого раствора и шероховатости границ. Расхождение значений температуры, полученных теоретически и практически, составило менее 5%, что говорит о верности разработанного метода.

Показана прямая взаимосвязь процессов самонагрева и эффективности люминесценции для изученных структур. Наибольшую температуру имели структуры УФ излучателей, и они же продемонстрировали наименьшую эффективность (до 12,7% при малых токах) и наибольшее ее падение при росте тока (до 5% при достижении 50 мА). У синих СД без СР эффективность достигала 15% и снижалась лишь до 12% при 50 мА. Наилучшие показатели имели структуры со СР, показавшие эффективность 18%, и почти в полтора раза большую максимально достижимую мощность излучения. Это говорит о существенном снижении плотности дефектов в активных областях таких структур. Кроме того, наблюдалось значительное меньшее влияния величины токов на длину волны излучения, что может быть связано с компенсацией в них упругих напряжений.

Получение ультрафиолетовых светодиодов методом хлоридно-гидридной эпитаксии

Курин С. Ю.[1,2], Макаров Ю. Н.[2], Тарасов С. А.[3], Менькович Е. А.[3]

[1]СПбАУ НОЦ НТ

[2]ООО «Нитридные кристаллы»

[3]СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: skaphos@rambler.ru

Основными проблемами создания ультрафиолетовых (УФ) светодиодов с высокими техническими характеристиками (низкой потребляемой мощностью, длительным сроком службы и высоким КПД) являются низкое качество эпитаксиальных гетероструктур, имеющих высокую плотность дислокаций, а также высокая себестоимость их выращивания традиционными эпитаксиальными методами: молекулярно-пучковой эпитаксией (МПЭ) и газофазной эпитаксией из металлоорганических соединений (МОГФЭ).

Для решения вышеуказанных проблем в настоящей работе предложен метод хлоридно-гидридной эпитаксии (ХГЭ) для выращивания гетероструктур УФ светодиодов. Дан-

ный метод имеет ряд технологических преимуществ перед МПЭ и МОГФЭ, а также позволяет добиться значительного снижения себестоимости производства УФ светодиодов. В частности, ХГЭ позволяет получать эпитаксиальные слои высокого кристаллического качества с высокими уровнями легирования, обеспечивая при этом возможность управления скоростью роста в широких пределах: от долей микрометра до десятков и сотен микрометров в час [1].

В работе представлены результаты по созданию УФ светодиодов с длиной волны 360-365 нм. Дизайн гетероструктур УФ светодиодов разработан с учетом требования по достижению максимума внутренней квантовой эффективности (ВКЭ) при высоких плотностях тока. Для выполнения данного требования в качестве активной области предложено использовать одиночный слой толщиной 100 нм. Для уменьшения утечки носителей использованы инжекционные слои переменного состава.

Полученные гетероструктуры исследованы методами вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), рентгеновской дифрактометрии (РДА), атомно-силовой микроскопии (АСМ), фотолюминесценции (ФЛ), электролюминесценции (ЭЛ). Длина волны максимума ФЛ составила 359,5-362,0 нм, полуширина спектра ФЛ – 10,6-11,8 нм. Пиковая длина волны гетероструктур УФ светодиодов находилась в диапазоне 360-365 нм, полуширина спектра излучения составила 10-13 нм. Плотность дислокаций в лучших образцах варьировалась в диапазоне от $9 \cdot 10^7$ см$^{-2}$ до $8 \cdot 10^8$ см$^{-2}$.

После получения гетероструктур и исследования их характеристик изготовлены планарные чипы УФ светодиодов с геометрическими размерами двух типов: 0,31×0,31 мм^2 и 1×1 мм^2.

Основное внимание в работе уделено исследованию спектральных, ватт-амперных и вольт-амперных характеристик чипов УФ светодиодов. Для этой цели авторами была создана тест-система диагностики рабочих параметров светодиодов, позволяющая проводить исследование их оптических и электрических характеристик. Были определены мощность излучения и КПД чипов, изучено влияние величин пропускаемого прямого тока и температуры окружающей среды на их параметры и характеристики. Был исследован токовый самонагрев структур и определены температуры их активной области для разных значений прямого тока. Также был проведен цикл деградационных испытаний чипов УФ светодиодов и сделана оценка их срока службы.

Выходная оптическая мощность корпусированных чипов 0,31×0,31 мм^2 составила 0,9 мВт при рабочем токе 20 мА (плотности тока 22 А/см^2), максимальное значение выходной оптической мощности – 3,5 мВт – зарегистрировано при токе 120 мА (плотности тока 133 А/см^2). Чипы продемонстрировали свою работоспособность при плотностях тока до 150 А/см^2. Важно заметить, что указанные плотности тока значительно превышают типичные значения для структур с множественными квантовыми ямами (около 10 А/см^2). При рабочем токе прогнозируемый срок службы для чипов 0,31×0,31 мм^2 составил более 1000 часов, а КПД – 12,7%.

Для некорпусированных чипов размером 1×1 мм^2 определен их ожидаемый срок службы, составивший более 2500 часов при токе 350 мА (плотности тока 35 А/см^2). Максимум выходной оптической мощности чипов достигнут при токе 400 мА (плотности тока 40 А/см^2).

Таким образом, технология ХГЭ и особый дизайн гетероструктуры позволили получить УФ светодиоды, которые показали свою работоспособность при высоких плотностях

тока (вплоть до значений 150 А/см^2 в непрерывном режиме возбуждения) в течение нескольких тысяч часов.

Литература

1. Антипов А. А., Бараш И. С., Бублик В. Т., Курин С. Ю., Макаров Ю. Н., Мохов Е. Н., Нагалюк С. С., Роенков А. Д., Чемекова Т. Ю., Щербачев К. Д., Хелава Х., Новые направления развития технологии производства ультрафиолетовых светодиодов, Материалы электронной техники, №1(57), с.52-56, 2012.

Явление многоуровневой генерация в лазерах на квантовых точках: аналитический и экспериментальный подход

Коренев В. В.[1], Савельев А. В.[1,2], Жуков А. Е.[1,3,2], Омельченко А. В.[1,2], Максимов М. В.[1,3], Шерняков Ю. М.[3,2]

[1] СПбАУ НОЦ НТ

[2] СПбГПУ

[3] ФТИ

Эл. почта: korenev.vladimir@gmail.com

Эффективные полупроводниковые лазеры, обладающие широкими спектрами генерации, которые перекрывают окно прозрачности стандартного кремниевого оптоволокна, требуются для решения множества практических задач: от оптической томографии и накачки рамановских усилителей до сверхскоростной оптической передачи информации. Оказывается, что спектры излучения лазеров на квантовых точках (КТ) InGaAs/InAs, излучающие вблизи 1.3 мкм, перекрывают указанный диапазон длин волн за счёт излучения через основные состояния квантовых точек. Использование таких лазерных диодов представляет собой выгодную альтернативу массивам DFB-лазеров (лазеров с распределённой обратной связью) благодаря простоте их производства [1].

Абсолютное большинство работ, посвящённых моделированию широких спектров лазерной генерации, основываются лишь на численном подходе к решению проблемы, что не только усложняет качественное понимание, но также затрудняет выявление ключевых параметров лазера, характеризующих многоуровневую генерацию. Для того, чтобы разрешить указанные противоречия, мы разработали аналитическую модель многоуровневой генерации, которая одновременно учитывает основное (GS) и возбуждённое (ES) электронные и дырочные состояния, неоднородное уширение распределения квантовых точек по энергии в активной области лазера, компрессию усиления, а также независимый захват электронов и дырок в КТ. Также в рамках предлагаемой модели рассмотрено большое количество экспериментальных данных, включая температурные зависимости пороговых токов, а также ватт-амперных характеристик лазеров на КТ. Кроме того, в рамках рассматриваемой модели было дано описание явления затухания генерации через основные состояния КТ в режиме многоуровневой генерации при увеличении тока накачки, а также дано качественное описание эффекта p-легирования активной области лазера на КТ.

При малых значениях тока накачки, когда имеет место генерация через основные состояния лазеров на КТ, нами были получены аналитические выражения для формы и ширины спектра лазерной генерации, а также было показано, что они зависят лишь от двух безразмерных параметров: отношения дисперсии распределения КТ по энергии к температуре активной области лазера, а также суммарных потерь, нормированных на максимальное усиление. Также было показано, что использование активной области с преднамеренно внесённой неупорядоченностью приводит к увеличению ширины спектров генерации [2].

Рост накачки приводит к увеличению заселённости возбуждённого электронного состояния, его инверсия заселённостей также увеличивается. При этом излучение, отвечающее основным оптическим переходам КТ, затухает при увеличении накачки с появлением излучения через возбуждённые оптические переходы [3]. Заметим, что в большинстве случаев полезную мощность лазера на КТ представляет та её часть, которая отвечает излучению через основные состояния КТ, поскольку возбуждённые оптические переходы обладают заметно меньшей длиной волны. Для количественного объяснения обнаруженного затухания мы рассматриваем одновременно асимметрию распределения носителей внутри КТ по энергии [4], а также учитываем различие в темпах захвата электронов и дырок в КТ. Так, предполагается, что темпы захвата электронов и дырок независимы, причём темп захвата дырок меньше, чем темп захвата электронов, поскольку скорость теплового движения дырок в матрице меньше, чем у электронов. Обнаружено, что такое различие в темпах захвата носителей оказывает влияние на имеющуюся конкуренцию за дырки между основными и возбуждёнными оптическими переходами, которая, в свою очередь, ответственна за экспериментально обнаруженное затухание лазерной генерации при больших накачках [5]. Учёт различия в темпах захвата электронов и дырок также позволяет качественно объяснить увеличение ключевых параметров лазера на КТ за счёт эффекта p-легирования активной области лазера на КТ [5].

Литература

1. A. E. Zhukov and A. R. Kovsh, Quantum Electronics 38, 409 (2008);
2. V. V. Korenev, A. V. Savelyev, A. E. Zhukov et. al., Semicond. 46 (5) (2012);
3. E. Zhukov, M. V. Maximov, Yu. M. Shernyakov et al., Semicond. 46 (2) (2012);
4. E. A. Viktorov, P. Mandel, Y. Tanguy et al., Appl. Phys. Lett. 87, 053113 (2005);
5. Yu. M. Shernyakov, M. V. Maximov, A. E. Zhukov et al., Semicond. 46 (2012).

Исследование активных сред УФ диапазона спектра на основе твердых растворов

Кучаев Э. К., Низамутдинов А. С., Семашко В. В., Кораблева С. Л.

К Ф У

Эл. почта: kutchaev@mail.ru

По сравнению с набором твердотельных лазеров работающих в инфракрасном (ИК) и видимом диапазонах, выбор твердотельных лазеров, излучающих в ультрафиолетовой (УФ) и вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) областях весьма ограничен [1]. Создание ком-

пактных твердотельных лазеров УФ и ВУФ диапазонов спектра позволит решить целый ряд задач в различных областях науки и техники.

Целью данной работы является исследование генерационных характеристик новых активных сред УФ диапазона спектра $LiY_{0,3}Lu_{0,7}F4:Ce_3+(1\%)+Yb_3+(1\%)$ и $LiY_{0,3}Lu_{0,7}F_4:Ce_3+(1\%)$ [2].

В результате работы установлено, что кристаллы $LiY_{0,3}Lu_{0,7}F_4:Ce^{3+}$ и $LiY_{0,3}Lu_{0,7}F_4:Ce^{3+}+Yb^{3+}$ являются перспективными активными средами УФ диапазона спектра с низким порогом возникновения лазерной генерации (30-90 мДж/см^2), значением дифференциального КПД лазерной генерации (14,2 ± 0,4)% на длине волны 309 нм. При этом продемонстрирован положительный эффект соактивации кристаллических УФ активных сред ионами Yb^{3+}. Так, для кристалла $LiY_{0,3}Lu_{0,7}F_4:Ce^{3+}+Yb^{3+}$ вблизи порога коэффициент внутрирезонаторных потерь на 50 % меньше, чем для кристалла $LiY_{0,3}Lu_{0,7}F_4:Ce_{3+}$. Исследованные активные среды сочетают в себе свойства насыщающегося усилителя и генератора с малым значением энергии насыщения, и перспективна для генерации импульсов ультракороткой длительности в УФ диапазоне спектра.

Литература

1. Семашко В. В. Проблемы поиска новых твердотельных активных сред ультрафиолетового и вакуумно-ультрафиолетового диапазонов спектра: роль фотодинамических процессов// ФТТ. 2005. Т. 47. N 5. С.1450–1454.
2. A. S. Nizamutdinov, V. V. Semashko, A. K. Naumov, S. L. Korableva, R.Yu. Abdulsabirov, A. N. Polivin, M.A.Marisov Optical and gain properties of series of crystals LiF–YF3–LuF3 doped with Ce^{3+} and Yb^{3+} ions// J. of Lum. 2007. V.127. I. 1 P. 71-75.

Неисчезающая задержка включения в лазерах на квантовых точках

Колыхалова Е. Д.[1,2], Дюделев В. В.[1], Дерягин А. Г.[1], Максимов М. В.[1], Надточий А. М.[1], Кучинский В. И.[1], Михрин С. С.[3], Лившиц Д. А.[3], Викторов Е. А.[4], Эрню Т.[4], Соколовский Г. С.[1]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г Э Т У (Л Э Т И)

[3] Innolume GmbH

[4] Universite Libre de Bruxelles

Эл. почта: amenemhet@inbox.ru

Полупроводниковые лазеры на основе квантоворазмерных гетероструктур выгодно отличаются от лазеров других типов компактностью и высокой эффективностью, что обеспечивает постоянно растущий интерес к их применению в различных областях, включающих запись, хранение и обработку информации, накачку оптических усилителей и твердотельных лазеров.

В настоящее время наиболее насущной задачей телекоммуникационных и информационных технологий является решение проблем так называемой последней мили [1] и оптических межсоединений в компьютерах между периферийными устройствами, между чипами и внутри чипов [2]. При этом важной особенностью таких устройств

является необходимость применения прямой токовой модуляции для передачи информации. Данная задача требует создания дешёвых, компактных, низкопороговых, а главное, быстродействующих лазеров. Все вышесказанное свидетельствует об актуальности исследования динамических характеристик лазеров с активной областью на основе квантовых точек, в том числе задержки включения.

Ранее было продемонстрировано, что задержка включения в лазерах с объемной активной областью и с активной областью на основе квантовых ям с ростом тока накачки стремится к нулю логарифмически, что связано с медленным ростом числа носителей в активной области [3].

В данной работе был исследован процесс включения в лазерах на основе квантовых точек с помощью анализа системы скоростных уравнений и экспериментально. Нами было обнаружено, что задержка включения при увеличении тока накачки имеет неисчезающую компоненту, не зависящую от величины тока, что связано с ограниченным количеством разрешенных состояний в активной области лазеров на основе квантовых точек. Иными словами, скорость такого лазера не может превышать значения, определенного обнаруженной неисчезающей задержкой включения. Это динамическое свойство не наблюдается в полупроводниковых лазерах с объемной активной областью и в лазерах на основе квантовых ям [4].

Литература

1. Y. L. Hsueh, W. T. Shaw, L. G. Kazovsky et. al IEEE Communications Magazine.26-33 (2005);
2. J.-W. Shi, F.-M. Kuo, T.-C. Hsu et al. IEEE Photonics Tech. Let. 21, 1444-1446 (2009);
3. Dixon, R. W., and W. B. Joyce. J. Appl. Phys. 50, 4591 (1979);
4. G. S. Sokolovskii, V. V. Dudelev, E. D. Kolykhalova et al. Appl. Phys. Let. 100, 081109 (2012).

ПРИБОРЫ И МАТЕРИАЛЫ ТГЦ И СВЧ ДИАПАЗОНА

Анализ зонной диаграммы гетероструктур AlInSb/InSb и особенности их роста методом МПЭ

Гаврилов А. С.[1,2]

[1] СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

[2] ФТИ

Эл. почта: pharaon27@gmail.com

Вследствие своей высокой подвижности и малой ширины запрещенной зоны InSb является чрезвычайно интересным материалом для практических применений и научных исследований. Возможность применения InSb в структурах с двумерным электронным газом показана в работе [1], а в [2] описаны особенности использования InSb для матричных фотодетекторов. В данной работе представлены результаты расчета зонной диаграммы гетероструктуры AlInSb/InSb и особенности роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

Нахождение контактной разности потенциалов, необходимой для построения зонной диаграммы проводилось с помощью решения уравнения Пуассона. Разрывы зон между твердым раствором $Al_{0.15}In_{0.75}Sb$ и InSb определялись исходя из данных, представленных в [3]. На выращенной серии образцов методом Холла были измерены типичные значения концентрации носителей $(2\text{-}7)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, необходимые для определения положения уровня Ферми. Выбор оптимального состава твердого раствора $Al_xIn_{1-x}Sb$ производился исходя из требований к глубине и ширине ямы. В работе показано, что содержание Al ~15% является достаточным для получения глубины квантовой ямы не менее 0,1 эВ и дает возможность вырастить её шириной до ~400 Å без релаксации напряжений. Исходя из расчета, проведенного в работе, для образцов с типичной концентрацией носителей уровень Ферми в InSb лежит выше или вблизи дна зоны проводимости при комнатной температуре, что говорит о необходимости использования определения концентрации через интеграл Ферми-Дирака. Выращивание гетероструктур $Al_{0.15}In_{0.75}Sb$/InSb и отдельных слоев производилось на полуизолирующей подложке GaAs(100) с использованием установки МПЭ Riber 32P. В ходе роста для контроля состояния поверхности использовалась система дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ). Для инициализации роста AlInSb в условиях большого рассогласования с GaAs ($\Delta a/a$~15%) использовался буферный слой GaAs, поверхность которого выдерживалась под потоком сурьмы, и переходный буферный слой AlSb, имеющий ~7% рассогласование с подложкой и AlInSb по периоду решетки. Также для снижения количества дислокаций вблизи канала применяется внедрение вставок InSb в объеме буферного слоя AlInSb. В ходе работы были определены оптимальные

режимы роста твердого раствора AlInSb и InSb: температура подложки 380-400°С, скорость роста ~10-15 нм/мин, а соотношение потоков элементов III и V группы 1.5-3.

Подвижность в лучших образцах InSb составила 40000-50000 $см^2/В•с$ при концентрации носителей $n=(3-7)\cdot10^{16}$ $см^{-3}$ и толщине слоя ~2 мкм. Подвижность носителей в гетероструктуре AlInSb/InSb составила 15000-20000 $см^2/В\cdot с$ при их концентрации $n=(3-4)\cdot10^{12}$ $см^{-2}$. Полученные результаты сравнимы с мировыми достижениями, что говорит о высоком качестве образцов и является доказательством перспективности данного материала и исследований.

Литература

1. Ashley T., Heterogeneous InSb quantum well transistors on silicon for ultra-high speed, low power logic applications, Electron. Lett., 43, 777-778, 2007;
2. Rogalski A., Infrared detectors: an overview, Infr. phys. tech., 43, 187-210, 2002;
3. Yong-Hua Li, Revised ab initio natural band offsets of all group IV, II-VI, and III-V, Appl. Phys. Lett., 9, 212109, 2009.

Перестраиваемый генератор сверхвысокочастотного сигнала на основе спин-волновой линии задержки

Дроздовский А. В.

СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: drozdovskyiav@gmail.com

Одними из самых востребованных элементов СВЧ-техники на данный момент являются СВЧ-генераторы. СВЧ-генераторы, рабочая частота которых однозначно управляется изменением какого-либо внешнего фактора, можно условно поделить на два типа. Первый тип генераторов управляется емкостью обратно смещённого p-n перехода. Генераторы такого типа обычно имеют узкий диапазон перестройки и нелинейную зависимость частоты от управляющего напряжения. Второй тип – генераторы, в которых в качестве частотозадающего элемента используется диэлектрический резонатор, управляемый внешним электрическим (сегнетоэлектрический резонатор) или магнитным (резонатором является сфера из железо-иттриевого граната (ЖИГ)) полями. Второй тип генераторов обладает двумя достоинствами: линейной перестройкой по частоте внешним полем и широкой полосой перестройки (до октавы и более). При этом уровень фазовых шумов генератора напрямую зависит от добротности резонатора. Сравнительно недавно было предложено использовать “активные кольца”, построенные на основе ферромагнитных пленок для генерации СВЧ-сигналов различной формы (см. [1] и ссылки в ней). Достоинствами такой конструкции являются возможность перестройки по частоте от 0.1 до 40 ГГц и низкий уровень фазовых шумов (менее 90 дБ/Гц при отстройке на 10 кГц). В данной работе демонстрируется возможность создания перестраиваемого генератора монохроматического сверхвысокочастотного сигнала на основе активного кольцевого резонатора, содержащего спин-волновую линию задержки (СВЛЗ).

Исследовавшееся активное кольцо состояло из следующих последовательно включенных элементов: СВЛЗ, СВЧ-усилителя, аттенюатора, и двух направленных ответвителей, служивших для ввода и вывода СВЧ-сигнала. При генерации сигнала в качестве часто-

тозадающего элемента (резонатора) выступало само активное кольцо, где частотную селекцию осуществляла СВЛЗ.

Исследование происходило в несколько этапов. На первом этапе изучались передаточные характеристики СВЛЗ. СВЛЗ была выполнена в виде двух подвижных микрополосковых антенн, на которые через слой диэлектрика накладывалась пленка ЖИГ толщиной 9,5 мкм и шириной 2 мм. Макет помещался во внешнее магнитное поле величиной 1183 Э, что соответствовало рабочим частотам порядка 5 ГГц. В ходе исследования было обнаружено, что при увеличении расстояния между пленкой и антеннами происходит уменьшение ширины спектра возбуждения спиновых волн. Также продемонстрировано, что при увеличении ширины микрополосковой антенны происходит расширение рабочего диапазона и одновременно с этим происходит рост потерь на согласование антенны с подводящим СВЧ-трактом.

На втором этапе исследования изучалась амплитудно-частотная характеристика кольца. Для этого путем регулировки аттенюатора кольцо вводилось в режим, в котором затухание на 1 дБ превышало усиление. После этого на вход макета подавался сверхвысокочастотный сигнал мощностью 3 дБм. Принцип работы экспериментальной установки заключался в следующем: сигнал, введенный в кольцо, циркулировал в нем, усиливаясь на тех частотах, на которых полный набег фазы в кольце кратен 2π. На этих частотах значение общего коэффициента передачи кольца было больше нуля и кольцо работало в режиме генерации. Поскольку спиновые волны являются медленными, то в полосе пропускания СВЛЗ наблюдалось несколько резонансных пиков. Максимальное измеренное значение добротности резонансного пика активного кольца составляло более 1 000 000.

На третьем этапе исследования кольцо вводилось в режим автогенерации. При этом параметры линии задержки подбирались таким образом, что бы условие генерации сигнала выполнялись только на одной резонансной частоте. Была исследована перестройка генератора СВЧ-сигнала, постоянным внешним магнитным полем, и при помощи изменения электрической длины активного кольца в диапазоне более 1 ГГц.

Вышеописанное позволяет использовать активное кольцо, содержащее СВЛЗ в качестве перестраиваемого генератора монохроматического СВЧ-сигнала.

Литература

1. Серга А. А., Костылев М. П., Калиникос Б. А. “Параметрическая генерация солитоноподобных импульсов спиновых волн в кольцевых резонаторах на основе ферромагнитных пленок” ПЖЭТФ, Т.77, В.6, С. 350-355 (2003).

Перестраиваемый узкополосный СВЧ фильтр на спиновых волнах

Устинов А. Б., Ковшиков Н. Г., Калиникос Б. А.

СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: ustinov-rus@mail.ru

Сверхвысокочастотные (СВЧ) фильтры являются неотъемлемой частью радиосистем. В настоящей работе сообщается о разработке экспериментального макета полосно-пропускающего СВЧ фильтра на спиновых волнах. Основной целью было разработать кон-

струкцию со сравнительно низкими вносимыми потерями в полосе пропускания, а также с большим диапазоном перестройки центральной частоты.

В качестве волновода спиновых волн в фильтре была использована эпитаксиальная пленка железо-иттриевого граната толщиной 9 мкм. Пленка намагничивалась по касательной так, чтобы в ней распространялись поверхностные спиновые волны. Для измерения характеристик фильтра макет с пленкой помещался в зазор между полюсами электромагнита. Результаты измеренний показали, что в диапазоне магнитных полей от 910 Э до 1430 Э фильтр перестраивается в диапазоне 4.4-6 ГГц. В этом диапазоне минимальные вносимые потери составляли 3.7-4.7 дБ, а обратные потери – более 20 дБ. Полоса пропускания, измеренная по уровню -3 дБ от уровня минимальных вносимых потерь, составляла 22-27 МГц. Крутизна скатов АЧХ вне полосы пропускания варьировалась в интервале 0.7-3.8 дБ/МГц.

В конструкции экспериментального макета не использовалось никаких дополнительных элементов, увеличивающих развязку между входом и выходом, поэтому внеполосные потери были сравнительно невысоки и составляли 35-40 дБ. Уровень паразитной полосы пропускания, которая наблюдается левее рабочей полосы пропускания фильра, лежит более чем на 20 дБ ниже уровня минимальных вносимых потерь.

К вопросу о выборе архитектуры активных микрополосковых антенн для автодинных датчиков КВЧ диапазона

Люлякин А. П.[1], Юрчкенко В. И.[2]

[1]ТГУ

[2]НИИ полупроводников, г. Томск

Эл. почта: avaponchoavaponcho@gmail.com

В настоящей работе приведены результаты теоретического исследования и численного моделирования антенн КВЧ диапазона в качестве активных антенн для датчиков КВЧ диапазона на слаботочных диодах Ганна.

Сейчас является актуальным вопрос о доступных и простых в исполнении систем ближней радиолокации, а следовательно и оптимизации топологии антенн в таких системах. Использование в радиолокационном устройстве автодина – автоколебательной системы, совмещающей функции генерирования зондирующего и обработки отражённого сигналов в одном каскаде – позволяетне только сформировать сигнал и обеспечить необходимое управление его параметрами (мощностью, частотой, фазой, спектром), но и произвести начальную обработку (регистрацию) переотражённого сигнала для выделения необходимой информации.

Задача состоит в выборе наиболее оптимальной геометрии антенны для улучшения ее характеристик.

Для данного диапазона частот наиболее подходящими являются апертурные антенны. Но, исходя из последних данных института инженеров электротехники и электроники (IEEE), секции Антенны и распространение радиоволн (Antennas and Propagation), в миллиметровом диапазоне длин волн активно ведется освоение микрополосковых антенн различного вида. Хотя и антеннами, обладающими наиболее узким лучом, являются, опять же, апертурные, но их размеры, по сравнению с остальными, слишком велики. По-

сле анализа вышеперечисленных пунктов была выбрана микрополосковая антенна. Также в пользу этого решения выступали такие факторы как относительная простота изготовления, достаточно небольшими потерями, высокая интеграция микрополосковой части с активным элементом и невысокая стоимость.

Из всего многообразия форм, предоставляемых микрополосковыми антеннами, были выбраны для численного моделирования три варианта исполнения антенны: прямоугольная патч-антенна, решетка из четырех прямоугольных антенн и треугольная двухплечевая антенна. Моделирование проводилось на программном продукте CST Microwave Studio.

Наряду с одиночными излучателями широкое применение получили печатные антенные решетки. Моделирование простейшей 4х элементной печатной антенной решетки из излучателей резонаторного типа показало, что при увеличении количества элементов, значительно улучшаются характеристики антенны. Так, коэффициент направленного действия антенны увеличился до 17.2 dBi, а ширина главного лепестка на диаграмме направленности в Е – плоскости уменьшилась до 19 град. Безусловно весомым минусом является тот факт, что габариты датчика значительно увеличиваются.

Треугольная двухплечевая микрополосковая антенна представляет собой два треугольника, обращенные друг к другу вершинами и возбуждаемые в центре между ними. Что в свою очередь является симметричным вибратором, который часто используются в миллиметровом диапазоне длин волн.

Моделирование двухэлементной патч-антенны с треугольными плечами при симметричном возбуждении показало, что размеры антенны с модой ТМ11 в диапазоне 35-50 ГГц наилучшим образом подходят для монтажа бескорпусных диодов Ганна, антенна имеет линейную поляризацию и коэффициент направленного действия не менее 9 дБ.

Поэтому микрополосковая антенна для автодинного датчика выбрана в виде двухэлементной патч-антенны с треугольными плечами, и в дальнейшем предполагается оптимизация ее параметров.

Литература

1. Юрченко А. В., Юрченко В. И., Воторопин С. Д., Автодинные датчики в измерительной технике: монография; Томск: Изд-во ТПУ, 2009. – 128 с;
2. Люлякин А. П., Пушкарев В. П., Егунов М. С., Юрченко В. И., Радиолокаци-онные датчики на диодах Ганна для задач неразрушающего контроля. Сб. труд. 2 ой межд. Научно-практ. конф. «Ресурсоэффективные технологии для будущих поколений» г. Томск 23-25 ноября 2010 г. С. 337-338.

ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

U-минус центры платины в стеклообразном селениде мышьяка

Рабчанова Т. Ю.

Р Г П У

Эл. почта: Lion-1990@yandex.ru

Для описания поведения примесных атомов в халькогенидных стеклообразных полупроводниках широко используются представления о существовании в структурной сетке стекла двух электронных центров с отрицательной корреляционной энергией (U-минус центров) [1-3]. В настоящей работе методом эмиссионной мёссбауэровской спектроскопии на изотопах ^{197}Pt сделана попытка идентифицировать U^--центры платины в узлах структурной сетки стекла As_2Se_3.

Идентификация U^--центров методом мессбауэровской спектроскопии сводится к обнаружению в частично компенсированном материале двух зарядовых состояний мессбауэровского центра, различающихся на 2e (e – заряд электрона), обнаружению зависимости заселенностей этих состояния от положения химического потенциала в полупроводнике, констатации отсутствия промежуточного зарядового состояния центра. Если два зарядовых состояния центра имеют одинаковую структуру (координационное число, симметрию локального окружения), то U^- -центр образует либо двух электронный донор, либо двух электронный акцептор. Если оба состояния находятся в различном окружении, то центр образует двух электронный амфотерный центр.[4-5]

Легирование стеклообразного три селенида мышьяка производилось путем сплавлением селенида мышьяка и металлической платины в вакуумированных кварцевых ампулах при 1250 К в течение 4 ч при вибрационном перемешивании с последующей закалкой расплава (~ 5 грамм) либо на воздухе, либо выливанием расплава на металлическую плиту, охлаждаемую жидким азотом от температуры расплава (1050 или 1250К). Использовался обогащенный до 96% изотоп Pt-196, предварительно облучённый потоком тепловых нейтронов $\sim 10^{19}$нейтр·см$^{-2}$.Критериями стеклообразного состояния служили рентгеноаморфность, раковистый излом и отсутствие микровключений при просмотре шлифованных поверхностей металл микроскопом МИМ-8.

Температурная зависимость электропроводности стекол измерялась методом сравнения со стандартным сопротивлением в интервале температур 295—390 К на образцах в виде дисков. Погрешность в определении энергии активации электропроводности составляла± 0.02 эВ. Эмиссионные мёссбауэровские спектры снимались на промышленном спектрометре типа МС-2101 при 4.2 К с поглотителем из металлического золота (с поверхностной плотностью 250 мг·см$^{-2}$). Температурные зависимости электропроводности как чистого стекла, так

и легированного платиной, описываются формулой $\sigma = \sigma_0 \exp(-E_0/kT)$. Энергия активации электропроводности не зависит от присутствия платины и равна 1.6 эВ. В исследуемых образцах происходит радиоактивный распад изотопа платины и образование ядерного уровня изотопа золота с энергией 77,4 кэВ и периодом полураспада ~$1.89 \cdot 10^{-9}$с. Идеология использования эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопах платины для идентификации U^--центров платины основывается на предположении, что в процессе синтеза указанных стекол материнские атомы платины образуют собственные структурные единицы, так что дочерние атомы золота, образующиеся после радиоактивного распада платины, оказываются в узлах платины.

Для выбора модели интерпретации мессбауэровских спектров использовались данные фотоэлектронной спектроскопии. Электронный спектр представляет собой наложение двух линий, отвечающих двум валентным состояниям примесных атомов платины в стеклообразном селениде мышьяка с различными величинами квадрупольного расщепления: δ_1=(3.8±0.1) мм/с, Δ_1=(7.2±0.2) мм/с и δ_2=(3.5±0.1) мм/с, Δ_2=(1.8±0.2) мм/с.

Мессбауровские спектры отвечают двум валентным состояниям платины (Pt^{2+} и Pt^{4+}). Симметрия локального окружения двух зарядовых состояний платины различна. Доля двухвалентной платины в структуре стекла увеличивается с повышением температуры расплава и увеличением скорости закалки. Эмиссионные мессбауровские спектры показали отсутствие в частично компенсированном полупроводнике промежуточного зарядового состояния U^--центра платины (т.е. Отсутствие в спектрах трехвалентной платины). Такая картина поведения примесных атомов платины отвечает модели, согласно которой платина образует в запрещенной зоне амфотерные двухэлектронные центры: двухвалентная платина Pt^{2+} является однократно ионизованным акцептором, четырехвалентной платины Pt^{4+} является ионизованным донором, а трехвалентная платина Pt^{3+},являющаяся нейтральным состоянием амфотерного центра, оказывается нестабильным.

Автор выражает искреннюю благодарность за руководство работой научному руководителю, профессору П. П. Серегину. Работа финансировалась в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

Литература

1. Anderson P. W. Model for electronic structure of amorphous semiconductors. Physical Review Letters. V. 34, no. 15, p. 953, 1975;
2. Street R.A., Mott N. F. States in the gap in glassy semiconductors. Physical Review Letters. V. 35, no. 19, p. 1293, 1975;
3. Kastner M., Adler D., Fritzsche H. Valence-alternation model for localized gap states in lone-pair semiconductors. Physical Review Letters. V. 37, no. 22, p. 1504, 1975;
4. P. Seregin, G. Bordovsky, A. Marchenko. Mössbauer U-negative centers in semiconductors and superconductors. Identification, properties and application. LAP. Lambert Academic Publishing. Saarbrüken, 2011;
5. Gutlich P., Bill E., and Trautwein A. X. Mössbauer Spectroscopy and Transition Metal Chemistry. Fundamentals and Applications. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg. 2011.

Примесные центры, образующиеся в результате ядерных превращений в стеклообразных халькогенидах мышьяка

Кожокарь М. Ю.

Р Г П У

Эл. почта: m-kozhokar@mail.ru

В настоящей работе для исследования состояния примесных атомов олова в стеклообразных халькогенидах мышьяка, используется эмиссионный вариант мессбауэровской спектроскопии на изотопах ^{119m}Sn, когда в исследуемое стекло вводится радиоактивный материнский изотоп (^{119}Sb и ^{119m}Te), после распада которого образуется дочерний мессбауэровский атом. В зависимости от химической природы материнского изотопа возможно введение дочернего атома либо в структурную сетку, образованную атомами мышьяка (материнские атомы ^{119}Sb), либо в структурную сетку, образованную атомами халькогена (материнские атомы ^{119m}Te).

Объектами исследований служили стеклообразные сплавы систем As_xS_{1-x} и As_xSe_{1-x}. Мессбауэровские спектры As_xS_{1-x}:^{119}Sb и As_xSe_{1-x}:^{119}Sb представляют собой наложение одиночной уширенной линии, изомерный сдвиг которой типичен для шестикоординированных соединений четырехвалентного олова, и плохо разрешенного квадрупольного дублета, изомерный сдвиг которого типичен для трехкоординированных соединений двухвалентного олова. Доля центров Sn_6^{4+} увеличивается с увеличением содержания в стекле атомов халькогена и это коррелирует с отмеченным выше ростом концентрации структурных единиц (-As-X-X-As-) с увеличением содержания в стекле атомов халькогена.

Эмиссионные мессбауэровские спектры стекол As_xS_{1-x}:^{119m}Te и As_xSe_{1-x}:^{119m}Te представляют собой наложение двух уширенных линий. Более интенсивная линия имеет изомерный сдвиг, который для стекол, обогащенных халькогеном, отвечает атомам олова, имеющим в своем окружении преимущественно атомы халькогена. Этот спектр следует приписать центрам олова Sn^o, образовавшимся в структурной сетке сетке стекла, построенной практически только из структурных единиц (-As-X-X-As-), после распада материнских атомов ^{119m}Te в узлах халькогена. С ростом содержания в стекле атомов мышьяка в структурной сетке стекла увеличивается число структурных единиц (-As-X-As-), вследствие чего изомерный сдвиг этой линии изменяется, отражая появление в локальном окружении атомов олова атомов мышьяка.

Для объяснения появления в мессбауэровских спектрах стекол As_xS_{1-x}:^{119m}Te и As_xSe_{1-x}:^{119m}Te второй (менее интенсивной) линии следует иметь в виду, что образованию мессбауэровского уровня ^{119m}Sn после распада ^{119m}Te предшествует двойной электронный захват, причем максимальная энергия отдачи испускания нейтрино для дочернего зонда составляет ~ 24 эВ. Это позволяет ожидать в мессбауэровских спектрах As_xS_{1-x}:^{119m}Te и As_xSe_{1-x}:^{119m}Te появления состояний, отвечающих атомам ^{119m}Sn, смещенным из этих узлов. Менее интенсивная линия имеет изомерный сдвиг, зависящий от химической природы халькогена, и она отвечает центрам $^{119m}Sn^{4+}$, сместившихся за счет энергии отдачи из структурной сетки, образованной атомами халькогена.

Примесные атомы ^{119m}Sn, образующиеся после радиоактивного распада атомов ^{119}Sb в структуре стекол As_xS_{1-x} и As_xSe_{1-x}, локализуются в узлах мышьяка в зарядовых состояниях Sn^{2+} и Sn^{4+} и играют роль двухэлектронных центров с отрицательной корреляционной энергией. Доля Sn^{4+} увеличивается с ростом содержания атомов халькогена в стекле. Большая

часть дочерних атомов ^{119m}Sn, образующихся после радиоактивного распада материнских атомов ^{119m}Te в стеклах As_xS_{1-x} и As_xSe_{1-x}, находится в узлах халькогенов и они электрически неактивны. Значительная энергия отдачи дочерних атомов в случае распада ^{119m}Te приводит к появлению смещенных атомов ^{119m}Sn.

Исследование атомов железа в GaAs и GaP методом эмиссионной мёссбауэровской спектроскопии.

Николаева А. В.[1]

[1] Р Г П У

Эл. почта: anyuta_n@bk.ru

Примесные центры, образующиеся в результате ядерных превращении в стеклообразных халькогенидах мышьяка Эффект Мессбауэра является перспективным методом исследования состояния примесных атомов в твердых телах [1]. В настоящей работе возможности эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{57}Co(^{57m}Fe) используются для идентификации нейтральных и ионизованных состояний примесных атомов железа в GaP и GaAs, а также для наблюдения быстрого электронного обмена между нейтральными и ионизованными центрами железа в объемной части материала. Мессбауэровские спектры измерялись при 80 и 295 К. В качестве стандартного поглотителя, мы использовали $K_4Fe(CN)_6$. $3H_2O$ (поверхностная плотность по изотопу ^{57}Fe составляла 0.05 мг/см^2). Аппаратурная ширина спектров составляла G = (0.26 ± 0.02) мм/с. В качестве исходных материалов были использованы монокристаллические образцы. Цинк для дырочных и теллур для электронных образцов. На поверхность образца из аммиачного раствора безносительного препарата $^{57}CoCl_2$ электролитически осаждался кобальт. Диффузия была проведена в вакуумированных кварцевых ампулах. После диффузии образцы обрабатывались в смеси HF и HNO_3 (для удаления непродиффундировавшего ^{57}Co) и с поверхности удалялся слой толщиной ~ 40 мкм. Эти образцы служили мессбауэровскими источниками. В эмиссионном варианте Мессбауэровской спектроскопии в образец вводится изотоп ^{57}Co, и после радиоактивного распада ^{57}Co образуется мессбауэровский уровень ^{57m}Fe. Кобальт и железо образуют глубокие акцепторные уровни в GaAs и GaP [2-4]. При анализе экспериментальных результатов следует иметь в виду, что $N_{Co}N_{Fe}$ (здесь N_{Co}, N_{Fe} концентрации кобальта и железа).

Пусть исходный образец легирован Te. Следовательно, когда $N_{Te} > N_{Co}$, уровень Ферми находится вблизи дна зоны проводимости, и наблюдаются ионизованные центры железа Fe^-. Если исходный образец легирован Zn, то уровень Ферми находится вблизи потолка валентной зоны, и в этом случае – нейтральные центры железа Fe^0. Мессбауэровские спектры при 295 К обоих образцов (n- и p-типа) представляют собой синглетные несколько уширенные линии (G = 0.50 мм/с). Величины изомерного сдвига для n и p типа образцов отличаются. Очевидно, изомерный сдвиг ^{57m}Fe мессбауэровского спектра p-типа GaAs отвечает неионизованным центрам железа Fe^0, а спектр n-типа образца отвечает ионизованным центрам железа Fe^-. Отсутствие квадрупольного расщепления мессбауэровских спектров свидетельствует о кубической симметрии локального окружения примесных атомов железа [3-5].

Для наблюдения процесса быстрого электронного обмена между примесными центрами железа были приготовлены частично компенсированные образцы GaAs и GaP.

Мессбауэровские спектры при 295 К частично компенсированных образцов GaAs и GaP представляют собой одиночные несколько уширенные линии, которые отвечают центрам железа Fe^0 с изомерными сдвигами, монотонно изменяющимися по мере возрастания степени компенсации, согласно соотношению $(N_{Co} - N_{Te})/N_{Te}$, то есть демонстрируют картину быстрого электронного обмена между Fe^0 и Fe^- центрами железа. С точки зрения акцепторных центров железа, этот обмен реализуется путем захвата ионизованным центром железа дырки с последующим ее забросом в валентную зону.

Спектр при 80 К отвечает только Fe^-, все атомы железа находятся в ионизованном состоянии, что свидетельствует о сдвиге уровня Ферми.

Состояние примесных атомов железа в GaAs и GaP исследовалось методом эмиссионной мёссбауэровской спектроскопии. Изомерные сдвиги мессбауэровских спектров примесных атомов железа в p-типа образцах соответствуют нейтральным центрам Fe^0. Для n-типа образцов изомерные сдвиги отвечают ионизованным центрам железа Fe^-. Для слабо перекомпенсированного GaP при 295 К наблюдался процесс быстрого электронного обмена между центрами Fe^0 и Fe^- с использованием состояний валентной зоны, причем мессбауэровский спектр представлял собой одиночную линию, изомерный сдвиг которой зависит от положения уровня Ферми.

Автор выражает искреннюю благодарность за руководство работой профессору П. П. Серегину. Работа финансировалась в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (гос. контракт 02.740.11.0544).

Литература

1. Bordovsky G.A., Nemov S.A., Marchenko A.V., Seregin P. P. Mössbauer Studies of Two Electron Centers with Negative Correlation Energy in Crystalline and Amorphous Semiconductors. Semiconductors,V. 46 (1). pp. 1-21, 2012;
2. Milnes A. G. Deep Impurities in Semiconductors. John Wiley and Sons, New York. 1973;
3. Gutlich P., Bill E., Trautwein A. X. Mössbauer Spectroscopy and Transition Metal Chemistry. Fundamentals and Applications. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg. 2011;
4. Jakubcová P., Johrendt D., Sebastian C., Rayaprol S., Pöttgen R. Structure, magnetic properties and 151Eu, 119Sn Mössbauer spectroscopy of Eu5Sn3S12 and Eu4LuSn3S12. Zeitschrift fur Naturforschung – Section B Journal of Chemical Sciences. V. 62 (1). pp. 5-14. 2007;
5. Bordovsky G., Marchenko A., Seregin P. Mössbauer of Negative Centers in Semiconductors and Superconductors. Identification, Properties, and Applicaton. Academic Publishing GmbH & Co. pp. 499. 2012.

Изучение пространственной и зарядовой корреляции центров хрома в кристалле стронция методом электронного парамагнитного резонанса

Неверова Е. В.[1,2], Бадалян А. Г.[2], Трепаков В. А.[2]

[1] С П б Г П У

[2] Ф Т И

Эл. почта: evneverova@gmail.com

Научный интерес к сегнетоэлектрикам на основе оксидов со структурой перовскита, в частности, к титанату стронция, вызван тем, что эти материалы могут быть использованы в различных приборах спинтроники. Ключевым преимуществом этих материалов является то, что их свойства могут быть специально спроектированы внедрением в них надлежащих примесей [1-3], способных посредством ионизации и обратного захвата электрического заряда изменять электрические параметры. Например, эффекты с двумя устойчивыми резистивными состояниями [4,5], наблюдаемые на наноразмерных структурах металл-изолятор-металл, основаны на активированных примесями некоторых оксидах. В настоящей работе методом ЭПР исследуется корреляция между примесными дефектами в различных зарядовых состояниях, образующихся в зависимости от способа термической обработки кристаллов.

В работе исследовались два монокристалла $SrTiO_3$, допированных хромом: $SrTiO_3$:Cr(0.05%at) и $Sr_{0.9995}TiO_3$:$Cr_{0.0005}$, выращенный с дефицитом стронция в шихте. Оксидирование либо редуцирование образцов производилось посредством их отжига при температуре 1000°C в течение 6 часов либо в атмосфере кислорода, либо в атмосфере 20%Ar + 80%H_2. Спектры ЭПР регистрировались с помощью ЭПР спектрометра 9 ГГц диапазона. Температура образцов могла устанавливаться в диапазоне 3.5 – 300 К.

В совершенных, с хорошими изолирующими свойствами стехиометрических кристаллах ионы хрома встраиваются в решетку в зарядовом состоянии Cr^{4+}, замещая в октаэдрических позициях ионы Ti^{4+} [6]. Под действием дневного света хром из валентного состояния 4+ переходит в состояние 3+. Это состояние является нестабильным, и в темноте происходит релаксация хрома обратно в валентное состояние 4+ в течение некоторого времени [7]. Если в выращенном кристалле имеются дефекты, могущие компенсировать недостаток положительного заряда в узле стронция, то ионы хрома могут находиться в зарядовом состоянии +3, непосредственно при выращивании.

В работе показано, что в оксидированных кристаллах недостаток положительного заряда центра Cr^{3+} в основном компенсируется избыточным зарядом центра Cr^{5+}. В редуцированных кристаллах наблюдается образование комплексов Cr^{3+} – Vo (ион хрома — кислородная вакансия). Так как кислородная вакансия может занимать различные положения относительно иона Cr^{3+}, образованные центры характеризуются одинаковыми значениями *g*-фактора, но различными значениями константы начального расщепления D энергетических уровней иона хрома.

Поразительный эффект наблюдался в кристалле, выращенном с дефицитом стронция. В оксидированном кристалле наблюдался центр Cr^{5+}, но не с аксиальной симметрией, как в первом образце, а с орторомбической симметрией. Такой центр впервые был обнаружен в [8], где орторомбическое кристаллическое поле создавалась примесью ионов алюминия (Al^{3+}), занимающих позицию стронция. Для объяснения образования центра $Cr5^{+}$ с орторомбической симметрией в кристалле, выращенном с дефицитом стронция, нами высказано предположение о существовании в нем вакансий стронция.

Литература

1. Y. Watanabe, Ferroelectrics 349, 190, 2007;
2. S. F. Alvarado, F. La Mattina, and J. G. Bednorz, Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process. 89, 85, (2007);

3. La Mattina, J. G. Bednorz, S. F. Alvarado, A. Shengelaya, and H. Keller, Appl. Phys. Lett. 93, 022102, (2008.);
4. A. Beck, J. G. Bednorz, C. Gerber, C. Rossel, and D. Widmer, Appl. Phys. Lett. 77, 139, (2000);
5. Y. Watanabe, J. G. Bednorz, A. Bietsch, C. Gerber, D. Widmer, A. Beck, and S. J. Wind, Appl. Phys. Lett. 78, 3738, (2001);
6. S. A. Basun, U. Bianchi, V. E. Bursian, A. A. Kaplyanskii, W. Kleemann, L. S. Sochava, and V. S. Vikhnin, Ferroelectrics 183, 255 (1996);
7. F.La. Mattina, J. G. Bednorz et. al. Phys. Rev. B 80, 075122 (2009);
8. K. A. Mueller, K. W. Blazey, Th.W. Kool. Sol. St. Commun. 85, 381, (1993).

Метод ЭПР для исследования и диагностики материалов, перспективных для использования в квантовой электронике ($PbGa_2S_4$, ZnSe).

Крамущенко Д. Д[1], Асатрян Г. Р., Баранов П. Г.

Ф Т И

Эл. почта: dorota@rambler.ru

Приведены результаты исследования спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) ионов Dy^{3+} и Ce^{3+} в монокристаллах тиогаллата свинца $PbGa_2S_4$, а также селенида цинка ZnSe, легированных различными ионами (Cr^{2+}, Co^{2+}, Fe^{2+} и Er^{3+}). $PbGa_2S_4$ является перспективной активной средой для лазеров среднего ИК-диапазона и может использоваться в лазерных системах локации, для экологического контроля загрязнения окружающей среды, а также в медицинских целях.

$PbGa_2S_4 : Dy^{3+}$. Природный диспрозий, кроме четного изотопа с ядерным спином I = 0, имеет также два нечетных изотопа, каждый из которых имеет ядерный спин I = 5/2. Естественная распространенность этих изотопов ^{161}Dy и ^{163}Dy равна 19.0 % и 24.9 %, соответственно, а отношение ядерных магнитных моментов ^{163}Dy/^{161}Dy равно 1.41. Полученный нами спектр ЭПР полностью соответствует ожидаемому для ионов Dy^{3+}. Парамагнитные центры Dy^{3+} проявляют аксиальную симметрию. Спектры хорошо описываются спиновым гамильтонианом аксиальной симметрии с эффективным спином S = 1/2 и значениями g-факторов $g_{\parallel} = 15.06$, $g_{\perp} = 2.47$. Из угловой зависимости сверхтонкой структуры были получены константы сверхтонкого взаимодействия двух нечетных изотопов диспрозия в монокристаллах тиогаллата свинца. Ионы Dy^{3+} замещают ионы Pb^{2+} в кристаллической решетке $PbGa_2S_4$.

$PbGa_2S_4 : Ce^{3+}$. Ионы Ce^{3+} также замещают ионы Pb^{2+} в кристаллической решетке $PbGa_2S_4$. Наблюдается более 40 парамагнитных центров иона церия в тиогаллате свинца. Спектры описываются спиновым гамильтонианом ромбической симметрии с эффективным спином S = 1/2. Из угловых зависимостей были получены значения g-факторов основных центров церия. Большое число парамагнитных центров обусловлено, как неэквивалентными положениями свинца, так и локальной компенсацией заряда при замещении $Ce^{3+} \rightarrow Pb^{2+}$. При локальной компенсации дефекты могут образоваться вакансией ионов свинца или галлия в катионном окружении Ce^{3+}. Ионы Pb^{2+} в $PbGa_2S_4$ в ближайшем окружении имеют

8 ионов серы, расположенных на расстояниях от центра таким образом, что формируется 3 структурно неэквивалентные тетрагональные антипризмы. Локальная симметрия этих полиэдров C_2 для Pb3 и D_2 для Pb1 и Pb2. При этом узел Pb3 имеет 2 магнитно-неэквивалентных положения, а Pb1 и Pb2 по одному. В следующей катионной сфере иона Pb^{2+} находится 8 ионов свинца, а следующая галлиевая сфера иона свинца представляет из себя фигуру, состоящую из 12 ионов. При образовании вакансий в какого-либо из свинцовых или галлиевых узлов следующей координационной сферы, и при всех возможных конфигурациях их расположения, кратность неэквивалентных парамагнитных центров значительно увеличивается. При наличии вакансии как в узлах Pb^{2+}, так и Ga^{3+} возможно образование более 40 неэквивалентных положений.

ZnSe. Показано, что в результате диффузии переходных элементов хрома, кобальта или железа, используемых для создания активных материалов для квантовой электроники (лазеров, затворов), работающих в среднем инфракрасном диапазоне, наряду с рабочей примесью в диффузионном слое обнаружены спектры ЭПР сопутствующих примесей. ЭПР диагностика этих примесей может использоваться при разработке режимов, позволяющих минимизировать концентрации сопутствующих примесей, ухудшающих рабочие характеристики лазерных материалов. Обнаружено встраивание в решетку в процессе диффузии переходных металлов ионов сопутствующей примеси Mn^{2+}, характеризующейся чрезвычайно информативными спектрами ЭПР, которые предлагается использовать в качестве идеальных меток для контроля на электронном уровне кристаллической структуры диффузионного активного слоя.

Температурное сканирование спектров ОДМР NV дефектов в алмазе

Анисимов А. Н.[1,2], Бабунц Р. А.[1]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г П У

Эл. почта: dronlipetsk1@yandex.ru

Отрицательно заряженный NV центр в алмазе состоит из близкоразположенной пары атома азота, замещающего атом углерода, и вакансии, содержащей дополнительный электрон. Это единственная твердотельная система, в которой манипуляции со спином единичного локализованного электрона возможно осуществить при комнатной температуре [1-3]. Микроволновый резонанс приводит к изменению заселенности фотовозбужденного состояния ^3E, приводя к изменению интенсивности люминесценции. Таким образом, оптически детектируемый резонанс (ОДМР) NV дефектов в основном состоянии может быть зарегистрирован по изменениям интенсивности фотолюминесценции. Сильная изоляция температуры спиновой системы NV дефекта от кристаллической решетки алмаза сохраняется даже при температуре выше комнатной. NV дефекты в алмазе являются перспективными материалами для создания: чувствительных магнетометров нового поколения, биосенсоров, однофотонных источников света, квантовых компьютеров.

Нами исследовались объемные алмазы микронных и миллиметровых размеров, выращенные по технологии HPHT (high temperature high pressure – высокое давление высокая

температура). Образцы были подвергнуты облучению электронами, либо нейтронами, доза облучения составляла 10^{18} cm^{-2}, затем отожжены при температуре 800°C. Концентрация NV дефектов составляла, согласно данным ЭПР исследования, порядка 10 м.д. ОДМР регистрировался с использованием СВЧ излучения в диапазоне 2.5-3 ГГц в нулевом или слабом магнитном поле в диапазоне температур от 77 К до 600 К. Регистрация ОДМР производилась стандартными способами: с разверткой частоты либо с разверткой магнитного поля. Помимо этого был разработан новый метод регистрации ОДМР, при котором частота и магнитное поле остаются постоянными, а запись спектра осуществляется с разверткой температуры.

Спектры ОДМР зарегистрированы в нулевом магнитном поле при температурах 25°C и 260°C по интенсивности фотолюминесценции нуль-фононной линии NV дефектов 637 нм и фононных повторений. Фотолюминесценция возбуждалась лазером 532 нм. Спектры, зарегистрированы путем сканирования частоты при фиксированной температуре 25°C и 260°C, имеют практически одинаковую форму, но смещены относительно друг друга на величину порядка 30 МГц. В спектрах наблюдаются две центральные линии, которые могут быть описаны стандартным спин-гамильтонианом с постоянными тонкой структуры D = 2870 МГц и E = 3.5 МГц при 25°C и D = 2842.5 МГц и E = 3.1 МГц при 260°C. В спектре наблюдались также две относительно слабые линии по обе стороны от интенсивной основной двойной линии. Похожие боковые полосы наблюдались в объемном кристалле алмаза в работе [4], где было показано, что данные полосы возникают из-за взаимодействия между триплетным состоянием NV дефекта и замещающим атомом азота Ns.

Зарегистрированы спектры ОДМР NV-дефектов в нулевом магнитном поле, с разверткой температуры от 25°C до 250°C. Измерения проводились на трех фиксированных частотах, соответствующих низкочастотной части линий ОДМР, записанной при 25°C. Резонансная линия смещается в сторону низких частот при увеличении температуры. В нулевом магнитном поле наблюдалась хорошо разрешенная сверхтонкая структура NV дефектов, связанная с взаимодействием с ядрами азота ^{14}N в молекулярном комплексе NV-Ns. Таким образом нам удалось показать наличие двунаправленного переноса сверхтонокого взаимодействия с ядрами азота в связанных парах NV-Ns pairs.

Разработан новый метод детектирования магнитного резонанса, при котором осуществляется температурная развертка при фиксированной частоте СВЧ и величине магнитного поля. Предлагаемая экспериментальная методика позволит разрешить сигналы различных центров в ситуациях, когда ЭПР спектр парамагнитного дефекта состоит их множества линий, принадлежащих различным центрам с различными температурными характеристиками. Продемонстрировано применение данного метода, а также выдвинуто предположение, что единичные NV дефекты и их ансамбли могут служит практически безынерционными датчиками температуры.

Литература

1. G. Davies, M. F. Hamer, Proc. R. Soc. Lond. A 348, 285 (1976);
2. A. Gruber, A. Dräbenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, C. von Borczyskowski, Science 276, 2012 (1997);
3. F. Jelezko, I. Popa, A. Gruber, C. Tietz, J. Wrachtrup, S. Kilin, Appl. Phys. Lett. 81, 2160 (2002);
4. E. van Oort, P. Stroomer, and M. Glazbeek, Phys. Rev. B 42, 8605 (1990).

ОДМР исследования монокристаллов ZnO, содержащих примесные ионы железа

Гурин А. С[1], Романов Н. Г., Толмачев Д. О.

[1] Ф Т И

Эл. почта: 2cuba@mail.ru

ZnO – прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны 3.3 эВ и большой энергией связи экситона (60 мэВ), который является идеальным излучателем и представляет большой интерес для применений в электронике и оптоэлектронике. Простота выращивания больших монокристаллов ZnO и близость параметров решетки ZnO и GaN позволяют использовать пластины ZnO в качестве подложек при выращивании наноструктур. Такие подложки выращиваются обычно гидротермальным методом и содержат большое количество примесных дефектов, которые оказывают существенное влияние на электрические, оптические и магнитные свойства материала. Ионы Fe^{3+} в ZnO рассматриваются в настоящее время как перспективный кубит для квантовых компьютеров.

Наиболее надежным методом идентификации дефектов является электронный парамагнитный резонанс (ЭПР). Оптически детектируемый магнитный резонанс (ОДМР) [1, 2] обеспечивают гигантское повышение чувствительности вплоть до регистрации одиночного квантового объекта [3], а также возможность выяснение природы рекомбинационных процессов и процессов передачи энергии. ЭПР и люминесценция переходных ионов в ZnO широко исследовались, однако за исключением работы [4] не было сообщений об их наблюдении методом ОДМР.

В настоящей работе приводятся результаты исследования выращенных гидротермальным методом кристаллических подложек ZnO методами ЭПР и ОДМР. Спектры ОДМР на частоте 35 ГГц регистрировались по интенсивности фотолюминесценции, возбуждаемой полупроводниковым лазером 405 нм при температуре 1.8-2 К.

В спектре люминесценции исследуемых образцов наблюдается широкая полоса с максимумом при 620 нм, а также характерный, хорошо структурированный спектр в области 690-730 нм, обусловленный переходами $^4T_1(G)$-$^6A_1(S)$ изолированных ионов Fe^{3+}, замещающих Zn^{2+} в решетке ZnO [5]. В спектрах ЭПР этих образцов присутствуют интенсивные сигналы Fe^{3+}, а также линии Co^{2+} и Mn^{2+}. Широкая полоса люминесценции обусловлена рекомбинацией мелких доноров (g=1.96) и глубоких акцепторов LiZn, что подтверждается спектрами ОДМР. Изучение спектральных зависимостей ОДМР показало, что при регистрации ОДМР без модуляции микроволновой мощности сигналы мелких доноров и акцепторов LiZn наблюдаются и по интенсивности люминесценции железа. Это обстоятельство свидетельствует о передаче энергии донорно-акцепторной рекомбинации ионам железа.

Кроме того, по люминесценции ионов Fe^{3+} были зарегистрированы анизотропные линии ОДМР, угловая зависимость которых совпадает с расчетной зависимостью для переходов тонкой структуры Fe^{3+} с известными [7] параметрами. Таким образом, по внутрицентровой люминесценции ионов железа был зарегистрирован ЭПР в основном состоянии Fe^{3+}. Наблюдался лишь один из пяти возможных переходов тонкой структуры, соответствующий переходу между нижними по энергии магнитными подуровнями Fe^{3+}, которые преимущественно населены при Т=2К вследствие Больцмановского распределения населенностей. Спектраль-

ная зависимость сигналов ОДМР Fe^{3+} совпадает со спектром люминесценции железа. Эти сигналы не наблюдаются при регистрации ОДМР в области донорно-акцепторной полосы.

В исследованных кристаллах обнаружено длительное послесвечение при гелиевой температуре, наблюдаемое в течение часа после прекращения межзонного облучения УФ светом. Спектр послесвечения представляет собой широкую полосу, обусловленную спин-зависимой рекомбинацией акцепторов лития и мелких доноров, спектры ОДМР которых были зарегистрированы по интенсивности послесвечения. В образце с большей концентрацией железа спектр послесвечения содержит линии люминесценции Fe^{3+}, что свидетельствует о переносе энергии.

Обсуждаются возможные механизмы возбуждения люминесценции и послесвечения ионов железа в ZnO.

Работа была поддержана Министерством образования и науки России по контракту № 16.513.12.3007, а также программами Российской академии наук ”Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника“ и ”Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов“.

Литература

1. Cavenett B. C. Adv. Phys. 30, 475-538 (1981);
2. Baranov P. G., Romanov N. G. Appl. Magn. Resonance. 21,165-193 (2001);
3. Gruber A., Dräbenstedt A., Tietz C., Fleury L., Wrachtrup J., C. von Borczyskowski, Science 276, 2012-2014 (1997);
4. L. S. Vlasenko, G. D. Watkins, R. Helbig, Phys. Rev., B 71, 115205 (2005);
5. R.Heitz, A. Hoffmann, I. Broser, Phys. Rev. B 45, 8977-8988 (1992);
6. D. V. Azamat, M. Fanciulli, Physica B 401–402, 382–385 (2007).

Поглощение ультразвука на ян-теллеровских центрах в кубических кристаллах в магнитном поле

Барышников К. А.
С П б Г П У
Эл. почта: barysh.1989@gmail.com

Теоретически исследовано взаимодействие ультразвуковой волны с ян-теллеровскими центрами Cr^{2+} в кристалле ZnSe, Cu^{2+} и Cu^{+} в кристалле GaAs в магнитном поле.

Атом Cr замещает атом Zn в кубическом кристалле ZnSe и образует центр Cr^{2+} симметрии T_d. Исследования сходного центра [1] показывают, что центр Cr^{2+} описывается так называемой Т-е-задачей [2]. Эта задача имеет точное решение в виде трех независимых осцилляторов, соответствующих трем независимым конфигурациям ядерного остова данного центра.

При включении магнитного поля учтено, что в данной задаче спин-орбитальное взаимодействие считается подавленным. Поэтому рассмотрено взаимодействие магнитного поля только с соответствующим электронному Т-состоянию орбитальным моментом L = 1. Показано, что в слабых магнитных полях присутствует только релаксационное поглощение ультразвука, а в сильных – только резонансное. Рассчитана формула для резонансного расщепления уровней энергий системы в магнитном поле

$$\hbar\omega_0 = g\mu_B H \exp\left(-\frac{E_{JT}}{2\hbar\omega}\right), \quad (1)$$

где E_{JT} – энергия ян-теллеровской стабилизации, $\hbar\omega$ – расстояние между уровнями собственных колебаний невозмущенной системы в отсутствии магнитного поля, g – некоторый фактор Ланде системы, μ_B – магнетон Бора, и H – модуль магнитного поля, направленного вдоль оси [110].

С помощью выражения (1) объяснено наличие особенностей спектра поглощения ультразвука на центре Cr^{2+} в кристалле ZnSe в магнитном поле, который ранее был получен группой физиков под руководством В. В. Гудкова и И. Б. Берсукера в эксперименте [3]. Вычислены коэффициенты резонансного поглощения ультразвука в магнитном поле и релаксационного поглощения в отсутствии магнитного поля.

Исследовано поглощение ультразвука на ян-теллеровских центрах Cu^{2+} и Cu^{+} в кристалле GaAs в магнитном поле. Аналогично предыдущему случаю атом Cu замещает атом Ga в кубическом кристалле GaAs и образует центр симметрии T_d, и эффект Яна-Теллера проявляется за счет взаимодействия e-колебаний ядерного остова с электронными E-состояниями. В случае центра Cu^{2+} система включает в себя две дырки в состоянии $Г_8$. В отсутствии магнитного поля существует туннельное расщепление основного состояния системы за счет переходов между эквивалентными симметричными конфигурациями ядер. Поэтому в данной системе можно наблюдать и релаксационное, и резонансное поглощение ультразвука и в отсутствии магнитного поля [4]. Показано, что при включении магнитного поля происходит дополнительное расщепление туннельных состояний, и за счет этого изменяется спектр резонансного поглощения ультразвука.

В случае центра Cu+ в кристалле GaAs система включает в себя одну дырку в состоянии Г8, взаимодействующую с e-колебаниями ядерного остова. Это взаимодействие также приводит к анизотропному ян-теллеровскому искажению системы вдоль направлений <100>. В отсутствии магнитного поля на центре возможно и резонансное, и релаксационное поглощение ультразвука. Показано, что при включении магнитного поля вдоль оси [001] оба типа поглощения будут присутствовать, но система будет совершать переходы только между двумя низшими потенциальными ямами, соответствующим двум кристаллографическим направлениям [100] и [010]. Однако ни величина резонансной частоты, ни сам коэффициент резонансного поглощения ультразвука от магнитного поля не зависит.

Литература

1. V. Takumoto and T. Ishiguro, Journal of the Physical Society of Japan, 46, No.1, 84, 2011;
2. И.Б. Берсукер, Эффект Яна-Теллера и вибронные взаимодействия в современной химии, М.: Наука, 1987;
3. V. V. Gudkov, I. B. Bersuker et al., Moscow International Symposium on Magnetism, Book of Abstracts, 22PO-J-11, 177, 2011;
4. Барышников К. А., Аверкиев Н. С., Монахов А. М., Гудков В. В., Резонансное и релаксационное поглощение ультразвука анизотропными ян-теллеровскими центрами в GaAs, ФТТ, т. 54, вып. 3, 442, 2012.

Разработка сверхчувствительных квантовых сенсоров на основе вакансионных центров и их комплексов в SiC для исследования свойств биоматериалов

Солтамов В. А., Солтамов А. А., Баранов П. Г.

Ф Т И

Эл. почта: victor_soltamov@mail.ru

Современные тенденции развития физики конденсированного состояния, физики наноструктур и биофизики требуют новых, инновационных неразрушающих методов исследования и диагностики, реализующих одновременно высокую информативность, сверхвысокую чувствительность аппаратуры, высокое пространственное разрешение.

В частности, в современной магнитометрии предпринимаются попытки создания магнитометров с нанометровым пространственным разрешением и высокой чувствительностью к изменениям исследуемых магнитных полей. Метод сверхчувствительной регистрации магнитных моментов с высоким пространственным разрешением основан на использовании спиновых свойств так называемых ОДМР-центров, которые используются в качестве сенсоров.

Одним из наиболее ярких примеров таких ОДМР-центров является азотно-вакансионный (NV) дефект в алмазе [1]. Для NV дефекта характерна интенсивная стабильная фотолюминесценция, а также спин-зависимая рекомбинация, приводящая к преимущественному заселению подуровня MS=0 основного состояния дефекта, наблюдаемая при комнатой температуре. [2].

Однако, NV дефекты в алмазе имеют ряд недостатков, наиболее характерными из которых является недостаточная технологичность алмазных полупроводниковых материалов, оптический диапазон возбуждения и люминесценции, далекий от полосы прозрачности современной волоконной оптики, отсутствие возможности варьирования длины волны излучения, а также фиксированность микроволновой частоты в гигагерцовом диапазоне. Дополнительные трудности возникают из-за примесного характера дефекта и наличия ядерных спинов азота и углерода 13C.

Именно поэтому на данный момент ведутся активные исследования, направленные на поиск ОДМР-центров, схожих по своим характеристикам с NV дефектом в алмазе, но не обладающих их недостатками.

Так, проведенные теоретические исследования показали, что одним из наиболее перспективных материалов для поиска дефектов, аналогичных по свойствам NV дефектам в алмазах, является карбид кремния [3]. В качестве таких дефектов были предложены азотно-вакансионные дефекты, а также ряд вакансионных дефектов в карбиде кремния.

Карбид кремния является естественной заменой алмаза. Ширина запрещенной зоны политипов 4H- и 6H-SiC составляет порядка 3.2 эВ и 3.0 эВ, соответственно. Сублимационный метод, используемый для роста SiC, позволяет выращивать кристаллы с измененным изотопным составом (с пониженным содержанием изотопа 29Si – природная распространенность 4.7% и 13C – природная распространенность 1.1%). Согласно расчетам и экспериментальным исследованиям SiC фотолюминесценция дефектов должна быть в области ближнего инфракрасного (ИК) диапазона, что соответствует окну прозрачности со-

временной оптоволоконной оптики, что является значительным преимуществом перед NV дефектами в алмазе [3,4].

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследований спиновых свойств вакансии кремния в карбиде кремния методом время-разрешённого ЭПР (ВР-ЭПР). Впервые в мире продемонстрирована возможность создания инверсной населенности спиновых подуровней основного состояния этой вакансии при комнатной температуре в карбиде кремния двух основных политипных модификациях – 6H-SiC и 4H-SiC. Исследования кинетических характеристик спектров ВР-ЭПР позволило оценить время когерентности поляризованной спиновой системы, верхняя граница которого оказалась равной не менее 80 микросекунд [5].

Эти результаты открывают новые возможности для расширения элементной базы магнитометрии, и карбид кремниевой технологии как таковой.

Литература

1. G. Balasubramanian, I. Y. Chan, R. Kolesov, et al., Nanoscale imaging magnetometry with diamond spins under ambient conditions, Nature, v.455, p.648 (2008);
2. N. B. Manson, J. P. Harrison, and M. J. Sellars Nitrogen-vacancy center in diamond: Model of the electronic structure and associated dynamics, Phys.Rev.B, v.74, 104303 (2006);
3. J. R. Weber, W. F. Koehl, J. B. Varley, et al, Quantum computing with defects, PNAS, v.107, p.8513 (2010);
4. Pavel G. Baranov, Anna P. Bundakova, Alexandra A. Soltamova et al, Silicon vacancy in SiC as a promising quantum system for single-defect and single-photon spectroscopy, Phys. Rev. B v.83, 125203 (2011);
5. Victor A. Soltamov, Alexandra A. Soltamova, and Pavel G. Baranov et al, Room temperature coherent spin-alignment of silicon vacancies in 4H- and 6H-SiC, Phys. Rev. Lett v. 108, 226402 (2012).

Исследование дефектной структуры пленок CdHgTe, выращенных МЛЭ на подложках Si и GaAs

Шиляев А. В., Мынбаев К. Д., Баженов Н. Л.

Ф Т И

Эл. почта: vozzdooh@gmail.com

Твердые растворы CdHgTe (КРТ) традиционно являются одним из основных материалов для приборов инфракрасной фотоэлектроники, работающих в среднем и дальнем ИК-диапазоне длин волн. В настоящее время активно развивается технология выращивания структур на основе КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). МЛЭ позволяет использовать гетероподложки, — такие, как GaAs и Si, — что позволяет снизить стоимость конечных устройств за счёт больших размеров подложек и хорошо отлаженной их технологии, а также создает перспективы быстрой интеграции фотоприёмников на основе КРТ с системами считывания на основе существующей полупроводниковой электроники. Известно, что вследствие большого рассогласования параметров кристаллической решетки выращиваемых эпитаксиальных пленок и подложки структуры КРТ/Si характеризуются большой плотностью морфологических и структурных дефектов, а плотность дефектов в структурах

КРТ/GaAs значительно меньше [1]. В то же время, влияние структурных дефектов, специфичных для КРТ, выращенных с использованием одной технологии на подложках GaAs и Si, на оптические и электрические свойства материала исследовано недостаточно.

В настоящей работе мы сообщаем о результатах исследования электрических и оптических свойств гетероэпитаксиальных пленок КРТ с составом твердого раствора x = 0.29−0.39, выращенных на подложках из Si и GaAs. Структуры были выращены в ИФП СО РАН методом МЛЭ с буферными слоями ZnTe и CdTe.

Результаты исследований в целом подтвердили высокое качество материала. Степень разупорядочения твёрдого раствора, определённая по стоксовому сдвигу и уширению экситонной линии при гелиевых температурах, не зависела от материала подложки. Термический отжиг обоих видов плёнок приводил к высокоэнергетическому сдвигу экситонной линии и её сужению, что свидетельствовало о снижении уровня нарушений дальнего порядка в решетке. В то же время, для пленок КРТ/Si оказался характерен акцепторный фон, что проявлялось в присутствии в низкотемпературных спектрах линий излучения, связанных с переходами на акцепторные состояния, или полос донорно–акцепторной рекомбинации. Проведенные исследования электрических свойств плёнок позволили связать данный фон с захватом акцепторных примесей на структурные дефекты, типичные для сильно рассогласованных по параметру кристаллической решетки гетероэпитаксиальных структур.

Литература

1. Kinch. M., HgCdTe: Recent Trends in the Ultimate IR Semiconductor., J. Electron. Mater., 39, 1043–1052, 2010.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГИДРО И АЭРОДИНАМИКИ

Моделирование течения газа в цилиндрических каналах высоковольтных плазмотронов со стержневыми электродами

Боровской А. М.
ИЭЭ РАН
Эл. почта: borovskoi.alex@mail.ru

Характеристики плазмотронов зависят от организации подачи плазмообразующего газа и характера взаимодействия газового потока с электрическими дугами. В ИЭЭ РАН были разработаны и испытаны высоковольтные плазмотроны переменного тока мощностью до 50 кВт со стержневыми электродами, установленными в цилиндрических каналах [1-3], был выполнен ряд экспериментальных исследований, в результате которых были определены внешние характеристики плазмотронов и физические параметры в факелах [4], но свойства электрических дуг, горящих в цилиндрических каналах, ещё полностью не изучены; поэтому данная работа посвящена изучению процессов, протекающих в каналах плазмотронов. На начальном этапе проведённых в этой связи исследований была предпринята попытка моделирования течений холодного газа, подаваемого тангенциально для осевой стабилизации дугового столба в канале. Объектами исследования при этом являлись высоковольтные плазмотроны переменного тока: однофазный двухканальный и трёхфазный трёхканальный. Двухканальный плазмотрон имеет сужающуюся сопловую камеру, а трёхканальный – смесительную камеру постоянного диаметра; эти плазмотроны имеют идентичные по конструкции электродные узлы, но различаются геометрическими размерами каналов; причём стержневой электрод выполнен в виде тела вращения и имеет общую ось с каналом, в котором устанавливается, состоит из токоведущего основания, изолятора и наконечника. Для построения сетки расчётной области и моделирования течения плазмообразующего газа были использованы программные продукты GAMBIT и FLUENT; при этом использовалась модель турбулентности Spalart-Allmares, а плотность газа была определена по формуле идеального газа, вязкость – по формуле Сатерленда с тремя коэффициентами; удельная теплоёмкость, коэффициент теплопроводности и молярная масса были приняты постоянными; в качестве граничных условий был задан массовый расход в сечениях входных отверстий тангенциальной подачи газа, объединённых в одну поверхность; на поверхностях окружающей среды (учтено внешней сеткой программы GAMBIT) задавались возвратные течения, температура 20°C и нормальное атмосферное давление. В итоге было промоделировано течение воздуха в областях тангенциальной подачи, в цилиндрическом канале, в сужающемся сопле двух-

канального и в смесительной камере трёхканального плазмотронов и за их пределами (в окружающей среде); построены поля скоростей газа: модуля скорости, тангенциальной, радиальной и осевой составляющих скорости в различных сечениях по продольной координате; а также рассчитаны среднемассовые скорости и построены их зависимости от продольной координаты, причём массовый расход газа в двухканальном плазмотроне составлял от 3 до 15 г/с, а в трёхканальном – от 5 до 18 г/с соответственно; при этом модуль скорости принимает максимальное значение в сечении канала, близком к тангенциальному вдуву, и составляет от 40 до 170 м/с и от 40 до 135 м/с соответственно для двухканального и трёхканального плазмотронов. Очевидно, что наибольший вклад в данной ситуации вносит среднемассовая тангенциальная составляющая скорости, равная соответственно от 15 до 65 м/с и от 30 до 90 м/с для двухканального и трёхканального плазмотронов; а минимальные значения скорости наблюдаются в выходном сечении канала и составляют соответственно от 1.5 до 8.4 м/с и от 1.6 до 5.5 м/с для двухканального и трёхканального плазмотронов; при этом наибольший вклад вносит среднемассовая осевая составляющая скорости, равная от 1.2 до 6.2 м/с и от 1.4 до 4.9 м/с соответственно для двухканального и трёхканального плазмотронов. Заметное уменьшение среднемассового модуля скорости наблюдается в каналах обоих плазмотронов по мере приближения к выходу и снаружи по мере движения от сужающегося сопла двухканального и от смесительной камеры трёхканального плазмотронов; причём наибольший вклад в данном случае вносит среднемассовая осевая составляющая скорости, равная для двухканального и трёхканального плазмотронов соответственно от 1.2 до 6.3 м/с и от 1.4 до 4.9 м/с.

Литература

1. Рутберг Ф. Г., Сафронов А. А., Попов С. Д., Суров А. В., Наконечный Г. В. Многофазные электродуговые плазматроны переменного тока для плазменных технологий // Теплофизика высоких температур. – 2006. т. 44, №2. С. 205-211;
2. Рутберг Ф. Г., Сафронов А. А., Наконечный Г. В., Попов С. Д., Серба Е. О., Сподобин В. А., Суров А. В. Плазмотроны переменного тока со стержневыми электродами мощностью от 5 до 50 кВт для плазмохимических приложений // Изв. вузов. Физика. – 2007.– № 9. Приложение.– С. 77-79;
3. Никонов А. В., Овчинников Р. В., Павлов А. В., Попов С. Д., Сафронов А. А., Суров А. В., Однофазный плазмотрон переменного тока как источник низкотемпературной воздушной плазмы атмосферного давления, // Известия высших учебных заведений. ФИЗИКА. – 2008. т. 51 №11/3. С. 25-30;
4. Рутберг Ф. Г., Павлов А. В., Попов С. Д., Саков А. И., Серба Е. О., Сподобин В. А., Суров А. В., Спектральные измерения газовой и электронной температур в факеле однофазного плазмотрона переменного тока // ТВТ. – 2009. т. 47, №2. С. 193-199.

Течение жидкости в микро- и наноканалах на примере воды. Моделирование методом молекулярной динамики

Подольская Н. И.[1,2,3], Жмакин А. И.[1,3]

[1]Ф Т И

[2]С П б А У Н О Ц Н Т

[3] СПбФ МСЦ

Эл. почта: natalya@scc.ioffe.ru

Развитие микро- и нанотехнологий в последние десятилетия привело к выделению и развитию новых направлений, находящихся на стыке различных разделов науки. Одним из таких направлений является изучение поведения жидкостей на микро- (микрогидродинамика) и наномасштабах (наногидродинамика) и широко применяемое в различных приложениях – биология, в т.ч. криобиология (транспорт воды, ионов, макромолекул через поры, кристаллизация льда), материаловедение (смачивающиеся поверхности, материалы для искуственных биологических тканей), микроаналитические системы (micro Total Analysis Systems – μTAS, MicroFluidicSystems – MFS, Lab-on-a-Chip – LOC). Ключевыми вопросами здесь являются влияние пространственного ограничения, смачиваемости и морфологии поверхности на свойства и поведение жидкостей.

Методы, используемые при исследовании поведения и свойств жидкостей в объеме и на макромасштабах являются неприменимы на микро- и наномасштабах. Для теоретического и численного исследования свойств и поведения жидкостей на микро- и наномасштабах используется метод молекулярной динамики.

В случае распространения жидкости в микро- и наноканалах, профиль плотности демонстрирует сильные осциляции в слоях, прилегающих к стенкам канала, где, в свою очередь, существует неоднородность потока жидкости, которая не учитывается в рамках классической гидродинамики при анализе течений. Прогнозируемый в этом случае в рамках уравнений Навье-Стокса профиль скорости и вязкости нарушается при критических ширинах. Для воды критическая ширина или диаметр канала соответствует примерно 1.4 нм для скорости и 5 нм для вязкости. Кроме того, считается, что скорость течения жидкости сквозь нанотрубки не зависит от длины трубки. Тем не менее эта зависимость должна существовать, однако исследований ее не проводилось до сих пор.

В докладе будут описаны результаты исследования методом МД зависимости скорости течения и расхода жидкости (на примере воды) в нанотрубках различных диаметров. Также предполагается представить некоторые результаты исследования вязкости жидкости в нанотрубках.

Транспорт и испарение капель в системах ионизации масс-спектрометров при атмосферном давлении в условиях вращения газа и поперечного «вытягивания» ионов

Фомина Н. С., Масюкевич С. В., Кретинина А. В., Лапушкин М. Н.[1], Галль Н. Р.

ФТИ

Эл. почта: kolomna.88@mail.ru

Процессы протекающие при ионизации пробы методом электрораспыления при масс-спектрометрическом анализе, транспорт капель под действием электрических и газодинамических сил, испарение капель и сбор ионов в сэмплер масс-спектрометра в огромной степени определяют чувствительность прибора. В самом деле, именно в этой области имеют место наиболее значимые потери сигнала, обусловленные неэффективно-

стью распыления, недостаточностью испарения капель и пространственным расталкиванием заряженных частиц под действием поля собственного объемного заряда. Общий объем потерь, обусловленный каждым из этих механизмов. может достигать 2–3 порядков, а суммарные потери в сигнале по сравнению с теоретически возможной его величиной, составляют до 105 даже в очень хороших коммерческих приборах. Была рассмотрена последовательность физических процессов, приводящих к потерям в ионах в атмосферной области, и указана взаимная связь между перечисленными выше механизмами. Так, процесс электрораспыления протекает под действием двух электрических полей: электрического поля, создаваемого противоэлектродом и поля объемного заряда, создаваемого вышедшими из конуса Тейлора каплями и ионами. Поле объемного заряда играет определяющую роль, не позволяя эффективно распылять значительные потоки и вызывая высоко и низкочастотные колебания тока электрораспыления.

Испарение капель лимитируется временем их дрейфа, поступающим теплом и, при значительных потоках, реадсорбцией молекул растворителя. Именно капли, двигающиеся существенно медленнее чем ионы, являются главным источником объемного заряда и вызывают эффективное расталкивание частиц.

Экспериментально и в симуляции изучена возможность электростатической фокусировки ионов на атмосфере под действием полей линзовой системы. Показано, что определяющим фактором для этих процессов являются природа частиц и плотность объемного заряда. Так, при использовании ионизации в короне, доля частиц, направляемых линзовой системой на вход сэмплера изменялась от 0.1%, для токов порядка 1 мкА, до примерно 15% при токах ~ 50 нА. Можно считать, что в первом случае фокусировка практически не работала: доля тока на входе в сэмплер была практически равна геометрическому отношению площади отверстия сэмплера к площади конуса, засвечиваемого током разряда. В случае электрораспыления, ситуация была существенно сложнее и зависела от температуры воздуха и состава растворителя.

Для преодоления указанных трудностей была разработана, отсимулирована и экспериментально испытана распылительная система, основанная на сочетании испарения капель во вращающемся вихревом движении газа и электростатического вытягивания ионов в поперечном направлении. Измерения показали существенный рост чувствительности прибора, достигающий для благоприятных условиях двух порядков, в том числе и при условии распыления достаточно значительных потоков пробы.

Моделирование течений гетерогенных сред с учетом межфазного массообмена при изменении давления

Чернышев А. С., Петров Н. В.

Ф Т И

Эл. почта: alexander.tchernyshev@mail.ioffe.ru

Возникновение пузырей и процессы межфазного массообмена представляют большой интерес как для развития теории механики неравновесных многофазных сред, так и для широкого круга прикладных задач. Поэтому исследования подобных течений являются, несомненно, актуальными.

Для расчета течений многофазных сред с учетом возникновения пузырей и межфазного массообмена в настоящей работе были использованы два подхода к описанию таких сред: лагранжево-эйлеровский и эйлеровско-эйлеровский [1]. На основании результатов численных экспериментов сделаны оценки эффективности разработанных алгоритмов.

В эйлеровско-эйлеровском описании каждая фаза считается сплошной и занимающей весь объем. При этом используется фиктивная плотность фазы, которая вычисляется как реальная плотность, умноженная на объемную долю фазы. Межфазное взаимодействие моделируется при помощи источниковых членов в уравнениях сохранения массы и импульса.

В рамках лагранжево-эйлеровского описания [2] несущая фаза (жидкость с растворенным газом) трактуется как сплошная среда, а дисперсная фаза (пузырьки) рассматривается как совокупность пробных частиц, за каждой из которых стоит набор реальных дисперсных включений, взаимодействующих с полем течения основной фазы. Члены, учитывающие вклад процессов межфазного переноса массы, импульса и энергии, вычисляются с помощью специальной процедуры пространственно-временного осреднения траекторных параметров пробных частиц.

Следует отметить, что учет нуклеации и массообмена в рамках эйлеровско-эйлеровского подхода требует введения «лагранжевого» этапа.

Для тестирования разработанных алгоритмов был проведен ряд численных экспериментов, которые позволили сравнить полученные результаты с экспериментальными данными или расчетами других авторов [3]. Рассматривалось распространение волн сжатия и разрежения, вызванных взрывом шнурового снаряда в воде вблизи свободной поверхности. Получена волновая структура течения, инициированного взрывом с учетом деформации свободной поверхности. Моделировалось истечение жидкости из емкости по вертикальной трубке с установленной внутри диафрагмой. Обнаружена существенная стратификация потока с ярко выраженным ядром, давление жидкости перед диафрагмой подрастает. Полученные результаты показали хорошее согласие с экспериментальными данными.

Литература

1. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука,1978;
2. Китанин Э. Л., Кумзерова Е. Ю., Чернышев А. С., Шмидт А. А. Дегазация жидкости при течении в трубе в условиях падения давления. ПЖТФ, т. 33, вып. 16, с. 65-71, 2007;
3. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва. Изд-во сибирского отделения РАН, 2000.

ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

Применение оптоакустического метода со спектрально-временным стробированием для создания датчика неконтактного определения состава многокомпонентных смесей

Анохин С. Л., Марков В. А., Петров В. М.
СПбГПУ
Эл. почта: bu11erfly@mail.ru

Одной из важнейших задач в настоящее время является создание приборов, способных практически в реальном времени обнаруживать и идентифицировать различные вещества (газы, аэрозоли, пары жидкостей) в окружающем пространстве, измерять их концентрацию и, при необходимости, оповещать о возможной опасности. На основе различных физических принципов и методов, разрабатываются установки по контролю состава воздуха в закрытых помещениях, мониторингу атмосферы, исследованию растворов в технологических процессах.

Проблема поиска взрывчатых и наркотических веществ, представляющих особую опасность, относится к этой же группе задач и является, безусловно, актуальной [1].

Наиболее перспективным, по мнению авторов, при разработке и конструировании приборов контроля состава жидкостей, аэрозолей и газов является применение оптоакустических эффектов.

В работе применяется оптоакустический метод со спектрально-временным стробированием, позволяющий дистанционно контролировать состав веществ в заранее определённом объёме. Были проведены эксперименты, доказывающие возможность неконтактной регистрации акустических сигналов без использования спектрофонов как для жидкостей, так и для газов[2]. В частности, в рамках разработанной концепции измерительного комплекса была выполнена серия экспериментов, направленных на демонстрацию возможности оценки концентрации центров поглощения, в жидкости. Продемонстрирована возможность регистрации акустических сигналов, возбуждаемых в исследуемой среде лазерным излучением, резонансно поглощающим веществом. При этом для регистрации информационного сигнала не требовалось применения спектрофона. Показано, что интенсивность регистрируемых сигналов пропорциональна коэффициенту поглощения. Оценка чувствительности при определении концентрации атомов меди в распыляемом растворе медного купороса была не менее одного атом на миллион атомов окружающего газа. Кроме того, проведены измерения с применением некогерентных источников света,

показавшие возможность создания оптоакустических устройств, для определения концетрации и идентификации различных аэрозолей.

Проведенные исследования показали потенциальную возможность создания широкого класса оптоакустических приборов для мониторинга окружающей среды.

Литература

1. В.М. Ганшин, А.В. Чебышев, А.В. Фесенко, Анализ наркотических средств во внелабораторных условиях, Специальная техника, N 1, с. 32 – 38, 1998;
2. Е.Т. Аксенов, А.А. Баранов, В.А. Марков, Ю.М. Мокрушин, В.М. Петров. Исследование спектров поглощения вещества оптоакустическим методом со спектрально-временным разрешением. НТВ СПБГПУ, Наука и образование, №1 (117) с.135-140, 2011.

Спектральная методика характеризации гетероинтерфейса AlInP/InGaP в солнечных элементах на основе InGaP.

Морозов И. А., Гудовских А. С., Зеленцов К. С.

СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: morivan@mail.ru

В современном мире одной из главных проблем для человечества является ежегодный рост потребления энергии. Традиционные энергоносители, такие как нефть и уголь, имеют ограниченные запасы, что приводит к необходимости поиска альтернативных источников энергии, самым доступным из которых является солнце. Мощность солнечного излучения, на входе в атмосферу Земли, составляет более 1350 Вт/м^2. Развитие солнечной энергетики требует увеличения КПД солнечных элементов. Одним из основных источников потерь является рекомбинация.

В данной работе было предложено проводить исследования свойств границ раздела полупроводниковых гетероструктур с помощью разработанной методики на основе измерения спектральных характеристик.

Спектральные характеристики фотопреобразовательных структур в достаточной степени чувствительны к рекомбинационным процессам. В частности, рекомбинация в приповерхностной области и на границах раздела приводит к значительному ухудшению спектральных характеристик в коротковолновой области спектра. Темп (уровень) рекомбинации в приповерхностной области (у границы раздела) сильно зависит от зонной структуры (изгиба зон у границ раздела). Таким образом, анализ спектральных характеристик потенциально позволяет получить информацию о зонной структуре в приповерхностной области.

С другой стороны, возможно создание структур с искусственно заданным изгибом зон, в частности, если используется достаточно узкий барьерный слой (широкозонное окно). При этом если уровень легирования слоя у границы раздела относительно мал (порядка 10^{17}см$^{-3}$), то величину изгиба зон возможно варьировать за счет изменения концентрации носителей, при освещении. Следовательно, с изменением изгиба будет меняться и уровень рекомбинации, что может быть заметно на спектральных характеристиках.

На этом эффекте была разработана методика исследования зонной структуры, которая состоит в том, что измерение спектральных характеристик фотопреобразовательных структур происходит одновременно с внешней подсветкой. При этом измерения производятся при различном уровне внешней подсветки. В работе строятся зависимости спектральной чувствительности от уровня внешней подсветки. Оценка чувствительности данной методики к рекомбинационным эффектам проводилась с помощью теоретического анализа.

В работе показана потенциальная возможность ситуации, когда спектральные характеристик солнечных элементов на основе InGaP зависят от интенсивности излучения.

Показано, что обнаруженный эффект обусловлен изменением зонной структуры на границе раздела широкозонное окно (барьер) эмиттер под воздействием излучения.

Продемонстрирована новая методика по оценке величин времени жизни неосновных носителей заряда в слое p-InGaP эмиттера и плотности поверхностных состояний на границе раздела широкозонное окно / эмиттер (p-AlInP/p-InGaP) на основе обнаруженного эффекта.

Использование сверхкритического эндотермического топлива

Михайлов А. М.[1,2,3]

[1]СПбГПУ

[2]ОАО "НИП ГС" ХК "Ленинец"

[3]ФГУП "РНЦ "Прикладная химия"

Эл. почта: a.m.mikhaylov@gmail.com

Эндотермические реакции как способ охлаждения рассматриваются многими исследователями в связи с необходимостью снятия и рекуперации больших тепловых потоков ($q \geq$ МВт/м^2). Использование в качестве реагентов различных видов углеводородного топлива позволяет, кроме снятия тепла за счет эндотермического эффекта реакции, получить водородсодержащее топливо, обладающее более высокими энергетическими характеристиками. Топливо, используемое таким называют эндотермическим [1].

Основным приложением технологии эндотермического топлива считаются гиперзвуковые летательные аппараты [1,2]. Однако повышенный интерес к водородный энергетике, реализуемый уже в конкретных технических разработках [3,4], подталкивает к рассмотрению имеющихся наработок не только в спектре узкоспециализированной технологии теплозащиты, но и в качестве технологии водородной энергетики.

В автономных водородных энергетических установках традиционно для получения водорода из углеводородного топлива рассматриваются экзотермические реакции парциального окисления углеводородного топлива в присутствие паров воды [3,4]. Нами же предлагается использование эндотермической каталитической реакции паровой конверсии углеводородного топлива в сверхкритическом состоянии. Сверхкритическое состояние, являясь отдельным агрегатным состоянием, характеризуется высокой плотностью и высокой реакционной способностью, что отличает его от газового и жидкого, соответ-

ственно [5]. Основываясь на лабораторных исследованиях конверсии углеводородов сверхкритической водой [6,7], можно выделить ряд преимуществ такого подхода:

1. Отдельное протекание конверсии в реакторе генерации водорода позволяет источником тепла использовать любой высокотемпературный аппарат, в случае использования камеры сгорания в качестве источника тепла, можно обеспечить оптимальный режим сгорания в ней, в отличие от автотермического реактора парциального окисления, где окисление и конверсия проходят совместно.

2. Возможность поднятия давления в реакторе генерации водорода, что в технологии парциального окисления затруднительно из-за сложности обеспечения устойчивости протекания реакции парциального окисления, и, как следствие, возможность перехода в сверхкритические состояния.

3. С увеличением плотности увеличивается время пребывания реагентов у катализатора, что позволяет интенсифицировать протекание реакции и уменьшить размеры реактора. В результате лимитирующим становится тепловой фактор реакции.

4. Подавление образования побочных продуктов. Вследствие раздельного протекания реакций становится возможным обеспечить оптимальные условия для максимальной селективности и глубины превращения.

5. Образование продуктов высокого давления дает возможность использовать разнообразные методы разделения компонентов очистки и дальнейшего хранения без дополнительных затрат на компримирование.

6. Тепловая замкнутость является следствием отсутствия необходимости охлаждения, поскольку основная целевая реакция эндотермична и нет необходимости введения дополнительных хладагентов.

Нашим коллективом ранее были подробно теоретически и экспериментально исследованы теплофизические и химические аспекты реализации технологии в условиях невысоких давлений при газообразном или жидком состоянии реагентов[8,9]. В этой работе резюмируются достигнутые результаты в свете работы со сверхкритическим состоянием реагентов.

Литература

1. Lander H., Nixon A. C. Endothermic fuels for hypersonic vehicles AAIA 68-9972;
2. Turchak A.A., Fraishtadt V.L., Kuranov A.L. "New hypersonic technologies under the concept «Ajax» Polet,, 9, 1999;
3. М.С Ченцов, В.С. Соколов, Н.С. Прохоров. Концепция получения водорода риформингом дизельного топлива в составе атмосферонезависимой энергетической установки с электрохимическими генераторами для неатомной подводной лодки. Альтернативная энергетика и экология АЭЭ №11(43) 39-46. 2006;
4. Wabash River Coal Gasification Repowering Project Final Technical Report. Work performed under Cooperative Agreement DE-FC21-92MC29310. The U. S. Department of Energy / Office of Fossil Energy / National Energy Technology Laboratory / Morgantown, West Virginia;
5. А.А. Галкин, В.В. Лунин. Вода в суб- и сверхкритическом состояниях – универсальная среда для осуществления химических реакций. Успехи химии 74(1) 2005;
6. N. Boukis, V. Diem, W. Habicht, E. Dinjus Methanol Reforming in Supercritical Water. Ind. Eng. Chem. Res., 42, 728-735 2003;

7. T. Pairojpiriyakul, W. Kiatkittipong, S. Assabumrungrat and E. Croiset Hydrogen production from catalytic supercritical water reforming of glycerol with cobalt based catalysts, ISCRE 22. 2012;
8. А.Л. Куранов, А.В. Корабельников, А.М. Михайлов Экспериментальные исследования паровой конверсии метана в термохимическом реакторе.и Международный Симпозиум «Термохимические процессы в плазменной аэродинамике» Санкт-Петербург, 2012;
9. А. Л. Куранов, А. В. Корабельников, А.А. Саваровский. Численное исследование процесса тепло-массообмена в термохимическом реакторе. Международный Симпозиум «Термохимические процессы в плазменной аэродинамике» Санкт-Петербург 2012.

Емкостные методы исследований для характеризации гетерограницы GaInP/Ge в многопереходных солнечных элементах

Зеленцов К. С., Гудовских А. С., Кудряшов Д. А.

СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: veorg00@gmail.com

Многопереходные фотопреобразовательные структуры на основе соединений A^3B^5 на сегодняшний день обладают рекордными значениями КПД (43.5%) и являются одним из наиболее перспективных направлений развития солнечной энергетики. Классический подход к созданию солнечных элементов заключается в формировании нижнего фотоактивного p-n перехода, за счет диффузии фосфора из широкозонного окна GaInP в германиевую подложку. В работе [1] было показано, что в таких структурах на гетерогранице GaInP/Ge существует паразитный потенциальный барьер, ограничивающий транспорт носителей заряда. Его возникновение связано с диффузионными процессами на границе, происходящими за время роста последующих слоев. Для исследований данного интерфейса было предложено использовать комбинацию методов спектроскопии полной проводимости и CV профилирования, дополненных температурными зависимостями вольтамперных характеристик. Целью данной работы является проведение комплекса исследований, для демонстрации возможностей вышеуказанных методов по определению параметров гетерограницы GaInP/Ge.

Были выращены структуры GaInP/GaAs и два типа структур GaInP/Ge, с дополнительным отжигом, воспроизводящим условия роста трехпереходного солнечного элемента и без отжига. Толщина слоя GaInP составляла 100 нм. Для всех структур в качестве нижнего омического контакта использовалось Au:Ge/Ni/Au, для формирования барьера Шоттки со стороны верхнего контакта использовалось Au.

Из анализа температурной зависимости вольтамперных характеристик структуры GaInP/GaAs была определена высота барьера Шоттки (ф ~ 0,71эВ). Продемонстрировано отсутствие «ступеньки» на спектрах полной проводимости, что говорит об отсутствии потенциального барьера на интерфейсе [2]. Значения уровней легирования ($2\cdot10^{17}$см$^{-3}$ для GaInP и $3\cdot10^{17}$см$^{-3}$ для GaAs), рассчитанные по вольтфарадным профилям, соответствуют ожидаемым.

Анализ вольтамперных характеристик для структуры GaInP/Ge без отжига, показал, что образец обладает значительными токами утечки, что делает емкостные измерения на нем невозможными.

Для структуры GaInP/Ge после отжига наличие «ступеньки» на спектрах полной проводимости демонстрирует наличие потенциального барьера высотой 0,12 эВ. По абсолютной величине изменения емкости определена ширина ОПЗ барьера: ω =40-55 нм. Расчет распределения концентрации носителей по вольтфарадным профилям показал, что уровни легирования (>10^{18}см$^{-3}$ для GaInP и $2\cdot10^{18}$см$^{-3}$ для Ge вблизи интерфейса) значительно превышают заявленные значения ($2\text{-}7\cdot10^{17}$см$^{-3}$).

Было проведено компьютерное моделирование структуры GaInP/Ge с учетом определенных ранее величин барьеров. Ширина ОПЗ барьера в модели составила 45-55 нм, толщина слоя GaInP 55-60 нм. Дополнительно были проведены измерения структуры на СЭМ, в результате чего была выявлена значительная неоднородность слоя GaInP по толщине.

Таким образом, были продемонстрированы возможности емкостных методик по характеризации гетерограницы GaInP/Ge в многопереходных солнечных элементах.

Литература

1. Charge carrier transport properties study of GaInP/Ge heterostructure solar cells, A. S. Gudovskikh, K. S. Zelentsov, N. A. Kalyuzhnyy, V. M. Lantratov, S. A. Mintairov, V. V. Evstropov, E-MRS 2010 Fall Meeting, September 13-17, Warsaw;
2. К. С. Зеленцов, Использование метода спектроскопии полной проводимости для исследования свойств границ раздела фотопреобразовательных наногетероструктур, Второй международный конкурс научных работ молодых ученых в области нанотехнологий, 48-50, Москва (2009).

Плазмохимические методы снижения содержания смол в синтез-газе

Субботин Д. И., Лернер А. С., Кучина Ю. А

И Э Э Р А Н

Эл. почта: subbotin@mail.ru

При рассмотрении термических методов переработки отходов наибольшей проблемой является соблюдение норм выбросов в окружающую среду, которые с течением времени ужесточаются. Особое место среди них занимает газификация. При газификации уровень выбросов загрязняющих веществ меньше, чем при сжигании . Кроме того образуется синтез-газ, используемый в энергетических целях [1].

Одним из побочных продуктов термической переработки органосодержащих веществ являются смолы. Конденсируясь, они могут нарушить работу, как самой установки, так и двигателей и турбин, работающих на получаемом синтез-газе. Предпочтительное содержание смол в горючих газах для двигателей должно быть ниже 10 мг/м^3 [2], а содержание смол в синтез-газе различных типов газогенераторов варьируется от 0,5 до 100 г/м^3 [3]. Для их удаления и разложения кроме традиционных методов механической и химической очистки перспективны плазмохимические методы.

Механизм действия этих методов в целом единый: создание дополнительных радикалов для инициирования процесса разложения смол [4].

Образование радикалов; k1 M = R

Радикальное разложение смол; k2 X + R = A

Линейный обрыв цепи; k3 R + M = B

Нелинейный обрыв цепи; k4 R + R = C

Где M—молекулы газа, R—радикал, A, B, C—промежуточные продукты

Опубликованы результаты исследований очистки газов от смол следующими плазмохимическими методами:

1. Импульсный коронный разряд

Достоинствами данного метода являются высокая конверсия органических веществ в дополнительное количество синтез-газа, отсутствие в обработанном газе продуктов уплотнения и возможность электроосаждения пыли в промежутках между импульсами напряжения, недостатком – малая мощность таких установок для многотоннажных производств [5].

2. Диэлектрический барьерный разряд

Газ пропускается через газорязрядный промежуток, где обрабатывается электрическим разрядом продолжительностью 50–100 нс [6]. Данный метод уже зарекомендовал себя в очистке воды от различных органических веществ.

Эти два метода позволяют проводить очистку газа при относительно невысоких температурах (200 – 400 °C), что значительно снижает расходы на подогрев газа, обладая при этом высокой селективностью к образованию радикалов.

3. СВЧ-разряд значительную часть своей энергии переводит в тепловую энергию, увеличивая энергозатраты, и подходит больше для концентрированных смесей [7].

Все эти методы можно применять в отношении газа, выходящего из газификатора, т.е. они являются вторичными методами переработки.

Эффективным методом переработки органических веществ является плазменная газификация. В этом случае применяется температурная плазма, т.е. вещества подвергаются высокотемпературному распаду в окислительной среде.

При температурах выше 850°C .основными компонентами смолы являются бензол, нафталин и фенантрен [8], а при температурах выше 1200°C происходит практически полное удаление смол за время пребывания в несколько секунд [9, 10]. Была проведена серия экспериментов по плазменной газификации древесных отходов на установке ИЭЭ РАН [11]. Для получения воздушной плазмы использовались два трехфазных воздушных плазмотрона переменного тока [12] с общей мощностью 75 кВт и средним теплосодежанием плазмы 6,1 МДж/кг.

В результате получен синтез-газ с концентрацией смол 8,64 – 9,57 мг/м^3, что свидетельствует о высокой эффективности плазменной газификации как метода уменьшения количества смол в синтез-газе.

Литература

1. Consonni S.,Viganò F.,Waste gasification vs. conventional Waste-To-Energy: A comparative evaluation of two commercial technologies, Waste Management, Vol.32,Iss. 4,P.653-666, 2012;
2. Bui T., Loof R., Bhattacharya S.C., Multi-stage reactor for thermal gasification of wood, Energy, Vol. 19(4), pp. 397–404,1994;

3. Jun Han, Heejoon Kim, The reduction and control technology of tar during biomass gasification/pyrolysis: An overview, Renewable and Sustainable Energy Reviews, Vol. 12, P. 397–416, 2008;
4. Nair S.A., Pemen A.J.M., Yan K., Gompel F.M., Leuken H.E.M., Heesch E.J.M., Ptasinski K.J., Drinkenburg A.A.H., Tar removal from biomass-derived fuel gas by pulsed corona discharges, Fuel Processing Technology, Vol. 84, p. 161-173, 2003;
5. Nair S.A., Yan K., Safitri A., Pemen A.J.M., Heesch E.J.M., Ptasinski K.J., Drinkenburg A.A.H., Streamer corona plasma for fuel gas cleaning: comparison of energization techniques, Journal of Electrostatics, Vol. 63, Iss. 12, P. 1105-1114, 2005;
6. Амору Дж., Морван Д., Кавадиас С., Адам Ф., Гоннорд М. Ф., Колибели К., Винсент А., Морел С., Дау Ф., Раусе П., Мартин Л., Контроль заргязнений окружающей среды и процессы очистки плазменными методами, Журнал технической физики, Т. 75, вып. 5, С. 73-82, 2005;
7. Santaniello R., Galgano A., Di Blasi C., Coupling transport phenomena and tar cracking in the modeling of microwave-induced pyrolysis of wood, Fuel, Vol.96, P. 355-373, 2012;
8. Yu Q, Brage C, Chen G, Sjöström K. Temperature impact on the formation of tar from biomass pyrolysis in a free-fall reactor, Journal of Analytical and Applied Pyrolysis, Vol. 40–41, P. 481–489, 1997;
9. Rabou L.P.L.M., Biomass tar recycling and destruction in a CFB gasifier, Fuel, Vol. 84, P. 577– 581, 2005;
10. Milne T.A., Abatzoglou N., Evans R.J., Biomass gasification «tars»: their nature, formation and maturation, NREL/TP-570-25357, 1998;
11. Rutberg PG., et al., On efficiency of plasma gasification of wood residues, Biomass and Bioenergy, Vol. 35, P. 495-504, 2011;
12. Рутберг Ф. Г., Сафронов А. А., Наконечный Г. В., Попов С. Д., Серба Е. О., Сподобин В. А., Суров А. В., Плазмотроны переменного тока со стержневыми электродами мощностью от 5 до 50 кВт для плазмохимических приложений, Изв. вузов. Физика, № 9, Приложение, С.77 – 79, 2007.

Физико-технические аспекты и технологии эффективного использования активных сегнетопьезоэлектриков в альтернативной энергетике

Зубцов В. И.[1], Кляшторная Е. А., Зубцова Е. В.[2]

[1]Полоцкий государственный университет

[2]МГВКГА, Беларусь

Эл. почта: subcv@rambler.ru

Во всем мире растет интерес к альтернативной энергетике. В этой связи разработка преобразователей альтернативной энергетики на основе активных сегнетоэлектриков очень актуальна. Конструктивно такой преобразователь представляет собой твердотельное электромеханическое устройство на основе активного сегнетопьезоэлектрика, на который нанесены электроды и у которого вектор поляризации ориентирован по отношению к электродам [1- 3].

С учетом создания новых материалов, технологий и физико-технических решений в использовании сегнетопьезоэлектриков эффективность получения электроэнергии в таком электромеханическом преобразователе может выше, чем при использовании энергии солнца и ветра. В свете существующих представлений об использовании сегнетопьезоэлектриков, с выхода электромеханических преобразователей на их основе, по известным причинам, трудно получить токи более 1мА.

Поскольку получение энергии от сегнетопьезоэлектриков основано на разделении зарядов твердого раствора и образовании при этом ЭДС, уменьшение внутреннего сопротивления преобразователя можно рассматривать как увеличение подвижности зарядов – ионов твердого раствора сегнетопьезоэлектрика.

В работе сформулирован ряд задач: использование сегнетопьезоэлектриков с минимальным температурным гистерезесом в области фазового перехода, практически даровой (полученной с минимальными затратами) механической энергии, выбор (разработка) сегнетопьезоэлектрика и типа его колебаний и др.

На основе механической модели пьезосистемы управляющего типа [2-4] проведена численная оценка электрической мощности, позволяющая теоретически оценить реализуемость данного проекта, как менее затратную и, возможно, более эффективную альтернативу используемому для электротяги гибридному модулю с применением, например, литий-ионных батарей. Возможно также использование данной разработки для энергетики жилых и офисных помещений.

Предварительные расчеты показывают возможность получения электрической мощности более 1кВт/кг на низкоомной нагрузке таких электромеханических преобразователей с использованием пьезоэлектрического эффекта.

В настоящее время налажено производство сегнетопьезоэлектриков с улучшенными физико-механическими свойствами, что позволяет решать проблему увеличения удельной мощности таких преобразователей, не усложняя их конструкций.

Литература

1. В. И. Зубцов. Физические основы работы пьезорезонансных аналоговых преобразователей и расширение диапазона линейности измерения // Приборы и системы. Управление, Контроль, Диагностика. – 2000. – №2. – С. 57-61.
2. В. И. Зубцов. Математическое моделирование процессов колебаний пьезопластины с целью разработки преобразователей // Вестник Полоцкого государственного университета. Сер. Фундаментальные науки. – 2004. – № 12. – С. 111-120.
3. В. И. Зубцов, Е. В. Зубцова Пьезопреобразователи для контроля механических напряжений внутри деформируемых сред// Контроль. Диагностика. – 2012. – №6. – С.51-57.
4. А. И. Трофимов. Измерительные преобразователи механических величин. Томск, «ТПИ», 1979.

Увеличение мощности излучения светодиодов (λ = 1.7-2.4 мкм) за счет изменения направления световых потоков в гетероструктуре GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb

Золотухин А. В.[1], Шерстнев В. В.[1], Савельева К. А.[2,], Гребенщикова Е. А.[1], Серебренникова О. Ю.[1,], Ильинская Н. Д.[1], Слобожанюк С. А.[1], Иванов Э. В.[1], Яковлев Ю. П.[1]

[1] Ф Т И

[2] С П б Г П У

Эл. почта: azolvs@gmail.com

Полупроводниковые светодиоды для средней ИК-области спектра перспективны для экологического мониторинга окружающей среды и медицинской диагностики человека.

Одним из материалов для создания светодиодов в спектральном диапазоне 1.7 - 2.4 мкм являются гетероструктуры в системе GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb.

С целью увеличения эффективности подобных приборов и расширения, тем самым, возможностей их применения нами был предложен новый метод увеличения мощности излучения. Для подтверждения данного способа методом жидкофазной эпитаксии нами были выращены гетероструктуры GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb.

Из гетероструктуры (серия AV-54) методами контактной фотолитографии и жидкостного химического травления были созданы три типа светодиодных чипов. Они имели форму квадрата со стороной 950 мкм. Со стороны выращенных эпитаксиальных слоёв (p – GaAlAsSb) в центре чипа путем последовательного напыления трех слоев Cr/Te:Au/Au был сформирован кольцевой контакт. Три варианта светодиодных чипов отличила только конструкция контакта со стороны подложки GaSb. На чипах первого типа со стороны подложки был сформирован сплошной омический контакт. На чипах второго типа в омическом контакте было сформировано окно диаметром 880 мкм. Светодиодные чипы третьего типа отличались тем, что на части тыльной стороны подложки (диаметром 880 мкм), свободной от металлизации, был сформирован рельеф из углублений в форме полусфер с радиусом 60 мкм. В этом случае излучение, генерируемое в кристалле, многократно отражалось от криволинейной поверхности, образованной полусферическими углублениями.

Полученные чипы были закреплены на корпус ТО-18. После чего были проведены исследования полученных светодиодов, с целью определения оптимальной конструкции омического контакта.

В докладе будет рассмотрен новый способ увеличения мощности излучения светодиодов для среднего ИК- диапазона, а также будет представлено, что в случае создания структурированной многократно отражающей поверхности на тыльной стороне светодиодного чипа в виде полусферических углублений радиусом 60 мкм наблюдается увеличение мощности излучения в 1.9 раза во всем исследуемом интервале длин волн (1.7-2.5 мкм). Применение криволинейных светоотражающих поверхностей при создании светодиодных чипов является одним из наиболее эффективных методов увеличения мощности излучения светодиодов для среднего ИК – диапазона.

Работа частично поддержана программой Президента РАН №24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов», грантами РФФИ 10-02-93110-НЦНИЛа, 10-20-00548-а, а также государственным контрактом №11705.004.11.001.

Микроскопический механизм магнитно-индуцированного смешивания тяжелых дырок в симметричных квантовых точках

Дурнев М. В., Глазов М. М., Ивченко Е. Л.

Ф Т И

Эл. почта: durnev@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые квантовые точки, выращенные вдоль высоко симметричной оси $z`||[111]$, в последнее время привлекают особенное внимание в связи с исключительно малой величиной анизотропного расщепления экситонного радиационного дублета, что позволяет использовать их для эффективной генерации «запутанных» фотонов [1]. Недавние эксперименты [2] выявили необычную тонкую структуру электронно-дырочных комплексов в продольном магнитном поле ($\mathbf{B}||z`||[111]$): спектр излучения нейтральных и заряженных экситонов содержит четыре линии, две, излучающие в $\sigma^+$ и две – в $\sigma^-$ поляризации. Этот эффект объясняется магнитно-индуцированным смешиванием состояний тяжелой дырки с различными проекциями углового момента $\pm 3/2.$ на ось роста z`. Такое смешивание разрешено в точечной группе C3v, симметрией которой обладают квантовые точки [111]. В результате зеемановское расщепление тяжелой дырки в базисе $|3/2\rangle`,|-3/2\rangle`$ описывается матрицей 2×2 с недиагональными элементами, характеризуемыми эффективным g-фактором g_{h2}. В структурах, выращенных вдоль направления [001], $g_{h2}=0$, в то время как для исследуемых образцов в экспериментальной работе [2] продемонстрированы значения $|g_{h2}|\approx 0.5$.

В данной работе мы построили микроскопическую теорию вне диагонального g-фактора g_{h2} в тригональных квантовых точках. Квантовая точка моделируется в форме пирамиды с правильным треугольником в основании. Такая геометрическая форма обладает точечной симметрией C3v и хорошо описывает реальные точки, изученные в работе [2]. Треугольная симметрия в плоскости моделируется параболическим потенциалом с угловой гармоникой, соответствующей оси вращения третьего порядка. Для квантования движения дырки вдоль оси z` мы используем простую модель однородного электрического поля, так что соответствующие огибающие волновых функций не имеют симметрии относительно смены знака координаты z`. Для расчета g_{h2} используется гамильтониан Латтинжера в сферическом приближении, магнитное поле учитывается в рамках теории возмущений. Компоненты волновых функций в плоскости в отсутствии магнитного поля вычисляются как с использованием вариационной процедуры, так и прямым численным решением уравнения Шредингера в бесконечном двумерном треугольном потенциале. Развитая теория позволяет получить аналитическое выражение для вне диагонального g-фактора:

$$g_{h2} = C(\gamma_1, \gamma_2)\frac{h}{a} \qquad (1)$$

где γ_1, γ_2 – параметры Латтинжера, а – латеральный размер точки, и h – ее высота. Коэффициент C зависит от геометрии точки, при этом в предельных случаях точки в форме конуса или треугольной призмы C = 0. В рамках такого же подхода рассчитан диагональный g-фактор g_{h1}, который может быть разложен до второго порядка по отношению h/a. Экспериментальная корреляция между g_{h1} и g_{h2} прекрасно воспроизводится в рамках нашей простой модели.

Мы также рассмотрели эффект кулоновского взаимодействия дырки с электронами в отрицательно заряженном трионе, который приводит к эффективному уменьшению анизотропии волновой функции дырки в плоскости и, соответственно, уменьшению значения g_{h2} по сравнению с нейтральным и положительно заряженным комплексами. Это теоретическое предсказание подтверждается экспериментальными данными работы [2].

Литература

1. A. Mohan et al., Nat. Photon. 4, 302 (2010);
2. G. Sallen et al., Phys. Rev. Lett. 107, 166604 (2011).

Электролюминесцентные свойства светодиодов среднего ИК-диапазона (λ_{max}≈3.4 мкм) на основе гетероструктуры InAs/InAsSbP при температуре 20-200°C

Петухов А. А., Кижаев С. С., Стоянов Н. Д., Яковлев Ю. П.

Ф Т И

Эл. почта: andrey-rus29@rambler.ru

Светодиоды среднего инфракрасного диапазона – перспективные источники излучения при создании сенсорных модулей газоанализаторов, необходимых для установления источников загрязнения воздуха взрывоопасными компонентами на предприятиях нефтехимической и горнодобывающей промышленности при различной температуре окружающей среды.

Светодиодные структуры выращивались методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках n-InAs (100). Эпитаксиальная часть состояла из преднамеренно нелегированного слоя InAs (n ≈ $2\bullet10^{16}$ cm^{-3}) и легированного цинком эмиттерного слоя $InAs_{0.48}Sb_{0.17}P_{0.35}$ (p ≈ $2\bullet10^{18}$ cm^{-3}). Светодиоды были изготовлены в виде flip-chip (640×670 μm) с последующим монтажом на стандартных корпусах TO-5.

Известно, что в области малых смещений $U < E_g / q$, (где q – заряд электрона) прямой ток описывается выражением $I \sim exp(qU / \eta kT)$, где η – параметр, характеризующий механизм протекания тока [1,2]. При T<60 °C величина η≈1 (преобладает диффузионный ток). При более высокой температуре η зависит от приложенного напряжения: уменьшается с ростом величины смещения от 2 до 1, что говорит о смешанном диффузионно-рекомбинационном механизме протекания тока.

В области напряжений $U > E_g / q$ зависимость $LnI \sim f(U)$ близка к линейной. Согласно [3] подобный вид ВАХ характерен для туннельного механизма протекания тока и может быть описан в рамках туннельно-рекомбинационной модели Райбена и Фойхта соотношением вида $I \sim exp(AU)exp(BT)$, где A и B – константы. Для проверки предполо-

жения о туннельной природе тока посредством линейной аппроксимации $LnI \sim U$ была рассчитана величина $A_{ef} = dLnI / d(U)$. Установлено, что величина A_{ef}, вопреки предположению о ее постоянстве, зависит от температуры. Однако наблюдается корреляция величины A_{ef} и последовательного сопротивления R_{series}, также рассчитанного из ВАХ. Очевидно, что только часть приложенного напряжения падает на p-n-переходе, причем доля этого напряжения тем меньше, чем больше R_{series}. Следовательно, величина A_{ef}, определяемая из ВАХ диода, оказывается меньше параметра A, характеризующего непосредственно p-n-переход. Экстраполяция зависимости $A_{ef} = f(R_{series})$ полиномом второй степени в область R=0 позволяет оценить величину A, которая составляет 24 V^{-1}.

При температуре 22 °C длина волны в максимуме спектральной плотности мощности составляет 3.37 μm (0.368 eV), что совпадает с рассчитанным на основе литературных данных значением λ_{max}. С увеличением температуры максимум излучения смещается в длинноволновую область спектра, что связано с уменьшением ширины запрещенной зоны активной области: $E_g(eV) = h\nu_{max} - kT/2 = 0.452 - 3.289 \cdot 10^{-4} \cdot T$ при 295K<T<450K [4].

Одним из основных каналов рекомбинации носителей в материалах инфракрасной оптоэлектроники является безызлучательная оже-рекомбинация. В p-InAs наиболее вероятным является оже-процесс, при котором рекомбинация носителей сопровождается переходом тяжелой дырки в спин-орбитально отщепленную подзону (CHHS процесс) [5]. Скорость CHHS процесса $R_p = \gamma_p np^2$, где n и p – концентрация носителей, а γ_p – коэффициент рекомбинации. В первом приближении $\gamma_p \sim exp(-\varepsilon^{th} / kT)$, где ε^{th} – пороговая энергия процесса. Следовательно, с ростом температуры скорость безызлучательной рекомбинации должна экспоненциально увеличиваться, а мощность излучения экспоненциально уменьшаться, что и наблюдается в области температур T<70°C. При более высокой температуре зависимость $lnP = f(1/T)$ носит сверхэкспоненциальный характер. Это связано с тем, что коэффициент γ_p в InAs чувствителен к значению разности, где Δ - энергия спин-орбитального расщепления. Кроме того, с ростом собственной концентрации носителей увеличивается скорость безизлучательной рекомбинации электрона и дырки с передачей выделившийся энергии другому электрону зоны проводимости (CCHC-процесс).

Литература

1. Астахова А. П., Головин А. С., Ильинская Н. Д., Калинина К. В., Кижаев С. С., Серебренникова О. Ю., Стоянов Н. Д., Horvath Zs.J., Яковлев Ю. П., Мощные светодиоды на основе гетероструктур InAs/InAsSbP для спектроскопии метана, ФТП, 278, 2010;
2. Пасынков В. В. Чиркин Л. К., Полупроводниковые приборы, Москва, Высшая школа, 1987;
3. Шарама Б. Л., Пурохит Р. К., Полупроводниковые гетероструктуры, Москва, Советское радио, 1979;
4. Айдаралиев М., Зотова Н. В., Карандашев С. А., Матвеев Б. А., Ременный М. А., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н., Прямые оптические переходы в излучательной рекомбинации в твердых растворах $In_{1-x}Ga_xAs$ ($0 \le x \le 0.16$), ФТП, 1434, 2001;
5. Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясиевич И. Н., Безизлучательная рекомбинация в полупроводниках, Санкт-Петербург, ПИЯФ, 1997.

Слабая локализация дырок в высокоподвижных гетероструктурах

Порубаев Ф. В.[1,2], Голуб Л. Е.[1]

[1] Ф Т И

[2] СПбАУ НОЦ НТ

Эл. почта: porubaev@mail.ioffe.ru

Развита теория слабой локализации дырок в высокоподвижных двумерных системах с учетом сложной структуры валентной зоны в полупроводниках. Рассчитана температурная зависимость проводимости в квантовых ямах p-типа, обусловленная слабой локализацией. Показано, что увеличение концентрации дырок в квантовой яме приводит к смене знака интерференционной поправки к проводимости. Такой переход от слабой локализации дырок к антилокализации связан с возрастанием роли спин-орбитального взаимодействия.

Явление слабой локализации носителей заряда — квантовомеханическое явление, обусловленное интерференцией электронных волн, распространяющихся вдоль одной и той же траектории в противоположных направлениях. Процессы сбоя фазы и магнитное поле разрушают интерференцию, что приводит к аномальным зависимостям проводимости от температуры и магнитного поля. Слабая локализация наблюдается и широко исследуется в различных полупроводниковых и металлических системах, в частности, в недавно открытых графене и топологических изоляторах [1-3]. В этих системах орбитальное движение электрона жестко связано с его спином (псевдоспином), что приводит к непараболичности энергетического спектра, подавлению процессов рассеяния назад и смене слабой локализации на антилокализацию.

Исследованная в данной работе гетероструктура с дырочным типом проводимости также относится к двумерным системам со сложным непараболическим спектром. Слабая локализация дырок в таких структурах была рассмотрена ранее только в «диффузионном» приближении [4-5], когда носители часто рассеиваются на примесях. Такое приближение не применимо для высокоподвижных систем, которые в настоящее время изучаются. В данной работе построена теория слабой локализации дырок для квантовых ям на основе соединений A3B5, справедливая как в диффузионном, так и в баллистическом режиме. Интерференционная поправка к проводимости вычислена методами диаграммной техники. Для расчета энергетического спектра и дырочных состояний в квантовой яме использован гамильтониан Латтинжера. Рассмотрен случай заполнения дырками основной подзоны размерного квантования и рассеяния на короткодействующих центрах. Расчет интерференционного вклада в проводимость для различных концентрации дырок показал, что в двумерных системах p-типа происходит переход от слабой локализации к антилокализации с ростом концентрации дырок. Вычислена температурная зависимость проводимости, продемонстрирован переход металл-изолятор при изменении дырочной концентрации. Показано, что в определенном диапазоне концентрации дырок температурная зависимость проводимости имеет минимум.

Литература

1. S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, and E. Rossi, Electronic transport in two dimensional graphene, Rev. Mod. Phys., 83, 407, 2011;

2. Ольшанецкий Е. Б., Квон З. Д., Гусев Г. М., Михайлов Н.Н., Дворецкий С. А., Дж.С. Портал, Слабая антилокализация в квантовых ямах на основе HgTe вблизи топологического перехода, Письма в ЖЭТФ, 91, 375, 2010;
3. J. Chen, X. Y. He, K. H. Wu, Z. Q. Ji, L. Lu, J. R. Shi, J. H. Smet, Y. Q. Li, Tunable surface conductivity in Bi2Se3 revealed in diffusive electron transport, Phys. Rev. B, 83, 241304, 2011;
4. N. S. Averkiev, L. E. Golub, and G. E. Pikus, Anomalous magnetoresistance in p-type quantum wells, Solid State Commun, 107, 757, 1998;
5. Н. С. Аверкиев, Л. Е. Голуб, Г. Е. Пикус, Слабая локализация в квантовых ямах p-типа, Физика и техника полупроводников, 32, 1219, 1998.

Масса покоя электрона и энергетические уровни атомов, помещенных в фотонный кристалл

Хамадеев М. А., Гайнутдинов Р. Х., Салахов М. Х.

К Ф У

Эл. почта: marat.khamadeev@ksu.ru

С тех пор, как в 1947 году Лэмбом и Резерфордом был открыт лэмбовский сдвиг, и зародилась квантовая электродинамика, исследование вопросов взаимодействия частиц с собственным полем излучения стало мощным фактором, определяющим развитие теорий фундаментальных взаимодействий. Создание и изучение новых классов материалов позволяет исследователям обнаружить невидимые ранее аспекты таких взаимодействий. В данном контексте особый интерес представляют фотонные кристаллы. Они представляют собой среду, чаще всего диэлектрическую, чей показатель преломления модулируется периодически с периодом порядка длины волны. В качестве примера может служить фотонный кристалл, представляющий собой диэлектрик с периодически упорядоченными пустотами. Атомы, помещенные в такие пустоты, являются свободными и не взаимодействующими со стенками, поскольку характерный размер пустот (сотни нанометров) много больше боровского радиуса. Это значит, что у таких атомов будет линейчатый спектр, однако этот спектр будет изменяться благодаря влиянию среды фотонного кристалла на характер взаимодействия атомов с собственным полем излучения. В работе [1] было впервые показано, что в указанных условиях будут возникать поправки к энергетическим уровням атомов нового типа. Эти поправки связаны с тем, что в среде фотонных кристаллов изменяется масса покоя свободного электрона, которая входит в дираковскую формулу для энергии электрона. Более того, указанные изменения зависят от состояния электрона и в ряде случаев приводят к тому, что поправка к частотам серии Бальмера может быть сопоставима с самими этими частотами. Данный факт может найти большое практическое применение. В данной работе обнаруженный эффект исследуется для различных моделей фотонного кристалла.

Литература

1. Gainutdinov R., Khamadeev M., Salakhov M., Electron rest mass and energy levels of atoms in the photonic crystal medium, Phys Rev A, 85, 053836.

Определение высокочастотной проводимости двумерного электронного газа в структуре n-GaAs/AlGaAs бесконтактными способами

Малыш В. А.[1], Дричко И. Л.[1], Смирнов И. Ю.[1], Дьяконов А. М.[1,2], Торопов А. И.[2]

[1] ФТИ

[2] ИФП им. А. В. Ржанова

Эл. почта: malysh_vitaly@yahoo.com

Исследована высокочастотная проводимость двумерного электронного газа в структуре n-GaAs/AlGaAs. Активная часть образца представляла собой квантовую яму GaAs шириной 10 нм, с двух сторон окруженную короткопериодическими сверхрешетками GaAs/AlAs. Глубина залегания квантовой ямы составляла 103 нм. Источниками носителей заряда в квантовую яму служили 2 δ-слоя кремния, расположенные в сверхрешетках.

Для определения высокочастотной проводимости использовались две бесконтактные методики измерения. Первая (акустическая) методика основана на взаимодействии носителей заряда с электрическим полем поверхностной акустической волны (ПАВ) [1], имеющим частоту 30-400 МГц, а вторая (микроволновая) методика – на взаимодействии носителей заряда с электрическим полем электромагнитной волны (ЭМВ) [2], имеющим частоту 140-1000 МГц. В обеих методиках исследуемый образец прижимался с помощью пружин к поверхности подложки, на которой были сформированы встречно-штыревые преобразователи (для генерации и приема ПАВ) или копланарный волновод (для генерации квазипоперечной ЭМВ), причем в первой методике в качестве подложки использовался пьезоэлектрический кристалл $LiNbO_3$, а во второй методике – изолирующий GaAs. Измерения проводились в магнитных полях до 8 Тл в температурном интервале 1,7-4,2 К.

В экспериментах наблюдались осцилляции высокочастотной проводимости типа Шубникова-де Гааза в магнитных полях до 3 Т. При более высоких магнитных полях наблюдались осцилляции высокочастотной проводимости в режиме квантового эффекта Холла. Из зависимостей высокочастотной проводимости от магнитного поля и температуры, полученных с помощью акустической методики в магнитных полях до 3 Т, были вычислены параметры двумерного электронного газа: концентрация, проводимость в отсутствие магнитного поля, подвижность, импульсное время релаксации, квантовое время релаксации, температура Дингла.

Было проведено сравнение абсолютных величин высокочастотной проводимости, определенных двумя использованными в экспериментах бесконтактными методиками.

Работа поддерживается грантом «УМНИК.» № 16906.

Литература

1. I. L. Drichko, I. Yu. Smirnov, A. V. Suslov and D. R. Leadley, Acoustic studies of ac conductivity mechanisms in n-GaAs/AlxGa1-xAs in the integer and fractional quantum Hall effect regime, Phys. Rev. B, 83, 235318 (2011);
2. L. W. Engel, D. Shahar, C. Kurdak and D. C. Tsui, Microwave frequency dependence of integer quantum hall effect: evidence for finite-frequency scaling, Phys. Rev. Lett., 71, 16 (1993).

Обменное усиление *g*-фактора в узкозонных квантовых ямах

Криштопенко С. С., Маремьянин К. В., Гавриленко В. И.
ИФМ РАН
Эл. почта: ds_a-teens@mail.ru

Изучению спин-зависимых явлений в двумерных (2D) квантовых ямах (КЯ) посвящено множество работ. Повышенный интерес к данной тематике связан, прежде всего, с открывающейся перспективой разработки новых приборов, использующих манипуляцию спинами электронов. КЯ на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs, InSb и бесщелевых полупроводников HgSe, HgTe, характеризующиеся высокой подвижностью носителей заряда и большими спиновыми расщеплениями в энергетическом спектре являются привлекательными для таких приложений.

При поглощении электромагнитного излучения может происходить заброс электрона из основного спинового состояния в возбужденное. При этом на нижнем спиновом подуровне возникает дырка. Образовавшееся связанное состояние электрона с перевернутым спином и дырки называется спиновым экситоном (или спиновой волной) и является простейшим нейтральным коллективным возбуждением 2D системы в перпендикулярном магнитном поле. Энергия длинноволновых спиновых экситонов измеряется в электронном спиновом (парамагнитном) резонансе (СР). В соответствии с теоремой Лармора в 2D системе с вращательной инвариантностью в спиновом пространстве электрон-электронное (*e*-*e*) взаимодействие не изменяет энергию поглощения в СР, что позволяет определять величину одноэлектронного *g*-фактора в 2D электронном газе в отсутствие спин-орбитального взаимодействия. В узкозонных гетероструктурах с КЯ, в которых подзоны размерного квантования характеризуются сильной непараболичностью, и в которых проявляются эффекты, связанные со спин-орбитальным взаимодействием, теорема Лармора должны нарушаться. Теоретических и экспериментальных исследований влияния *e*-*e* взаимодействия на СР в узкозонных КЯ до настоящего времени не проводилось.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния спинового расщепления Рашбы и обменного взаимодействия в узкозонных КЯ на энергию поглощения в СР. В работе на примере гетероструктур InAs/AlSb впервые продемонстрировано нарушение теоремы Лармора как в асимметричных, так и в симметричных КЯ на основе узкозонных полупроводников. Учёт влияния e-e взаимодействия на энергию поглощения в СР проводился в приближении Хартри-Фока. В качестве одночастичного оператора кинетической энергии использовался 8-зонный *k·p* гамильтониан с учётом эффектов деформации. Нами обнаружена расходимость значений *g*-фактора в симметричных КЯ, измеряемых в СР, в слабых магнитных полях, связанная с влиянием обменного взаимодействия в 2D электронном газе. В асимметричных КЯ нами продемонстрировано значительное усиление значений *g*-фактора, связанное как с e-e взаимодействием, так и со спиновым расщеплением Рашбы. Показано, что величина g-фактора осциллирует в магнитном поле и совпадает с *g*-фактором квазичастиц при чётных факторах заполнения уровней Ландау.

Теоретические значения энергии СР, вычисленные для 2D электронов в асимметричной КЯ InAs/AlSb, сравниваются с результатами экспериментальных иссле-

дований в магнитных полях до 3 Т. Для детектирования СР использовалась методика, основанная на чрезвычайной чувствительности микроволновой фотопроводимости (ФП) 2D электронной системы к СР в условиях, когда уровень Ферми находится между спин-расщеплёнными уровнями Ландау. Экспериментальные значения энергии СР находятся в хорошем согласии с результатами расчётов при одновременном учёте как *e-e* взаимодействия, так и спинового расщепления Рашбы.

Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что СР может использоваться для экспериментального исследования эффектов обменного взаимодействия и спинового расщепления Рашбы в узкозонных КЯ. В работе также обсуждается принципиальная возможность изучения состояний дробного квантового эффекта Холла ($\nu = 1/3, 1/5, 1/9$) в узкозонных КЯ с помощью СР.

Люминесценция в массиве плазмонных наноантенн

Фёдоров И. А.[1], Сарычев А. К.[2]

[1]МФТИ

[2]ИТПЭ РАН

Эл. почта: ilfedorov@gmail.com

Сильные электромагнитные свойства, которые проявляют металлические наноразмерные конструкции при возбуждении в них плазмонного резонанса, могут быть использованы при создании электромагнитных метаматериалов в оптическом и инфракрасном диапазонах, когда размер частиц меньше глубины скин-слоя. Метаматериалы с отрицательным показателем преломления в оптическом диапазоне особенно привлекательны из-за возможности создания супер-линзы, дающей сверх-разрешение, не ограниченное дифракционным пределом. Недавний обзор возможных приложений можно найти, например, в [1]. Важно, что при приближении к оптическому диапазону потери сильно возрастают, что мешает использованию многих теоретически возможных эффектов, например, делает невозможным получение сверх-разрешения в суперлинзе. По этой причине большое внимание уделяется возможности создания нано-композитов с оптически активной средой, накачка которой должна компенсировать потери. В этом случае металлическая антенна играет роль резонатора, а накачанная активная среда компенсирует потери в металле и даже позволяет получать генерацию. Поэтому, конструирование плазмонного нанорезонатора является актуальной задачей в физике метаматериалов, плазмонике, нано-оптике. Важно, что размер предполагаемого устройства много меньше длины волны света, благодаря чему оно может служить элементарной ячейкой (мета-атомом) для будущих электромагнитных метаматериалов, а также компактным источником когерентного электромагнитного излучения, что позволяет рассчитывать на использование таких конструкций также и в будущих плазмонных приборах, например для передачи и обработки сигналов на масштабах много меньших длины волны.

В настоящей работе, мы рассматриваем массив ориентированных нано-антенн в форме подков, расположенных на диэлектрической подложке, содержащей активное вещество. Размер наноантенн около 100нм. На этом масштабе, накачка активного вещества, которая является множеством некогерентных актов поглощения фотона активным веществом, может рассматриваться как случайная внешняя сила, действующая

на систему. Таким образом, плазмонная наноантенна, помещённая вблизи оптически активного вещества, реагирует на накачивающий свет как на воздействие случайного внешнего электрического поля. Эта трактовка процесса накачки подтверждается численными оценками: даже в эксперименте [2] с превышением порога генерации (полной компенсацией потерь) в метаматериале, количество молекул красителя на одну наночастицу составляло порядка 1000, большинство из которых в каждый момент времени находятся в неактивном состоянии. Следовательно, количество возбуждённых активных молекул, действующих на антенну, сильно флуктуирует на временах порядка времени жизни поверхностного плазмона.

Такой подход к процессу накачки позволяет согласованно описывать как режим слабой накачки – режим люминесценции – так и режим возможной генерации поверхностных плазмонов в нанорезонаторе, что выгодно отличает предлагаемый нами метод описания наноантенны от существующих моделей. К примеру, феноменологическая модель [3] перестаёт работать выше порога генерации системы, тогда как лазерные уравнения [4] имеют только тривиальное решение в режиме люминесценции. Описанный процесс должен описываться микроскопически. Мы показываем, что отклик нанорезонатора в режиме люминесценции отличается от обычного плазмонного резонанса в металлических частицах. Наш основной результат – предсказание изменения формы линии люминесценции наноантенны в зависимости от формы наноантенны и интенсивности накачки системы. Линия люминесценции имеет минимумы и максимумы, соответствующие возбуждению различных плазмонных резонансов в наночастице, в соответствии с нашим экспериментом. Мы также находим скорость накачки, необходимую для перехода системы в режим генерации, в зависимости параметров системы. Резонансные частоты и локальное усиление поля легко контролируются изменением размера и формы наноантенн.

Литература

1. Soukoulis C. M., Wegener M., Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials, Nature Photon, 523 (2011);
2. Noginov M. A., Shalaev V. M., et.al, Demonstration of a spaser-based nanolaser, Nature, 460 1110, (2009);
3. Wegener M., Garcia-Pomar J. L., Soukoulis C. M., Meinzer N., Ruther M. and Linden S., Toy model for plasmonic metamaterial resonances coupled to two-level system gain, Opt. Express, 16 19785 (2008);
4. M. I. Stockman, The spaser as a nanoscale quantum generator and ultrafast amplifier, J. Opt. 12, 024004 (2010).

Циклотронный резонанс в гетероструктурах на основе CdHgTe в сильных магнитных полях

Жолудев М. С.[1], Teppe F.[2], Orlita M.[3], Алёшкин В. Я.[1], Иконников А. В.[1], Гавриленко В. И.[1], Knap W.[2], Михайлов Н. Н.[4], Дворецкий С. А.[4]

[1]ИФМ РАН

[2]UM2 (Universite Montpellier 2), Montpellier, France

[3]Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses, Grenoble, France
[4]ИФП им. А. В. Ржанова
Эл. почта: maximzms@gmail.com

Материал HgTe обладает инвертированной зонной структурой, в то время как хорошо согласованный с ним по параметру решётки CdTe имеет нормальную зонную структуру. В квантовой яме HgTe/CdTe в зависимости от её толщины зонная структура может быть как нормальной, так и инвертированной, при чём в точке перехода ширина запрещённой зоны равна нулю. Квантовые ямы с инвертированной зонной структурой на данный момент являются единственной системой где наблюдалось состояние двумерного топологического изолятора [1].

Возможность получить произвольную ширину запрещённой зоны делает структуры на основе CdHgTe перспективными для оптоэлектронных приборов среднего и дальнего инфракрасного диапазона. При инвертированной зонной структуре спин-зависимые эффекты в зоне проводимости оказываются значительно сильнее чем в других материалах, благодаря чему такие гетероструктуры могут стать основой для приборов спинтроники. Оптимизация таких структур требует проведения технологических и экспериментальных исследований, а так же уточнения параметров моделей, используемых при расчётах.

В данной работе представлены результаты измерений циклотронного резонанса (ЦР) в квантовых ямах на основе CdHgTe в магнитных полях до 16 Т. Нами исследовались квантовые ямы как с нормальной так и с инвертированной зонной структурой. Образцы были выращены методом МПЭ на GaAs подложках на плоскости (013). Измерения спектров ЦР проводились при температуре 4.2 К с помощью фурье-спектрометра, сопряжённого с криостатом.

В рамках четырёхзонной модели (гамильтониан размерности 8x8) с учётом встроенной деформации были вычислены энергии уровней Ландау и матричные элементы переходов. Для описания гетероструктур использовалось приближение Бёрта [2], что позволило избежать явного задания граничных условий. Энергии и огибающие волновых функций электронных состояний вычислялись методом разложения по плоским волнам. Все расчёты были выполнены в рамках аксиального приближения.

Измеренные положения линий ЦР хорошо согласуются с теоретическими результатами после корректировки параметров материалов. Наблюдаемые линии поглощения соответствуют как переходам внутри зоны проводимости так и межзонным переходам. В образце, где вследствие перекрытия зон одновременно существуют электронный и дырочный двумерный газ, наблюдались так же переходы внутри валентной зоны.

В одном из образцов, обладающих инвертированной зонной структурой наблюдалось антипересечение уровней Ландау, принадлежащих разным зонам, ранее обнаруженное в работе [3]. Данное явление не может быть описано в рамках аксиальной модели.

В спектрах некоторых образцов наблюдалась линия, энергия которой соответствует запрещённому переходу (переходу с малым матричным элементом). Мы полагаем, что эта линия связана с переходами между примесными состояниями, привязанными к соответствующим уровням Ландау.

Таким образом, мы измерил ЦР в нескольких квантовых ямах на основе CdHgTe с различной зонной структурой в квантующих магнитных полях. Были обнаружены переходы с участием различных зон и, как мы полагаем, примесных состояний, энергии которых хорошо сограсуются с результатами расчётов после корректировки параметров модели. Было подтверждено антипересечение уровней Ландау в таких образцах не описываемое аксиальной моделью.

Литература

1. König M., Wiedmann S., Brüne C., Roth A., Buhmann H., Molenkamp L. W., Qi X., Zhan S., Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells, Science, 318, 766, 2007;
2. Burt M. G., The justification for applying the effective-mass approximation to microstructures, J. Phys.: Condens. Matter, 4, 6651-6690, 1992;
3. Orlita M., Masztalerz K., Faugeras C., Potemski M., Novik E. G., Brune C., Buhmann H., Molenkamp L. W., Fine structure of zero-mode Landau levels in HgTe/HgCdTe quantum wells, Phys. Rev. B., 83, 115307, 2011.

Фотопроводимость InGaN/GaN гетероструктур с множественными квантовыми ямами

Барановский М. В., Глинский Г. Ф.

СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: maxim.bmw.spb@gmail.com

Работа посвящена изучению фотоэлектрических явлений в структурах с квантовыми ямами. В качестве образцов использовались промышленные синие светодиоды, активная область которых содержала множественные квантовые ямы InGaN/GaN. Исследовались зависимости фототока и дифференциальной фотопроводимости от обратного напряжения, приложенного к p-n-переходу. Измерения проводились на автоматизированной установке [1] в диапазоне температур от 10 до 300 К. Проводимые ранее исследования [2] показали, что особенности в дифференциальной проводимости, связанные с оптическим возбуждением, проявляются только в области низких частот, поэтому измерения проводились на частотах до 1 кГц. Возбуждение осуществлялось синим и фиолетовым светом, что обеспечивало условия, когда фотоны поглощались в области квантовых ям InGaN, но не поглощались в области широкозонных барьеров GaN. Вклад в сквозной фототок определялся только носителями заряда, генерируемыми светом в квантовых ямах, находящихся в области объемного заряда p-n-перехода [3]. При увеличении обратного напряжения область объемного заряда расширялась, последовательно захватывая квантовые ямы, что приводило к их включению в процесс фотопроводимости.

На экспериментальных зависимостях наблюдались ярко выраженные особенности в виде участков нарастания и спада фототока с увеличением обратного напряжения. Сопоставление этих данных с результатами вольт-фарадного профилирования свидетельствовало о том, что резкое увеличение фототока происходило при обратных смещениях, когда граница области объемного заряда пересекала квантовые ямы. Участки уменьшения фототока с увеличением обратного смещения (т.е. отрицательной дифференциальной проводимости) наблюдались только при возбуждении синим светом. Как указывалось

в работе [3], данное явление связано с увеличением энергетического зазора между основными состояниями электрона и дырки в квантовых ямах InGaN, когда встроенное пьезоэлектрическое поле частично компенсируется электрическим полем p-n-перехода. При этом происходит уменьшение коэффициента поглощения света на данной длине волны и уменьшение фототока.

Дифференциальная фотопроводимость, по сути, представляет производную фототока по обратному напряжению. Однако, измеренная на отличной от нуля частоте, она также содержит информацию о скорости процессов, определяющих фотоэлектрические явления. На экспериментальных зависимостях дифференциальной фотопроводимости от обратного смещения, измеренных при высоких температурах, наблюдались острые пики, соответствующие резкому увеличению фототока при переходе квантовых ям из области квазинейтральности в область объемного заряда p-n-перехода. При понижении температуры интенсивность этих пиков уменьшалась, однако появлялись дополнительные пики, интенсивность которых увеличивалась при понижении температуры и повышении частоты. Это свидетельствовало о том, что за фотопроводимость в исследуемых структурах отвечали как минимум два конкурирующих процесса. Первым процессом, вероятно, являлся тепловой выброс генерируемых светом носителей заряда из квантовых ям в барьерные области. Ему соответствовали первые пики, интенсивность которых была максимальна при высоких температурах и не зависела от частоты. Второй процесс, напротив, был более вероятен при низких температурах и высоких частотах. Его природа на данный момент не ясна.

В результате работы было показано, что исследование фотопроводимости гетероструктур является информативным методом, который может быть использован, в частности, для диагностики гетероструктур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами.

Литература

1. Барановский М. В., Глинский Г. Ф., Автоматизированная установка для исследования адмиттанса полупроводниковых наногетероструктур, Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 4/2012, с. 3-7, 2012;
2. Барановский М. В., Глинский Г. Ф., Исследование фотоэлектрических свойств полупроводниковых наногетероструктур InGaN/GaN, Тез. докл. 13-й всерос. мол. конф. по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 21-25 ноября 2011 г., с. 34, 2011;
3. Барановский М. В., Глинский Г. Ф., Миронова М. С., Фотоэлектрический метод диагностики гетероструктур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами, ФТП (в печати).

Природа излучающих состояний в квантовых ямах CdSe/ZnSe с самоорганизованными квантовыми точками

Еременко М. В.

Ф Т И

Эл. почта: eremenko@mail.ioffe.ru

При гелиевой температуре исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) и спектры возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) эпитаксиальных систем с квантовыми ямами, сформированными осаждением нескольких монослоев CdSe в ZnSe матрице. Источником возбуждения являлась Хе-лампа и монохроматор. Спектры ВФЛ регистрировались при различных позициях детектора в пределах полосы люминесценции, полученной при межзонном возбуждении. В работе [1] было показано, что по форме спектров ВФЛ все состояния, участвующие в формировании спектра излучения, можно разделить на две группы:

(i) Форма спектров ВФЛ состояний, формирующих длинноволновую часть полосы люминесценции, не зависит от детектируемой энергии, что указывает, что такие состояния не имеют путей для дальнейшей релаксации и являются нижайшими состояниями квантовых точек. Время жизни таких состояний определяется их межзонной рекомбинацией, а форма спектров ВФЛ воспроизводит спектр экситонного поглощения ансамбля квантовых точек.

(ii) В отличие от этих состояний, характерной чертой спектров ВФЛ состояний на коротковолновом краю спектра ФЛ является сильная изменчивость их формы в зависимости от детектируемой длины волны. Для спектров ВФЛ этих состояний характерна осциллирующая структура, амплитуда которой закономерно уменьшается с ростом энергии возбуждающих фотонов, обращаясь в ноль на границе, разделяющей состояния, локализованные в точках и состояния, распространенные по плоскости квантовой ямы (экситонный порог протекания).

Мы исследовали спектры ВФЛ в поляризованном свете и обнаружили, что спектры ВФЛ состояний на коротковолновом краю спектра ФЛ при возбуждении линейно поляризованным светом линейно поляризованы соответственно поляризации возбуждения. Оказалось при этом, что амплитуда степени поляризации также уменьшается с ростом энергии возбуждающих фотонов, обращаясь в ноль на пороге протекания. В случае циркулярно поляризованного возбуждения спектр ВФЛ оставался неполяризованным. Эти результаты являются прямым свидетельством экситонной природы состояний, формирующих коротковолновую часть спектра ФЛ, и демонстрируют скрытую анизотропию таких состояний, приводящую к расщеплению энергетических уровней экситонов в плоскости квантовой ямы.

Из полученных результатов можно сделать и еще один вывод о том, что в условиях эксперимента время установления равновесия между состояниями, расщепленными анизотропией локализующего потенциала, оказывается больше времени жизни таких состояний.

Литература

1. A.Reznitsky, A.Klochikhin, S.Permogorov et al., Spectroscopic Evidence for the Exiton Percolation Threshold in Low-Dimentsional ZnCdSe Solutions with Nano-Islands, Phys.stat.sol.(b) 229, No. 1, 509 (2002).

Вычисление электронной структуры ионов с двумя валентными электронами методом наложения конфигураций с поправками многочастичной теории возмущений

Коновалова Е. А., Козлов М. Г.

ПИЯФ

Эл. почта: lenaakonovalova@gmail.com

Определение электронной структуры атомов и ионов представляет собой одну из актуальных задач современной физики. Спектры нейтральных атомов измерены экспериментально с точностью превышающей теоретическую. Поэтому их теоретическое вычисление позволяет оценить точность метода расчета. Спектры многозарядных ионов наблюдаются в астрофизике и в физике плазмы, где важной задачей является идентификация этих спектров. Многие из них плохо изучены экспериментально, поэтому важность их теоретического предсказания достаточно высока. Для достижения необходимой точности расчета частот переходов в атомах и ионах крайне важен точный учет электронных корреляций.

В данной работе сравнивается метод наложения конфигураций для валентных электронов (НК), учитывающий валентно-остовные корреляции методом многочастичной теории возмущений (МТВ) [1], со стандартным методом НК. Исследуются системы с двумя валентными электронами: элементы второй группы таблицы Менделеева и изоэлектронные им ионы. Результаты сравниваются с экспериментальными данными.

В работе вычисляется валентная энергия атома (иона) для нескольких низколежащих атомных состояний и определяются частоты переходов между ними. В качестве начального приближения решается уравнение Дирака-Фока. Существует два варианта начального приближения. В первом учитываются все электроны системы, а во втором не учитываются валентные электроны. Решая уравнение Дирака-Фока, получаем орбитали, на которых строится базис. Во втором варианте орбитали валентных электронов строятся с учетом только эффективного поля остова. К базисным орбиталям добавляются виртуальные, которые не являются решениями уравнения Дирака-Фока. Добавляя базисные орбитали и соответствующие конфигурации, мы более точно учитываем электронные корреляции. Таким образом, получается два базисных набора. С полученными базисными наборами делается наложение конфигураций (с поправкой МТВ и без).

Метод НК используется для нахождения энергетических уровней и волновых функций атома. В данном методе конфигурации, соответствующие возбужденным состояниям остова, не включаются явно. Для учета взаимодействия валентных электронов с остовом строится эффективный Гамильтониан с использованием метода МТВ. Гамильтониан включает поправки второго порядка МТВ по остаточному взаимодействию (собственно

энергетические слагаемые и экранирование электростатического взаимодействия между валентными электронами). Затем решается двухэлектронное уравнение с эффективным Гамильтонианом, используя метод НК. Метод допускает обобщение, в котором эффективный гамильтониан частично учитывает высшие порядки МТВ [2,3].

Для положительных ионов ряды МТВ хорошо сходятся. Из расчета получаем валентные энергии атомных уровней, которые сравниваем с экспериментальными значениями. В рамках НК результаты сильно зависят от начального приближения и не очень хорошо согласуются с экспериментальными данными. С учетом валентно-остовных корреляций результаты сближаются друг с другом и с экспериментальными данными. Это позволяет надежно предсказать спектры многозарядных ионов в тех случаях, когда отсутствуют экспериментальные данные.

Литература

1. Dzuba V. A., Flambaum V. V., Kozlov M. G., Calculation of energy levels for atoms with several valence electrons, JETP Lett., 63, 882-7, 1996;
2. Kozlov M. G., Precision calculations of atoms with few valence electrons, Int. J. Quant. Chem., 100, 336, 2004;
3. Safronova M. S., Kozlov M. G., Johnson W. R., Jiang D., Development of a configuration-interaction + all-order method for atomic calculations, Phys. Rev. A, 80, 012516, 2009.

Междолинное смешивание в гетероструктурах Si/SiO_2

Миронова М. С., Глинский Г. Ф.

СПбГЭТУ (ЛЭТИ)

Эл. почта: mironova.m.s@gmail.com

Благодоря большим временам спиновой релаксации и спиновой когерентности электронов, кремний считается перспективным материалом для создания устройств спинтроники. Однако наличие в зоне проводимости шести эквивалентных минимумов (долин) может приводить к декогерентности электронных состояний. По этой причине получить долгоживущие спиновые состояния возможно только при условии расщепления энергетических уровней, сформированных этими долинами. Такая ситуация может быть реализована в квантово-размерных структурах [1].

Существует два основных подхода к описанию гетероструктур с учетом эффектов междолинного смешивания: микроскопический (метод сильной связи) и метод огибающих. Метод огибающих волновых функций является простым, но достаточно эффективным способом расчета электронных состояний в полупроводниковых квантово-размерных структурах. Учет влияния гетероинтерфейса в рамках данного подхода обычно проводится с использованием теории возмущений. При этом короткодействующая часть потенциала гетероинтерфейса представляется в виде δ-функции [2,3]. Однако такой подход является феноменологическим и не учитывает микроскопическое строение гетероинтерфейса. В связи с этим представляется интересным развитие нового подхода к расчету, позволяющего учесть микроскопическую симметрию гетероинтерфейса в рамках метода огибающих волновых функций.

В настоящей работе для расчета электронных состояний в Si/SiO_2 квантовых ямах используется узельный подход [4]. В основе расчета лежит численное решение уравнения Шредингера для волновых функций, заданных в узлах решетки Браве.

Важной частью работы является построение многодолинного гамильтониана гетероструктуры. Для построения гамильтониана используется двухзонная модель. Рассматривается смешивание на гетероинтерфейсе исходных состояний точки X зоны Бриллюэна, формирующих 6 долин зоны проводимости Si. Независимые ненулевые матричные элементы определяются методами теории групп. Предложенная теория подходит также для описания гетероструктур на основе любых алмазоподобных полупроводников.

Строго показано, что для квантовых ям и сверхерешеток, выращенных в направлении z(001) отсутствует рассеяние между долинами z-x и z-y. Исследована зависимость расщепления основного энергетического состояния электронов в Si/SiO_2 квантовой яме от её ширины. Рассчитаны волновые функции электронов в узельном и k-представлениях. Показано, что матричный элемент междолинного взаимодействия является периодической функцией от числа атомных слоев в квантовой яме, что согласуется с данными, полученными другими методами расчета.

Литература

1. S. Goswami, K. A. Slinker, M. Friesen, L. M. McGuire, J. L. Truitt, C. Tahan, L. J. Klein, J. O. Chu, P. M. Mooney, D. W. van der Weide, R. Joynt, S. N. Coppersmith, and M. A. Eriksson, «Controllable valley splitting in silicon quantum devices», Nature Physics 3, 41 (2007);
2. M. O. Nestoklon, L. E. Golub, and E. L. Ivchenko, «Spin and valley-orbit splittings in SiGe⁄Si heterostructures», Phys. Rev. B 73, 235334 (2006);
3. M. Friesen, S. Chutia, C. Tahan, and S. N. Coppersmith, “Valley splitting theory of SiGe/Si/SiGe quantum wells”, Phys Rev. B 75, 115318 (2007);
4. Глинский Г. Ф. Полупроводники иполупроводниковые наноструктуры: симметрия иэлектронные состояния: / Г.Ф. Глинский. СПб.: Технолит, 2008.

Резонансные оптические свойства периодической системы экситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Кунделев Е. В.[1], Чалдышев В. В.[2], Егоров А. Ю.[3]

[1] С П б Г П У

[2] Ф Т И

[3] С П б А У Н О Ц Н Т

Эл. почта: kundelev.evg@Gmail.com

Структуры с периодически изменяющимся в пространстве показателем преломления (фотонные кристаллы) позволяют создавать разрешенные и запрещенные энергетические зоны для фотонов, что представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Особое внимание имеют структуры, в которых возможно управлять фотонной запрещенной зоной.

Одним из видов одномерных фотонных кристаллов, которые позволяют управлять потоками фотонов, является резонансные бгэгговские структуры (РБС) [1]. В таких структу-

рах периодическая модуляция диэлектрической функции реализуется за счет экситонных состояний в квантовых ямах.

В последнее время активно изучаются РБС с несколькими квантовыми ямами в элементарной ячейке [2-4]. Именно такие сложные структуры и были объектом нашего экспериментального исследования.

Нами была изучена резонансная брэгговская структура, основанная на тяжелых экситонах, находящихся на первом уровне размерного квантования в ямах. Проведены экспериментальные исследования оптических свойств наноструктур, состоящих из 1, 15, 30, 60 элементарных ячеек, каждая из которых представляли собой две квантовые ямы GaAs, разделенные тунельно-непрозрачным барьером AlAs.

Были проанализированы спектры люминесценции и отражения в широком диапазоне температур (от 4.2 К до 273 К), углов падения и поляризации света. В результате анализа были выявлены резонансные особенности в спектрах оптического отражения, обусловленные формированием сверхизлучательной моды, при совпадении частот брэгговского и экситон-поляритонного резонансов.

Установлено, что в резонансных условиях, обеспечивающих формирование оптической решетки экситонов в квантовых ямах, исследованная нами РБС с 60 элементарными ячейками является эффективным брэгговским отражателем с шириной полосы 16 мэВ и коэффициентом отражения света в максимуме более 90%.

Литература

1. Ивченко Е. Л., Несвижский А. И., Йорда С. ФТТ, 36, 2118, (1994);
2. Ivchenko E. L., Voronov M. M., Erementchouk M. E., Deych L. I., Lisyansky A. A., Phys. Rev. B, 70, 195106 (2004);
3. Chaldyshev V. V., Kundelev E. V., Yuechao Chen, Poddubny A. N., Vasil'ev A. P., Zhiheng Liu, Phys. Status Solidi C 9, No. 7, 1557-1559 (2012);
4. Чалдышев В. В., Кунделев Е. В., Никитина Е. В., Егоров А. Ю., Горбацевич А. А. GaAs/AlGaAs. ФТП, 46 (8), 1039, (2012).

Спектр дырок в гетероструктурах Ge/Si с вертикально совмещенными квантовыми точками Ge

Блошкин А. А., Якимов А. И., Двуреченский А. В.

ИФП им. А. В. Ржанова

Эл. почта: bloshkin@isp.nsc.ru

В квантовых точках Ge в матрице Si локализуются носители заряда только одного знака – дырки, в то время как электроны оказываются делокализованными в зоне проводимости Si. Благодаря локализации носителей заряда во всех трех направлениях квантовые точки являются «искусственными» аналогами атомов. Однако спектром носителей заряда в таких системах можно управлять путем изменения характеристик квантовых точек, таких как размер квантовых точек, содержание материала матрицы в квантовых точках, их форма и другие характеристики. Таким образом появляется как дополнительная возможность проверить на практике различные гипотезы квантовой механики, так и реальная возможность управлять характеристиками приборов, построенных на основе гетеростру-

тур, содержащих квантовые точки. Другим интересным объектом с точки зрения квантовой механики является несколько туннельно связанных квантовых точек, которые образуют искусственный аналог молекулы, состоящей из нескольких одинаковых атомов. Перекрытие волновых функций двух туннельно связанных квантовых точек приводит к формированию симметричной и антисимметричной комбинации волновых функций электронов или дырок – аналога ковалентной связи в двухатомных молекулах. В молекулах волновая функция основного состояния электрона всегда имеет симметричный характер. Однако недавние вычисления [1,2] показали, что в случае дырок ситуация может кардинально меняться, а именно при определенных расстояниях между квантовыми точками волновая функция основного состояния дырки приобретает антисвязывающий вид.

В работе проанализирован спектр дырок в молекуле, состоящей из двух квантовых точек одинакового размера в зависимости от расстояния между квантовыми точками, размера нанокластеров, содержания Ge в квантовых точках и распределения деформационных полей. Получены следующие результаты:

1. Установлено, что при увеличении расстояния между квантовыми точками Ge происходит пересечение энергетических уровней, соответствующих одночастичным орбиталям различной симметрии. В результате, при большой дистанции между нанокластерами Ge основным состоянием становится антисвязывающая дырочная орбиталь.

2. Обнаружено, что при сближении квантовых точек обменная энергия двухчастичных состояний имеет минимум в точке пересечения уровней связывающего и антисвязывающего состояния. Показано, что состояния синглета и триплета в этой точке вырождаются. Показано, что причиной смены симметрии основного одночастичного состояния и вырождения двухчастичных состояний является неоднородное распределение упругих деформаций.

3. Для низшего по энергии спинового синглета обнаружено явление, связанное с кулоновскими корреляциями в движении двух дырок и проявляющееся в локализации двухчастичной волновой функции дырок в противоположных квантовых точках при удалении точек друг от друга. Показано, что степень перепутывания квантовых состояний синглета в условиях проявления таких пространственных корреляций достигает 100%.

Литература

1. Yakimov A. I., Bloshkin A. A., Dvurechenskii A. V. Asymetry of single-particle hole states in a strained Ge/Si double quantum dot. Phys. Rev. B, v. 78, 165310, 2008;
2. Bester G., Zunger A., and Shumway J. Broken symmetry and quantum entanglement of an exciton in InxGa1−xAs⁄GaAs quantum dot molecules. Phys. Rev. B 71, 075325, 2005.

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Сохраняющиеся токи калибровочных полей высших спинов

Смирнов П. А.

ФИАН

Эл. почта: smirnov.mipt@gmail.com

Проблема существования калибровочно-инвариантных теорий взаимодействующих безмассовых полей высших спинов – одна из фундаментальных проблем теоретической физики, связанная с вопросами супергравитации и теории суперструн.

Сохраняющиеся токи калибровочных полей высших спинов исследовались в литературе, однако главное внимание уделялось калибровочно инвариантным токам. В данной работе рассмотрены калибровочно неинвариантные сохраняющиеся токи, минимальные по числу производных в d-мерном пространстве Минковского.

Калибровочные поля высших спинов рассматриваются в работе в тетрадоподобном (обобщённом реперном) формализме. То есть, поле спина s $\phi^{\mu_1,\ldots,\mu_s}$ заменяется на набор связностей $\omega_{a_1..a_{s-1},b_1,\ldots,b_t}$, где t принимает значения от 0 до $s-1$ (латинские буквы обозначают тетрадные индексы, а греческие – мировые). Эти связности обладают определёнными свойствами симметрии. Данный фомализм полностью эквивалентен метрическому, действие в тетрадоподобном формализме эквивалентно дейсвию Фронсдала.

Токи и связности рассматриваются как дифференциальные формы. Сохранение тока есть замкнутость дифференциальной формы относительно ковариантного дифференциала. Нетривиальность тока выражается в том, что соответсвующая дифференциальная форма не является точной.

Путь решения — построение всех возможных независимых биленейных по связностям форм и нахождение в этом базисе замкнутой, но не точной формы тока. При построении тока используются абсолютно антисимметричный символ и фоновые тетрады, параметризующие фоновую гравитацию.

В итоге, получаем набор форм токов, один из которых является тензором энергии-импульса калибровочных полей высших спинов, а остальные являются абсолютно новыми объектами.

В дальнейшем планируется обобщить эти токи на случай пространства Анти-де Ситтера.

Литература

1. Fronsdal C. Massless fields with integer spin // Phys. Rev. D. — 1978. — V.18, N.10. — P. 3624–3629;
2. Lopatin V. E., Vasiliev M. A. Free massless bosonic fields of arbitrary spin in d-dimensional de Sitter space // Mod. Phys. Lett. A. — 1988. — V.3, N.3. — P. 270–273;

3. MacDowell S. W., Mansouri F. Unified Geometric theory of gravity and supergravity // Phys. Rev. Lett. — 1977. — V.38, N.14. — P. 739–742;
4. Vasiliev M. A. Cubic interactions of bosonic higher spin gauge fields in AdS(5) // Nucl. Phys. B. — 2001. — V.616, N.1. — P. 106–162.

Околопороговое рождение сигма-минус-гиперонов в *pn* взаимодействиях на ANKE/COSY

Шиков Е. Н.

П И Я Ф

Эл. почта: shikovegor@mail.ru

На сегодняшний день механизмы образования гиперонов, а также их взаимодействия с нуклонами изучены не до конца. В частности, отсутствует информация как о рождении Σ^--гиперонов в протон-нейтронных взаимодействиях, так и об их взаимодействии с нуклонами (неизвестно даже, является данное взаимодействие притягивающим или отталкивающим). Новая информация о гиперон-нуклонных взаимодействиях необходима для изучения уравнения состояния ядерной материи, например, при теоретическом расчете нейтронных звезд. Поэтому было предложено провести исследование образования Сигма-минус гиперона в реакции $pn \to pK^+\Sigma^-$ вблизи ее порога. В данных кинематических условиях вклад высших парциальных волн существенно подавлен, что облегчает интерпретацию результатов и открывает доступ к изучению $\Sigma^- - p$ взаимодействия в конечном состоянии.

Исследования проводились на спектрометре ANKE, расположенном внутри накопительного кольца синхротрона COSY (НЦ «Юлих», Германия). При этом были использованы данные, уже полученные на данной установке в 2008 году в рамках сеанса по изучению рождения омега-мезонов на нейтроне. В рамках этого сеанса использовался протонный пучок синхротрона COSY с импульсами 2915 и 3015 МэВ/с и кластерная дейтериевая мишень.

Обработка результатов производилась в предположении, что протон из ядра дейтерия не участвует во взаимодействии. Характерная энергия связи нуклона в ядре дейтерия почти на 3 порядка меньше, чем кинетическая энергия налетающего протона пучка, что позволяет считать нуклоны мишени квазисвободными. Регистрация этого квазисвободного протона позволяет определить энергию реакции. За счет внутриядерного движения нейтрона при фиксированной энергии пучка удалось изучить рождение Σ^--гиперона при энергиях реакции от 20 до 150 МэВ.

Помимо низкоэнергетического протона детекторные системы спектрометра ANKE позволяют зарегистрировать протоны и K^+-мезоны с высокими импульсами. Идентификация реакции проводилась посредством выделения пика, соответствующего Σ^--гиперону, в распределении по недостающей массе. Аксептанс реакции определялся с помощью математического моделирования. Измерение светимости проводилось при помощи параллельного детектирования упругого протон-дейтронного рассеяния, дифференциальное сечение которого известно в используемом угловом диапазоне.

В результате работы получены предварительные данные о полном сечении рождения Сигма-минус гиперона в диапазоне энергий реакции от 20 до 150 МэВ и сделана грубая оценка взаимодействия в конечном состоянии между протоном и сигма-гипероном.

Литература

1. S. Barsov et al., ANKE, a New Facility for Medium Energy Hadron Physics at COSY-Jülich, NIM A, 462, 364, 2001;
2. Yu. Valdau et al., The Energy dependence of the pp->K+n Sigma+ reaction close to threshold, Phys. Rev. C, 81, 045208, 2010;
3. S. Barsov, S. Dymov et al., Near-threshold production of ω mesons in the pn → dω reaction, Eur.Phys.J. A, 21, 521, 2004.

Математическая модель гидридного фазового перехода на примере иттрия

Чернов И. А.[1,2], Маничева С. В.[3], Габис И. Е.[4]

[1]ИПМИ КарНЦ РАН

[2]ПетрГУ

[3]КГПА

[4]СПбГУ

Эл. почта: iachernov@yandex.ru

Детальное описание кинетики гидрирования и дегидрирования частиц металлических порошков весьма важно для задач водородной энергетики. В частности, время заправки автомобильного бака водородом не должно превосходить 2.5 минут к 2015 году, согласно требованиям Министерства энергетики США. Это предъявляет серьезные требования к скорости поглощения и выделения водорода. Рассмотрение порошка связано с существенным изменением плотности материала при фазовом переходе и растрескиванием образца.

Предлагается консервативная модель, описывающая как гидрирование, так и дегидрирование отдельной частицы порошка при переменных условиях (температура, давление). Форма частицы, в реальности довольно сложная, аппроксимируется симметричным геометрическим телом. Большое количество частиц порошка приводит к усреднению результирующих кривых. Численные эксперименты показывают, что (симметричная) форма частицы мало влияет на вид кинетических кривых; этот вывод можно распространить на частицы произвольных форм. Кроме того, численные эксперименты показывают, что модельный порошок, содержащий распределение частиц различных симметричных форм по размерам, может быть заменен одной сферической частицей без изменения вида кинетических кривых.

Процесс гидрирования или дегидрирования представляется как серия последовательных фаз. Особо выделяются фаза формирования сплошной корки новой фазы на поверхности частицы и фаза утолщения этой корки: сценарий сжимающегося ядра. Описание этих основных фаз основано на принципах симметрии и сохранения, в связи с чем модель получается вычислительно эффективной и компактной. Формирующаяся корка может расти в глубину, помимо расширения: соотношение скоростей радиального и тангенциального роста есть параметр модели.

Основные допущения и предположения модели, помимо предположений симметрии, включают в себя: постоянство размера и формы частицы; высокую скорость диффузии водорода в фазе металла сравнительно с фазой гидрида; близость температуры образца и давления водорода к равновесным значениям. Связь диффузионного, десорбционного и адсорбционного потоков на поверхности частицы считается известной; исполь-

зовалась квадратичная зависимость десорбции от приповерхностной концентрации линейная связь адсорбции и давления газа, хотя модель допускает и иные описания. На границе гидрид-металл концентрация считается известной – равновесной либо стехиометрической.

Модель применена для экспериментальных данных по гидрированию и дегидрированию порошка иттрия. Приведены оценки кинетических параметров, полученные методом наименьших квадратов. Показано, что форма частиц слабо влияет на кинетику гидрирования и дегидрирования, поэтому детальное описание формы нецелесообразно.

Литература

1. Satyapal S. et al, The U. S. Department of Energy's National Hydrogen Storage Project: Progress towards meeting hydrogen-powered vehicle requirements, Catalysis Today, 120, 246-256, 2007;
2. Chernov I. A., Bloch J., Voit A. P., Gabis I. E., Influence of metal powder particle's shape on the kinetics of hydriding. Int. J. Hydrogen Energy, 35, 253-258, 2010.

Численное моделирование процессов, протекающих при синтезе фуллеренов методом дугового разряда

Афанасьева А. С.[1], Поняев С. А.[2], Кржижановская В. В.[1]

[1] С П б Г П У

[2] Ф Т И

Эл. почта: arina.afan@gmail.com

Дуговой разряд является наиболее распространенным методом получения фуллеренов, так как обеспечивает наибольший выход (до 12% от получаемой в процессе фуллеренсодержащей сажи), а также позволяет контролировать состав фуллеренсодержащей сажи (отношение C_{60}/C_{70}) путем варьирования параметров производственного процесса (давление, температура, конфигурация камеры, и т. д.). Численное моделирование является необходимым этапом для разработки и оптимизации технологии. Главной задачей является подобор режимов, при которых содержание фуллеренов в фуллеренсодержащей саже максимально, это также позволит сократить затраты на очистку целевого продукта (фуллеренов C_{60}, C_{70}).

В ходе нашей работы [1] была разработана математическая модель процесса формирования фуллеренов путем кластеризации углеродного пара в камере дугового разряда для установки ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Проведено моделирование процесса образования углеродных кластеров вплоть до фуллеренов C_{60} и C_{70} из углеродного пара, образующегося при дуговом разряде в камере плазмохимического реактора. Построена геометрическая модель реактора и создана численная модель процессов, протекающих при течении газа в реакторе и кластеризации углеродного пара с учетом 82 компонент смеси и 522 химических реакций. Произведен расчет и анализ полученных результатов двух подготовительных задач в упрощенной геометрии, а также задачи в реальной геометрии камеры дугового разряда установки ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Расчет проводился с помощью решателя ReactingFOAM, основанного на платформе OpenFOAM (программный пакет для решения задач гидродинамики с открытой лицензи-

ей, объектно-ориентированный C++ код, http://www.openfoam.com/). Решается система уравнений Навье-Стокса для сжимаемой вязкой жидкости с учетом химического взаимодействия компонентов газовой смеси (реакции кластеризации углеродного пара). Для расчета зависимости константы скорости реакции от температуры используется стандартное уравнение Аррениуса.

$$k_i = A_i T^{\beta_i} exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right), \quad (1)$$

Тепловой эффект реакции рассчитывается следующим образом:

$$\Delta H_r^0 = \sum H_{prod} - \sum H_{reac} = \sum_i \nu_i (a_{1i} RT + a_{6i} R) - \sum_j \nu_j (a_{1j} RT + a_{6j} R) \quad (2)$$

Схема химических реакций принятая в данной работе, а также коэффициенты в уравнении Аррениуса для этих реакций взяты из работы [2], коэффициенты a_{1j} a_{2j} для углеродных кластеров C_1-C_{79} в уравнении (2) рассчитаны, как предложено в работе [3].

Проведено сравнение результатов расчета задачи в упрощенной геометрии без учета течения с данными работы [4], на основании результатов расчетов в реальной геометрии показаны зоны максимального выхода фуллеренов в зависимости от температуры в камере дугового разряда. Кроме того, проведено исследование эффективности параллелизации расчетов на кластере с удаленным доступом (https://unihub.ru).

Литература

1. А. С. Афанасьева Численное моделирование процессов, протекающих при образовании фуллеренов в углеродсодержащей плазме дугового разряда: Маг. дис., 2012;
2. Khan SD, Ahmad S. Modelling of C_2 to the addition of C_{60}. Nanotechnology. 17:4654-4658, 2006;
3. А. В. Крестинин, А. П. Моравский, П. А. Теснер Кинетическая модель образования фуллеренов C_{60} и C_{70} при конденсации углеродного пара. Хим. физика, 1998;
4. Б. И. Резников, Н.И. Алексеев. Равновесный состав и эффективный показатель адиабаты кластеризующейся углеродной плазмы. ЖТФ, том 81, вып. 12, 2011.

Критерий Иоффе-Регеля и диффузия колебаний в неупорядоченных системах

Бельтюков Я. М.

Ф Т И

Эл. почта: ybeltukov@gmail.com

Задача о распространении колебательных возбуждений в неупорядоченных средах является одной из передовых проблем в физике конденсированного состояния. Микроскопическая природа таких возбуждений до сих пор остается малоизученной, несмотря на то, что она отвечает за такие важные явления, как теплоемкость, теплопроводность и распространение звука в аморфных диэлектриках.

Самые низкочастотные колебательные возбуждения – это плоские продольные или поперечные волны (акустические фононы). С ростом частоты на фононы все больше действует беспорядок, что ведет к уменьшению длины свободного пробега. При некоторой

частоте ω_{IR} длина свободного пробега становится настолько малой, что сравнивается с длиной волны – это так называемый критерий Иоффе-Регеля. Изначально он был поставлен для электронных возбуждений и означал переход к локализованным состояниям. Колебательные возбуждения при частоте ω_{IR} не становятся локализованными, иначе это существенно противоречит экспериментальным данным [1]. Вместо этого они изменяют режим распространения с баллистического на диффузионный, оставаясь при этом делокализованными возбуждениями. Такие новые колебательные возбуждения получили название диффузоны [2], но до сих пор остаются споры о самом наличии таких возбуждений [3].

Мы исследовали структурный фактор колебаний $S(\mathbf{q},\omega)$ в неупорядоченной системе на решетке, построенной ранее с помощью случайных матриц [4,5]. Такой подход позволил использовать недоступные ранее по размерам системы (до 10^7 частиц) и впервые неопровержимо показать наличие диффузонов и исследовать их свойства. Мы показали, что структурный фактор диффузонов хорошо соответствует структурному фактору марковских случайных блужданий от атома к атому

$$S_{\mathrm{rw}}(\mathbf{q},\omega)=\frac{2D_{\mathrm{rw}}q^2}{D_{\mathrm{rw}}^2q^4+\omega^2}$$

Важным параметром диффузона является коэффициент диффузии и мы показали, что он практически не зависит от частоты вплоть до локализации при высоких частотах. Такое поведение коэффициента диффузии хорошо объясняет экспериментальные данные по теплопроводности аморфных диэлектриков [1].

Литература

1. D. G. Cahill and R. O. Pohl, Phys. Rev. B. 35, 4067 (1987);
2. P. B. Allen, J. L. Feldman, J. Fabian, F. Wooten. Phil. Mag. B 79, 1715 (1999);
3. F. Sette, M. H. Krisch, C. Masciovecchio, G. Ruocco, and G. Monaco. Science 280, 1550 (1998);
4. Я. М. Бельтюков, Д. А. Паршин, ФТТ 53, 142 (2010);
5. Я. М. Бельтюков, Д. А. Паршин, Письма в ЖЭТФ 93, 661 (2011).

Компьютерное моделирование характеристик фотоэлектрических преобразователей на основе GaP/Si

Соснин Д. В., Кудряшов Д. А., Гудовских А. С.

С П б А У Н О Ц Н Т

Эл. почта: ultimaweapon@list.ru

В работе представлены результаты моделирования световых вольтамперных и спектральных характеристик фотоэлектрических преобразователей на основе GaP/Si с использованием программного комплекса Silvaco TCAD. Осуществлялось численное решение уравнений непрерывности и уравнения Пуассона для каждого слоя, используя различные граничные условия и внешние воздействия (приложенное напряжение, освещение). В результате расчета была построена зонная диаграмма, определены основные характеристики солнечных элементов на основе GaP/Si и смоделированы результаты различных электрофизических измерений. Основной задачей компьютерного моделирова-

ния является создание компьютерной модели структуры, описывающей все основные ее свойства. Наличие данной модели позволит в гораздо большем объеме оценить потенциальные возможности исследуемых структур для применения в фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии.

Исследуемый фотоэлемент состоял из диффузного p-n перехода в p-кремниевой подложке и широкозонного «окна» на основе эпитаксиального слоя n-GaP [1]. Варьировались характеристики каждого слоя фотоэлемента (легирование, подвижность и время жизни носителей заряда, толщина). В модели учитывался разрыв зон GaP/Si гетероперехода ΔE_V = 0.8 эВ, ΔE_C = 0.34 эВ определенный в [2]. Учитывалось влияние легирования на время жизни и подвижности носителей заряда согласно [3]. Для условий солнечного облучения AM1.5 найдены значения напряжения холостого хода, тока короткого замыкания и эффективности преобразования (КПД).

Наибольшее влияние на КПД солнечного элемента оказывает легирование базы фотоэлемента. При росте легирования падение эффективности происходит за счет снижения тока короткого замыкания. Снижение легирования приводит к уменьшению напряжения холостого хода. Фосфид галлия играет роль широкозонного окна для кремниевого фотоэлемента. Для получения максимального КПД слой GaP должен быть тонким (не более 50 нм) и слабо легированным (не более 10^{17}см$^{-3}$).

Литература

1. J. F. Geisz, J. M. Olson, D. J. Friedman, K. M. Jones, R. C. Reedy, and M. J. Romero, “Lattice-Matched GaNPAs-on-Silicon Tandem Solar Cells” the 31st IEEE Photovoltaics Specialists Conference and Exhibition Lake Buena Vista, Florida January 3–7, 2005;
2. A. Mui'tqoz, J. C. Duran and F. Flores, «Band discontinuities for the (II0)-interfacesof semiconductor heterojunctions» Surface Science 181 (1987) L200-L204;
3. http://www.matprop.ru/.

Исследование спектров фотоионизации примесных ионов резонансной СВЧ методикой

Павлов В. В.[1], Семашко В. В.[1], Рахматуллин Р. М.[1], Ефимов В. Н.[1], Марисов М. А.[1], Гориева В. Г.[1], Шнайдман С. А.[1], Морозов О. А.[1]

[1] К Ф У

Эл. почта: vitaly.v.pavlov@gmail.com

В большинстве твердотельных активных материалов УФ и ВУФ диапазона, работающих на основе 5d-4f переходов, происходит деградация оптических и лазерных свойств в процессе эксплуатации из-за различных фотодинамических процессов, связанных с высокой энергией квантов используемых излучений. Исследования показали, что среди основных причин деградации оптических свойств лазерного излучения можно выделить поглощение из возбужденного состояния (ПВС), сопровождаемое ионизацией активаторных ионов и образованием центров окраски (ЦО) [1].

Целью настоящей работы является демонстрация возможностей бесконтактной микроволновой резонаторной методики для исследования фотодинамических процессов в активированных кристаллах. Данная методика основана на исследовании изменений диэлектрических свойств активных лазерных сред, возникающих при фотоионизации примесного иона в процессе генерации лазерного излучения [2]. Она позволяет исследовать такие явления как фотопроводимость и фотодиэлектрический эффект. Реализация гомодинной схемы детектирования отраженной от резонатора СВЧ мощности и применение в качестве детектора квадратурного балансного смесителя позволили нам разделить при детектировании изменения действительной и мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости активных материалов, возникающие при интенсивном лазерном воздействии.

Резонансная СВЧ методика была апробирована нами для исследования фотодинамических процессов, а именно для определения спектров поглощения из возбужденных 5d-состояний, приводящих к фотоионизации примесных ионов в кристалле Ce:YAG. Нами были исследованы с высоким наносекундным временным разрешением кинетики процессов с участием фотоиндуцированных носителей заряда – изменения концентрации свободных электронов в зоне проводимости матрицы-основы и концентрации электронов на дефектах кристаллической решетки. Было определено характерное время жизни электронов в зоне проводимости 50 нс. Регистрация сигнала фотопроводимости в зависимости от длины волны и плотности энергии возбуждения позволила определить вид спектра фотоионизации ионов Ce^{3+} в исследуемом кристалле. Полученные спектр фотоионизации хорошо согласуется с более ранними исследованиями спектров ПВС методом накачки-зондирования и спектров проводимости исследуемого кристалла, с помощью накладных электродов.

Стоит отметить, что данная микроволновая резонансная методика применима не только для исследования диэлектрических кристаллов и полупроводников, но и для исследования различных фотоиндуцированных процессов в биологических объектах, например явления фотосинтеза.

Литература

1. Семашко В. В., Проблемы поиска новых твердотельных активных сред ультрафиолетового и вакуумно-ультрафиолетового диапазонов спектра: роль фотодинамических процессов, ФТТ, № 47, С. 1450 – 1454, 2005;
2. Брандт А. А., Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах, М.: Физматгиз, 404 с., 1963.

Влияние электрического поля на время жизни электронов в воздушной лазерной плазме

Шутов А. В.[1], Зворыкин В. Д.[1], Левченко А. О.[1], Сметанин И. В.[1], Устиновский Н. Н.[1]

[1]ФИАН

Эл. почта: shutovalexei@gmail.com

Изучение плазмы, создаваемой в атмосферном воздухе импульсным лазерным излучением, представляет интерес для широкого круга задач, например, инициирования высоковольтного разряда, в том числе для активной молниезащиты, или передачи электромагнитного излучения СВЧ диапазона по плазменным волноводам [1]. В данной работе экспериментально и теоретически исследовалось влияние электростатических полей в широком диапазоне напряженностей на процессы, протекающие в низкотемпературной плазме. С помощью методики измерения электрической проводимости в плазме, создаваемой 100-фс УФ импульсами, было показано, что увеличение поля ведёт к уменьшению скорости гибели электронов в реакциях трехчастичного прилипания. Получена экспериментальная зависимость характерного времени прилипания от напряженности электрического поля. Другая часть работы посвящена теоретическому исследованию процессов термализации электронов в описываемых условиях. В результате решения кинетического уравнения для функции распределения электронов, показано что за время ~2 нс устанавливается квазистационарный энергетический спектр, определяемый в первую очередь электрическим полем и сечениями неупругих столкновений электронов с молекулами кислорода и азота в основном и возбужденных состояниях.

Литература

1. Zvorykin V. D., Levchenko A. O., Shutov A. V., et. al., Long-distance directed transfer of microwaves in tubular sliding-mode plasma waveguides produced by KrF laser in atmospheric air // Phys. Plasmas. V. 19. P. 033509. 2012.

Пространственная динамика сильного поля светового импульса из малого числа колебаний в условиях возбуждения плазмы в диэлектрической среде

Штумпф С. А.[1]
[1]И Т М О
Эл. почта: stumpf@rain.ifmo.ru

Развитие нелинейной оптики импульсов из малого числа колебаний светового поля, экспериментально получаемых сегодня уже во многих научных лабораториях, ставит новые задачи по создании теории взаимодействия таких предельно коротких импульсов (ПКИ) с веществом. Одной из таких задач является построение математической модели распространения в диэлектрических средах полей ПКИ настолько силь-ных, что оптические электроны вещества становятся квазисвободными, но разрушение среды из-за скоротечности взаимодействия и малой энергии ПКИ не происходит.

К настоящему времени разработан ряд моделей генерации плазмы в диэлектрических средах в поле фемтосекундного излучения, содержащего большое число колебаний оптического поля. Эти модели, основанные на рассмотрении динамики огибающих световых волн, позволили изучить процессы зарождения филаментов, локализации плазменного канала и т.п. в поле длинных импульсов. Однако применение метода медленно меняющейся огибающей импульса для ПКИ, например, содержащего всего одно полное колебание поля, становится неплодотворным, поскольку понятие огибающей для ПКИ теряет свое физическое со-держание.

Ранее нами было выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии. На основе анализа решений этого уравнения изучены условия доминирования различных физических факторов при самовоздействии ПКИ и приведены иллюстрации диапазонов интенсивности, длительности и спектрального состава излучения, когда плазменная нелинейность среды становится преобладающей. Показано, что модель корректно описывает возрастание коэффициента нелинейного показателя преломления оптической среды в фиолетовой части видимого спектра излучения и ближнем УФ-диапазоне. Также с помощью этой модели объяснён ряд особенностей генерации низкочастотного терагерцового излучения при оптическом пробое воздуха двуцветным фемтосекундным излучением, в частности, квазипериодическая зависимость длины плазменного филамента от исходной временной расстройки между фемтосекундными импульсами на основной и удвоенной частотах.

В настоящей работе методами численного моделирования описанного полевого уравнения определены особенности уширения спектра излучения в высокочастотную область спектра при оптическом пробое газа сильными полями фемтосекудных световых импульсов. В частности, показана роль дисперсии коэффициента нелинейного показателя преломления вещества в высокочастотной области оптического диапазона, которая приводит к ограничению генерации высокочастотных компонент и препятствует развитию явления «обрушения фронта» лазерного импульса. Результаты сопоставлены

с экспериментальными данными по измерению параметров уширения спектра в элегазе (гексафторид серы).

Оценка вероятности неполного покрытия квазаров облаками молекулярного водорода при формировании абсорбционных систем в спектрах квазаров

Офенгейм Д. Д.[1], Иванчик А. В.[2], Каминкер А. Д.[2]

[1] СПбГПУ

[2] ФТИ

Эл. почта: ddofengeim@gmail.com

До недавнего времени при анализе абсорбционных систем, наблюдаемых в спектрах космологически удаленных квазаров, считалось, что угловые размеры облаков межзвездного и межгалактического газа, расположенных на луче зрения квазар-наблюдатель, во много раз превышают угловые размеры квазаров, которые до сих пор считаются точечными объектами из-за их космологической удаленности. Однако недавно при исследовании молекулярных абсорбционных систем в спектре квазара Q1232+083 [1], было показано, что взаимно согласованные значения физических параметров молекулярных облаков, можно получить в предположении, что угловые размеры квазара сравнимы с угловыми размерами молекулярного облака. При этом часть регистрируемого телескопом излучения квазара может проходить мимо облака, не поглощаясь молекулами H_2, что приводит к видимому уменьшению глубины линий поглощения и, тем самым, переопределению физических параметров облака, например, лучевой концентрации молекул H_2. Позднее был обнаружен второй квазар с аналогичными свойствами спектров поглощения [1]. Этот эффект получил название *неполного покрытия* квазара поглощающим облаком.

В настоящей работе, при достаточно широких предположениях о соотношении размеров молекулярных облаков и области формирования широких эмиссионных линий в окрестности квазара, оценена вероятность обнаружения эффекта *неполного покрытия*, при систематическом поиске такого явления в наблюдаемых абсорбционных системах H_2 в спектрах квазаров. Для нескольких модельных распределений относительных размеров облака и квазара и угловых смещений направлений на их центры построено распределение величины т.н. *фактора непокрытия f*, равного отношению светового потока, прошедшего мимо облака и зарегистрированного телескопом, к полному световому потоку от данного квазара, который был бы зарегистрирован в отсутствие облака. Показано, что нижняя граница вероятности (частоты) обнаружения эффекта *неполного покрытия* в спектрах квазаров составляет около *10%*. В реальности частота обнаружения может оказаться значительно больше этой границы, что является дополнительным подтверждением сделанного предположения (см. выше) и дает основание для дальнейшего систематического поиска данного эффекта.

Литература

1. Balashev S. A., Petitjean P., Ivanchik A. V., Ledoux C., Srianand R., Noterdaeme P., Varshalovich D. A., Partial coverage of the broad-line region of Q1232+082 by an intervening H_2-bearing cloud, MNRAS, 418,357-369, 2011.

Стабилизация атома в сильном неклассическом электромагнитном поле

Богацкая А. В.[1], Попов А. М.[1]

[1]М Г У

Эл. почта: annabogatskaya@gmail.com

Одним из наиболее интересных эффектов, возникающих вследствие нелинейного взаимодействия высокоинтенсивного электромагнитного излучения с веществом на атомно-молекулярном уровне, является эффект стабилизации атомной системы в сильных элетромагнитных полях. Согласно современным представлениям, существует два различных механизма стабилизации: интерференционная стабилизация и стабилизация Крамерса-Хеннебергера (КХ) [1,2]. В обоих случаях стабилизация возникает в результате существенной перестройки атомных состояний в присутствии внешнего сильного электромагнитного поля и формирования атома, «одетого» полем, структура энергетического спектра которого может существенно отличаться от спектра свободного атома. До настоящего времени вопрос о возникновении стабилизации атомной системы рассматривался в основном в приближении классического электромагнитного поля. Однако, экспериментальное наблюдение макроскопически интенсивных сжатых состояние электромагнитного поля делает актуальным исследование атомной динамики в высокоинтенсивных неклассических полях.

В работе теоретически исследуется динамика в сильном неклассическом поле состояния атома, взаимодействующего с одной модой электромагнитного поля, для случая его однофотонной связи с континуумом. В оптическом диапазоне частот такая ситуация реализуется для отрицательных атомных ионов. Рассмотрено явление перестройки атомного спектра и формирование атома, «одетого» полем, продемонстрировано возникновение стабилизации, аналогичной стабилизации КХ в сильном классическом электромагнитном поле, исследованы особенности стабилизации для различных квантовых состояний электромагнитного поля.

Известно [3,4], что в классических электромагнитных полях стабилизацию КХ можно рассматривать как результат когерентного перезаселения континуума свободно-свободными переходами и интерференции переходов различного порядка многофотонности из начального состояния дискретного спектра $\left|g\right\rangle$ в конечное состояние континуума $\left|E\right\rangle$ с энергией $E=\omega-I$ - потенциал ионизации, ω - частота поля). Аналогичный подход может быть развит и для случая неклассических состояний электромагнитного поля. В данной работе мы ограничились лишь рассмотрением интерференции прямых однофотонных переходов в континуум и трехфотонных переходов через промежуточное состояние континуума.

В третьем порядке теории возмущений нами получено выражение для вероятности ионизации в единицу времени

$$\dot{W}_i = 2\pi\left|\left\langle E\left|d\right|g\right\rangle\right|^2\frac{\varepsilon_0^2}{2}\left[\left\langle k\right\rangle-\pi^2\varepsilon_0^2\left|\left\langle E\left|d\right|E+\omega\right\rangle\right|^2(\left\langle k^2\right\rangle-\left\langle k\right\rangle)\right], \quad (1)$$

где $\left\langle E\left|d\right|g\right\rangle$ - дипольные матричные элементы, $\left\langle k\right\rangle$, $\left\langle k^2\right\rangle$ среднее и среднее квадрата числа квантов в полевой моде, определяемые статистикой фотонов, $\varepsilon_0=\sqrt{4\omega^4/\pi^2\ c^3}$ –нормировочная константа.

В физически важном случае когерентного состояния полевой моды из (1) имеем

$$\dot{W}_i = 2\pi \left|\langle E \mid d \mid g \rangle\right|^2 \frac{\varepsilon_0^2}{2} \langle k \rangle \left[1 - \pi^2 \varepsilon_0^2 \left|\langle E \mid d \mid E+\omega \rangle\right|^2 \langle k \rangle\right], \quad 2)$$

т.е. с увеличением числа квантов в полевой моде наблюдается насыщение вероятности ионизации, или эффект стабилизации. Порог стабилизации есть:

$$\langle k \rangle^{(threshold)} \varepsilon_0^2 \approx \frac{1}{\pi^2 \left|\langle E \mid d \mid E+\omega \rangle\right|^2}, \quad (3)$$

Сравнивая пороги стабилизации для различных квантовых состояний электромагнитного поля, легко показать, что они примерно одинаковы для случая фоковского и когерентного состояний при большом среднем числе квантов. Однако для случая состояния сжатого вакуума порог стабилизации понижается примерно в 3 раза.

Таким образом, в данной работе показано, что явление стабилизации КХ, определяемое нелинейностью матричного элемента перехода в континуум, возникает и в неклассическом электромагнитном поле, причем порог эффекта в случае «сжатых» полей оказывается ниже, чем для классического состояния поля.

Литература

1. Fedorov M. V. Atomic and free electrons in a strong light field, World-Scientific, Singapore, 1998;
2. Popov A. M., Tikhonova O. V., Volkova E. A., Strong-field atomic stabization: numerical simulation and analytical modeling, J. Phys. B, V.36, P. R125, 2003;
3. Popov A. M., Tikhonova O. V. and Volkova E. A., A Hydrogen atom in a strong laser field, Laser Phys., V.10, P.188, 2000;
4. Tikhonova O. V., Popov A. M. and Fedorov M. V., Continuum-interference mechanism of strong field atomic stabilization, Phys.Rev.A, V.65, P.053404, 2002.

Ближнепольная микроскопия решеток на основе стеклометаллических нанокомпозитов

Синев И. С.[1,2], Липовский А. А.[3], Самусев А. К.[2,1]

[1] Ф Т И

[2] И Т М О

[3] С П б А У Н О Ц Н Т

Эл. почта: vnsnv@yandex.ru

Стеклометаллические нанокомпозиты (СНК) — стекла и другие диэлектрические среды, содержащие металлические наночастицы,— являются исключительно многообещающими материалами для применения в фотонике. Это обусловлено их с уникальными оптическими свойствами, которые могут контролироваться не только выбором различных металлов и диэлектрических матриц, но и путем изменения размера, формы и концентрации металлических кластеров. Благодаря наличию поверхностного плазмонного резонанса на наночастицах[1], а следовательно, сильной локализации электрических полей вблизи наночастиц СНК также демонстрируют высокую оптическую нелинейность [2], представляющую большой интерес для приложений в фотонике.

Перспективность СНК связана не только с их оптическими свойствами, но и с возможностью их модификации для создания пространственных структур с заданными параметрами. Недавние исследования показали, что серебряные, золотые и медные [3] наночастицы, помещенные в матрицу стекла, могут быть удалены при приложении постоянного внешнего электрического поля — так называемый процесс стимулированного электрополевого растворения (ЭПР). Это явление создает дополнительные возможности для создания различных структур на основе СНК, поскольку ЭПР позволяет контролировать локальное распределение наночастиц в приповерхностном слое, а следовательно, и оптическую плотность приповерхностной области нанокомпозита [4], создавая при этом заданный двумерный профиль коэффициента пропускания (так называемый метод электро-полевой печати).

К настоящему моменту была продемонстрирована возможность создания фотонных структур субмикронного масштаба[5], что позволяет использовать эти материалы для создания дифракционных структур оптического диапазона, элементов интегральной оптики и др. В то же время, величина предельного разрешения данного метода была до сих пор неизвестна. В случае возможности достижения субволнового разрешения, процесс электро-полевой печати может быть использован для создания планарных метаматериалов, элементов плазмонных волноводов, не обладающих частотой отсечки и других плазмонных наноструктур.

Для выяснения предельного разрешения метода электро-полевой печати в данной работе была изготовлена решетка из СНК на основе серебряных наночастиц с минимальной толщиной штрихов порядка 100 нм. Исследование решетки проводилось методами спектроскопии пропускания, атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ). В ходе экспериментов по СБОМ решетка возбуждалась непрерывным лазерным излучением, которое после прохождения сквозь образец собиралась с помощью СБОМ-зонда, представляющего собой заостренное одномодовое оптическое волокно, на конце которого за счет напыления тонкого слоя металла создавалась субволновая апертура. Прошедшее излучение регистрировалось с помощью фотоэлектронного умножителя. Такая конфигурация позволяла получить разрешение картин СБОМ менее 100 нм.

В данной работе было показано, что в спектрах пропускания нанокомпозита наблюдается провал на длине волны около 400 нм, соответствующей плазмонному резонансу серебряных наночастиц. По этой причине в эксперименте по СБОМ были использованы три лазера с длинами волн 405, 532 и 633 нм, позволившие продемонстрировать сильную спектральную зависимость картин СБОМ. При возбуждении лазерами 633 и 532 нм наблюдались невысокие модуляции оптического сигнала вблизи штрихов решетки (порядка 10%), связанные с дифракцией света. В то же время, при возбуждении лазером 405 нм в картинах пропускания наблюдались резкие провалы, модуляция интенсивности в которых варьировалась от 20 до 50 % в зависимости от толщины штриха. В частности, на штрихе толщиной 100 нм наблюдалась модуляция 20 %, что свидетельствует о наличии в нем металлических наночастиц.

Таким образом, в работе впервые было продемонстрировано, что метод электрополевой печати позволяет получать структуры из СНК с минимальным размером порядка 100 нм, что значительно расширяет области применения таких материалов.

Литература

1. Schmid G. Nanoparticles: From Theory to Applications, Wiley-VCH, Weinheim (2004);
2. Halonen M, Lipovskii A. A., Svirko Yu. P. Femtosecond absorption dynamics in glass-metal nanocomposites, Opt. Express vol. 15, p. 6840-6845 (2007);
3. Deparis O., Kazansky P. G., Podlipensky A., Abdolvand A., Seifert G., Graener H. Evolution of poling-assisted bleaching of metal-doped nanocomposite glass with poling conditions Applied Physics Letters vol. 86 p. 261109 (2005);
4. Lipovskii A., Melehin V. and Petrikov V. Electric-field-induced bleaching of ion-exchanged glasses containing copper nanoparticles. Technical Physics Letters vol 32 p. 275-277 (2006);
5. Lipovskii A. A., Kuittinen M., Karvinen P., Leinonen K., Melehin V. G., Zhurikhina V. V., Svirko Yu. P. Electric field imprinting of sub-micron patterns in glass–metal nanocomposites. Nanotechnology vol. 19, p. 415304 (2008).

СОДЕРЖАНИЕ

АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА И ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ 3

Безызлучательный резонансный перенос энергии между двумя квантовыми точками
Степашкина А. С., Самосват Д. М., Чикалова-Лузина О. П., Зегря Г. Г. 3

Нелинейное поглощение фемтосекундных световых импульсов при многофотонном резонансе в объемных кристаллах и наноструктурах
Идрисов Э. Г., Перлин Е. Ю., Елисеев К. А., Халилов Я. Т. 4

Формирование откликов ядерной спиновой системы в магнито-упорядоченном веществе при воздействии импульсного и постоянного магнитных полей
Клёхта Н. С., Плешаков И. В. 5

Влияние структурного фактора на конфигурацию линейных вихрей в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде
Поцелуев К. А., Зеликман М. А. 7

Расчет диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа с несколькими промежуточными фазами постоянного состава
Панов Г. А., Захаров М. А. 8

Моделирование свойств полупроводниковых наноструктур методом молекулярной динамики
Подольская Н. И., Жмакин А. И., Дубровский В. Г. 9

Термодинамика бинарных растворов на основе обобщенной решеточной модели
Бараблин Д. О., Захаров М .А. 9

Радиационные эффекты в структурах стабилизации ВАХ кремниевых детекторов релятивистских частиц
Фадеева Н. Н., Еремин В. К., Вербицкая Е. М., Теруков Е. И. 10

Аномалия в температурной зависимости магнитосопротивления 2D-электронного газа в высокоподвижном Si-MOSFET
Моргун Л. А., Омельяновский О. Е., Кунцевич А. Ю., Пудалов В. М. 11

Топологические инварианты и нулевые фермионные моды в топологических сверхпроводниках.
Силаев М. А. 12

Уравнение состояния в континуальной модели бинарных растворов
Шнайдер А. А., Захаров А. Ю. 14

АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И ФИЗИКА ПЛАЗМЫ 16

Ускорение релятивистских частиц в окрестности сходящихся ударных волн.
Гладилин П. Е., Быков А. М., Осипов С. М. 16

Исследование частиц гало темной материи в поле начальных возмущений

Семенов В. А. 17

Колебания и их затухание в сверхтекучих нейтронных звездах
Кантор Е. М., Гусаков М. Е., Чугунов А. И., Gualtieri L. 18

Численное моделирование столкновительной и радиационной накачки H_2O мазеров в окрестностях звезд позднего спектрального класса
Нестеренок А. В. 19

Генерация магнитного поля в галактических молекулярных облаках
Киселев А. М., Истомин Я. Н. 19

Особенности начальной фазы 24-го цикла солнечной активности
Откидычев П. А., Скорбеж Н. Н. 20

Влияние сверхтекучести нейтронов на эволюцию вращения нейтронных звёзд
Гогличидзе О. А., Барсуков Д. П., Цыган А. И. 21

О природе крупномасштабной фотометрической активности звезды типа Т Тельца V1184 Tau
Барсунова О. Ю., Гринин В. П., Архаров А. А., Сергеев С. Г. 22

Новый класс колебательных g-мод и конвективная неустойчивость в нейтронных звездах
Кантор Е. М., Гусаков М. Е. 23

Реголит на поверхностях галилеевых спутников и его вклад в кривые блеска
Клянчин А. И., Прокофьева-Михайловская В. В., Сергеева Е. А. 23

Об определении энергетических спектров высокоскоростных электронов солнечных вспышек на основе данных их тормозного излучения
Моторина Г. Г. 24

Карта спектрального индекса Крабовидной туманности в оптическом диапозоне
Долиндо Н. И., Шибанов Ю. А. 25

Метод прямого моделирования для многокомпонентной плазмы
Карпов С. А., Бобылев А. В., Потапенко И. Ф. 26

Астрофизика, космология и фундаментальная физика при помощи наземных детекторов гравитационных волн
Мандель И. 27

Прецизионные расчёты спектроскопических свойств молекулы диуглерода для астрофизических исследований
Невский Д. А., Тулуб А. В., Скрипников Л. В., Титов А. В. 27

Динамика пучка ускоренных электронов и диагностика вспышечной плазмы по результатам анализа жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированного спектрометром BATSE
Ватагин П. В., Чариков Ю. Е., Кудрявцев И. В. 28

Поступательно-вращательное движение звезд в тесных двойных системах
Медведева А. А. 29

Расчет спектроскопических свойств двухатомных молекул для экспериментов по поиску электрического дипольного момента электрона
Скрипников Л. В., Петров А. Н., Титов А. В. 29

Расчет P, T-нечетного взаимодействия в молекуле RaO

Кудашов А. Д., Петров А. Н., Скрипников Л. В., Мосягин Н. С. 30

БИОФИЗИКА 32

Влияние гетерогенности натриевых каналов на спайковую активность нейрона
Смирнова Е. Ю., Чижов А. В., Ким К. Х., Зайцев А. В. 32

Модифицированный фотон-корреляционный спектрометр для анализа биохимических реакции
Перевозник Д. С. 32

Моделирование структуры антимикробного пептида методом молекулярной динамики для рационального изменения последовательности с целью улучшения антибактериального действия
Родина Н. П., Елисеев И. Е. 34

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ И ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ 36

Распространение упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик
Фирсова Т. О. 36

О возможности применения пористого фосфида индия в качестве буфера для пленок нитрида индия
Сычикова Я. А. 37

Получение и анализ структуры биосовместимых магнитных наноматериалов на основе металлооксидов
Гареев К. Г., Грачева И. Е., Мошников В. А. 39

Пористый фосфид индия – перспективный материал современной электроники
Сычикова Я. А. 40

Исследование структуры и люминесцентных свойств наночастиц YVO4:Eu
Колесников И. Е., Курочкин А. В., Мамонова Д. В. 41

Механизм переноса заряда в структуре Si/Al2O3/Al
Борисова Т. М., Кастро Р. А. 42

Применимость метода динамического рассеяния света для анализа размеров индивидуальных чстиц детонационного наноалмаза в коллоидных растворах
Швидченко А. В. 43

Исследование электрических свойств одиночных (GaMn)As нитевидных нанокристаллов
Гильштейн Е. П. 44

Брэгговская дифракция и аномалии Вуда в гибридных структурах опал/$Ge_2Sb_2Te_5$.
Яковлев С. А. 45

Исследование фотоэлектрического преобразователя на основе массивов GaAs:Be нитевидных нанокристаллов
Безнасюк Д. В., Буравлёв А. Д. 46

Получение пленок оксида кремния содержащих наночастицы кремния методом магнетронного распыления в атмосфере силана и аргона

Кукин А. В., Гусев О. Б., Давыдов В. Ю., Смирнов А. Н., Теруков Е. И., Ундалов Ю. К. 48

Получение, исследование и моделирование образования коллоидных квантовых точек сульфида свинца
Матюшкин Л. Б. 49

Исследование процессов накопления и релаксации заряда в композитных пленках полипропилена
Фомичева Е. Е. 50

Перенос энергии электронного возбуждения молекул эозина, родамина 6Ж и эритрозина в гидрозоле серебра
Тихомирова Н. С., Цибульникова А. В. 52

Создание и диагностика газочувствительных наноматериалов на основе металлооксидов, полученных осаждением из паровой фазы
Воробьев Д. М., Соболева Е. А., Грачева И. Е., Мошников В. А. 53

Создание функциональных наноматериалов на основе метталлоксидов с иерархической структурой
Абрашова Е. В., Зыгарь К. В., Грачева И. Е. 55

Формирование и исследование металлооксидных систем методом локального анодного окисления для применения в газочувствительных сенсорах
Старцева А. В., Максимов А. И. 56

Рентгеновские исследования ультрадисперсных алмазов
Шарков М. Д., Бойко М. Е., Ивашевская С. Н., Белякова Н. С. 57

Биополимерные пленки на основе хитозана с наноразмерными включениями
Бобрицкая Е. И. 58

Одноэлектронный транзистор с механическими степенями свободы
Князев Д. А., Пашкин Ю. А., Ли Т. Ф., Астафьев О. В., Цай Дж.Ш. 60

Возбуждение и распространение поверхностных плазмон-поляритонов в конических Au/Ag структурах
Васильченко В. Е., Харинцев С. С., Салахов М. Х. 61

Оптические антенны с субволновой решеткой для генерации ближнего поля
Рогов А. М., Харинцев С. С., Салахов М. Х. 62

Низкотемпературный рост прозрачных проводящих слоев оксида индия-олова в бескислородной среде методом ВЧ-магнетронного распыления
Кудряшов Д. А., Гудовских А.С, Зеленцов К. С. 63

Кинетика окрашивания электрохромных материалов и устройств на их основе, полученных методами золь-гель технологии
Ширшнев П. С., Колобкова Е. В., Непоклонов В. К., Мацкевич А. О., Сохович Е. В. 64

Исследование влияния химической пассивации поверхности на электрофизические свойства GaAs нанопроводов методами сканирующей зондовой микроскопии
Алексеев П. А., Дунаевский М.С, Львова Т. В., Улин В. П., Титков А. Н. 66

Особенности влияния импульсного электрического поля на рост наночастиц серебра в фото-термо-рефрактивных стеклах.
Ширшнев П. С., Никоноров Н. В., Игнатьев А. И. 67

Влияние термического отжига на свойства плёнок ZnO:B выращенных методом газофазной эпитаксии.
Семерухин М. Ю., Кудряшов Д. А., Зеленцов К. С., Андроников Д. А., Терукова Е. Е. 68

Особенности тонких пленок a-Si_xC_{1-x}:H используемых в качестве буферных слоев тонкопленочных солнечных элементов на основе кремния
Семенов А. В., Абрамов А. С., Афанасьев В. П., Давыдов В. Ю., Теруков Е. И. 70

Оптимизация синтеза фотонных кристаллов на основе диоксидов кремния и ванадия
Ахмадеев А. А., Сарандаев Е. В., Салахов М. Х. 71

Исследование вольт-амперных характеристик квазиодномерных наноструктур на основе фуллеренов C_{60}
Павлов С. И., Брунков П. Н., Нестеров С. И., Танклевская Е. М., Нащекин А. В. 72

Влияние концентрации наночастиц серебра на плазмонный перенос энергии в порах силикагеля С-80 и пленках ПВС.
Цибульникова А. В., Тихомирова Н. С. 74

Особенности роста нитевидных нанокристаллов GaAs в линейных мезаструктурах
Петров В. А., Сошников И. П., Цырлин Г. Э., Самсоненко Ю. Б., Буравлев А. Д., Задиранов Ю. М., Ильинская Н. Д., Трошков С. И. 75

Электрические свойства системы наночастиц нитрита натрия, введенных в пористый оксид алюминия
Алексеева Н. О. 77

Новые возможности исследования структур на основе III-N электронно-зондовыми методами
Кузнецова Я. В., Заморянская М. В. 78

ПОВЕРХНОСТЬ 80

Исследования одиночных слоев графена при помощи атомно-силовой микроскопии
Севрюк В. А., Брунков П. Н., Вересов С. О. 80

Сверхтонкие магнитные пленки железа, кобальта и их сплавов на поверхности кремния
Гребенюк Г. С., Попов К. М., Пронин И. И. 81

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ, СВЕТОДИОДЫ И ФОТОПРИЕМНИКИ 83

Получение методом газофазной эпитаксии твердых растворов согласованных по постоянной решетки с подложкой фосфида индия и их исследование
Свистунов А. Н., Лёвин Р. В., Маричев А. Е. 83

Излучательные характеристики полупроводниковых инжекционных лазеров на основе тонких асимметричных волноводов
Червинский С. Д. 84

Исследование температурных зависимостей характеристик быстродействующих полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм
Павлов М. М., Бобров М. А., Блохин С. А., Кузьменков А. Г., Малеев Н. А. 85

Влияние оптических потерь на динамические характеристики вертикально-излучающих лазеров диапазона 850 нм
Бобров М. А., Блохин С. А., Малеев Н. А., Павлов М. М. 86

Влияние температурных воздействий на свойства фоточувствительных структур металл-AlGaN
Ламкин И. А., Тарасов С. А., Жмерик В. Н., Петров А. А. 87

Лазер с асимметричными барьерами: первое экспериментальное исследование
Зубов Ф. И., Жуков А. Е., Крыжановская Н. В., Шерняков Ю. М., Максимов М. В., Семёнова Е. С., Ювинд К., Асрян Л. В. 88

Фотовольтаический детектор на основе гетероструктуры II типа с глубокой квантовой ямой AlSb/InAsSb/AlSb в активной области для среднего инфракрасного диапазона
Коновалов Г. Г., Михайлова М. П., Андреев И. А., Моисеев К. Д., Иванов Э. В., Михайлов М. Ю., Яковлев Ю. П. 90

Влияние процессов самонагрева на эффективность люминесценции наногетероструктур на основе полупроводниковых нитридов
Менькович Е. А., Тарасов С. А., Курин С. Ю., Ламкин И. А. 91

Получение ультрафиолетовых светодиодов методом хлоридно-гидридной эпитаксии
Курин С. Ю., Макаров Ю. Н., Тарасов С. А., Менькович Е. А. 92

Явление многоуровневой генерация в лазерах на квантовых точках: аналитический и экспериментальный подход
Коренев В. В., Савельев А. В., Жуков А. Е., Омельченко А. В., Максимов М. В., Шерняков Ю. М. 94

Исследование активных сред УФ диапазона спектра на основе твердых растворов
Кучаев Э. К., Низамутдинов А. С., Семашко В. В., Кораблева С. Л. 95

Неисчезающая задержка включения в лазерах на квантовых точках
Колыхалова Е. Д., Дюделев В. В., Дерягин А. Г., Максимов М. В., Надточий А. М., Кучинский В. И., Михрин С. С., Лившиц Д. А., Викторов Е. А., Эрню Т., Соколовский Г. С. 96

ПРИБОРЫ И МАТЕРИАЛЫ ТГЦ И СВЧ ДИАПАЗОНА 98

Анализ зонной диаграммы гетероструктур AlInSb/InSb и особенности их роста методом МПЭ
Гаврилов А. С. 98

Перестраиваемый генератор сверхвысокочастотного сигнала на основе спин-волновой линии задержки
Дроздовский А. В. 99

Перестраиваемый узкополосный СВЧ фильтр на спиновых волнах
Устинов А. Б., Ковшиков Н. Г., Калиникос Б. А. 100

К вопросу о выборе архитектуры активных микрополосковых антенн для автодинных датчиков КВЧ диапазона
Люлякин А. П., Юрчкенко В. И. 101

ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ 103

U-минус центры платины в стеклообразном селениде мышьяка
Рабчанова Т. Ю. 103

Примесные центры, образующиеся в результате ядерных превращений в стеклообразных халькогенидах мышьяка
Кожокарь М. Ю. 105

Исследование атомов железа в GaAs и GaP методом эмиссионной мёссбауэровской спектроскопии.
Николаева А. В. 106

Изучение пространственной и зарядовой корреляции центров хрома в кристалле стронция методом электронного парамагнитного резонанса
Неверова Е. В., Бадалян А. Г., Трепаков В. А. 107

Метод ЭПР для исследования и диагностики материалов, перспективных для использования в квантовой электронике ($PbGa_2S_4$, ZnSe).
Крамущенко Д. Д, Асатрян Г. Р., Баранов П. Г. 109

Температурное сканирование спектров ОДМР NV дефектов в алмазе
Анисимов А. Н., Бабунц Р. А. 110

ОДМР исследования монокристаллов ZnO, содержащих примесные ионы железа
Гурин А. С, Романов Н. Г., Толмачев Д. О. 112

Поглощение ультразвука на ян-теллеровских центрах в кубических кристаллах в магнитном поле
Барышников К. А. 113

Разработка сверхчувствительных квантовых сенсоров на основе вакансионных центров и их комплексов в SiC для исследования свойств биоматериалов
Солтамов В. А., Солтамов А. А., Баранов П. Г. 115

Исследование дефектной структуры пленок CdHgTe, выращенных МЛЭ на подложках Si и GaAs
Шиляев А. В., Мынбаев К. Д., Баженов Н. Л. 116

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГИДРО И АЭРОДИНАМИКИ 118

Моделирование течения газа в цилиндрических каналах высоковольтных плазмотронов со стержневыми электродами
Боровской А. М. 118

Течение жидкости в микро- и наноканалах на примере воды. Моделирование методом молекулярной динамики
Подольская Н. И., Жмакин А. И. 119

Транспорт и испарение капель в системах ионизации масс-спектрометров при атмосферном давлении в условиях вращения газа и поперечного «вытягивания» ионов
Фомина Н. С., Масюкевич С. В., Кретинина А. В., Лапушкин М. Н., Галль Н. Р. 120

Моделирование течений гетерогенных сред с учетом межфазного массообмена при изменении давления
Чернышев А. С., Петров Н. В. 121

Применение оптоакустического метода со спектрально-временным стробированием для создания датчика неконтактного определения состава многокомпонентных смесей
Анохин С. Л., Марков В. А., Петров В. М. 123

Спектральная методика характеризации гетероинтерфейса AlInP/InGaP в солнечных элементах на основе InGaP.
Морозов И. А., Гудовских А. С., Зеленцов К. С. 124

Использование сверхкритического эндотермического топлива
Михайлов А. М. 125

Емкостные методы исследований для характеризации гетерограницы GaInP/Ge в многопереходных солнечных элементах
Зеленцов К. С., Гудовских А. С., Кудряшов Д. А. 127

Плазмохимические методы снижения содержания смол в синтез-газе
Субботин Д. И., Лернер А. С., Кучина Ю. А 128

Физико-технические аспекты и технологии эффективного использования активных сегнетопьезоэлектриков в альтернативной энергетике
Зубцов В. И., Кляшторная Е. А., Зубцова Е. В. 130

Увеличение мощности излучения светодиодов (λ = 1.7-2.4 мкм) за счет изменения направления световых потоков в гетероструктуре GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb
Золотухин А. В., Шерстнев В. В., Савельева К. А., Гребенщикова Е. А., Серебренникова О. Ю., Ильинская Н. Д., Слобожанюк С. А., Иванов Э. В., Яковлев Ю. П. 132

Микроскопический механизм магнитно-индуцированного смешивания тяжелых дырок в симметричных квантовых точках
Дурнев М. В., Глазов М. М., Ивченко Е. Л. 134

Электролюминесцентные свойства светодиодов среднего ИК-диапазона (λ_{max}≈3.4 мкм) на основе гетероструктуры InAs/InAsSbP при температуре 20-200°C
Петухов А. А., Кижаев С. С., Стоянов Н. Д., Яковлев Ю. П. 135

Слабая локализация дырок в высокоподвижных гетероструктурах
Порубаев Ф. В., Голуб Л. Е. 137

Масса покоя электрона и энергетические уровни атомов, помещенных в фотонный кристалл
Хамадеев М. А., Гайнутдинов Р. Х., Салахов М. Х. 138

Определение высокочастотной проводимости двумерного электронного газа в структуре n-GaAs/AlGaAs бесконтактными способами
Малыш В. А., Дричко И. Л., Смирнов И. Ю., Дьяконов А. М., Торопов А. И. 139

Обменное усиление *g*-фактора в узкозонных квантовых ямах
Криштопенко С. С., Маремьянин К. В., Гавриленко В. И. 140

Люминесценция в массиве плазмонных наноантенн
Фёдоров И. А., Сарычев А. К. 141

Циклотронный резонанс в гетероструктурах на основе CdHgTe в сильных магнитных полях
Жолудев М. С., Terpe F., Orlita M., Алёшкин В. Я., Иконников А. В., Гавриленко В. И., Knap W., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А. 142

Фотопроводимость InGaN/GaN гетероструктур с множественными квантовыми ямами
Барановский М. В., Глинский Г. Ф. 144

Природа излучающих состояний в квантовых ямах CdSe/ZnSe с самоорганизованными квантовыми точками
Еременко М. В. 146

Вычисление электронной структуры ионов с двумя валентными электронами методом наложения конфигураций с поправками многочастичной теории возмущений
Коновалова Е. А., Козлов М. Г. 147

Междолинное смешивание в гетероструктурах Si/SiO_2
Миронова М. С., Глинский Г. Ф. 148

Резонансные оптические свойства периодической системы экситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs
Кунделев Е. В., Чалдышев В. В., Егоров А. Ю. 149

Спектр дырок в гетероструктурах Ge/Si с вертикально совмещенными квантовыми точками Ge
Блошкин А. А., Якимов А. И., Двуреченский А. В. 150

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ 152

Сохраняющиеся токи калибровочных полей высших спинов
Смирнов П. А. 152

Околопороговое рождение сигма-минус-гиперонов в *pn* взаимодействиях на ANKE/COSY
Шиков Е. Н. 153

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ В ФИЗИКЕ 155

Математическая модель гидридного фазового перехода на примере иттрия
Чернов И. А., Маничева С. В., Габис И. Е. 155

Численное моделирование процессов, протекающих при синтезе фуллеренов методом дугового разряда
Афанасьева А. С., Поняев С. А., Кржижановская В. В. 156

Критерий Иоффе-Регеля и диффузия колебаний в неупорядоченных системах
Бельтюков Я. М. 157

Компьютерное моделирование характеристик фотоэлектрических преобразователей на основе GaP/Si
Соснин Д. В., Кудряшов Д. А., Гудовских А. С. 158

Исследование спектров фотоионизации примесных ионов резонансной СВЧ методикой
Павлов В. В., Семашко В. В., Рахматуллин Р. М., Ефимов В. Н., Марисов М. А., Гориева В. Г., Шнайдман С. А., Морозов О. А. 160

Влияние электрического поля на время жизни электронов в воздушной лазерной плазме
Шутов А. В., Зворыкин В. Д., Левченко А. О., Сметанин И. В., Устиновский Н. Н. 161

Пространственная динамика сильного поля светового импульса из малого числа колебаний в условиях возбуждения плазмы в диэлектрической среде
Штумпф С. А. 162

Оценка вероятности неполного покрытия квазаров облаками молекулярного водорода при формировании абсорбционных систем в спектрах квазаров
Офенгейм Д. Д., Иванчик А. В., Каминкер А. Д. 163

Стабилизация атома в сильном неклассическом электромагнитном поле
Богацкая А. В., Попов А. М. 164

Ближнепольная микроскопия решеток на основе стеклометаллических нанокомпозитов
Синев И. С., Липовский А. А., Самусев А. К. 165

ДОКЛАДЧИКИ

Абрашова Е. В. *56*
Алексеев П. А. *67*
Алексеева Н. О. *79*
Анисимов А. Н. *112*
Анохин С. Л *126*
Афанасьева А. С. *160*
Ахмадеев А. А. *72*
Бараблин Д. О. *9*
Барановский М. В *147*
Барсунова О. Ю. *22*
Барышников К. А. *116*
Безнасюк Д. В. *47*
Бельтюков Я. М. *161*
Блошкин А. А *154*
Бобрицкая Е. И. *60*
Бобров М. А. *87*
Богацкая А. В. *168*
Борисова Т. М. *42*
Боровской А. М. *120*
Васильченко В. Е. *62*
Ватагин П. В. *29*
Воробьев Д. М. *54*
Гаврилов А. С. *100*
Гареев К. Г. *39*
Гильштейн Е. П. *44*
Гладилин П. Е. *16*
Гогличидзе О. А. *21*
Гребенюк Г. С. *82*
Гурин А. С *114*
Долиндо Н. И. *25*
Дроздовский А. В. *101*
Дурнев М. В *137*
Еременко М. В. *149*
Жолудев М. С. *146*
Зеленцов К. С *130*
Золотухин А. В. *135*
Зубов Ф. И. *90*
Зубцов В. И. *134*
Идрисов Э. Г. *4*
Кантор Е. М. *18, 23*
Карпов С. А. *26*
Киселев А. М. *19*
Клёхта Н. С. *6*
Клянчин А. И. *23*
Князев Д. А. *61*
Кожокарь М. Ю. *107*
Колесников И. Е. *41*
Колыхалова Е. Д. *98*
Коновалов Г. Г. *91*
Коновалова Е. А *150*
Коренев В. В. *96*
Крамущенко Д. Д *111*
Криштопенко С. С *143*
Кудашов А. Д. *31*
Кудряшов Д. А. *64*
Кузнецова Я. В. *80*
Кукин А. В. *48*
Кунделев Е. В. *153*
Курин С. Ю. *94*
Кучаев Э. К *97*
Ламкин И. А. *88*
Люлякин А. П. *103*
Малыш В. А. *142*
Мандель И. *27*
Матюшкин Л. Б. *50*
Медведева А. А. *29*
Менькович Е. А. *92*
Миронова М. С *151*
Михайлов А. М. *128*
Моргун Л. А. *11*
Морозов И. А *127*
Моторина Г. Г. *25*
Неверова Е. В. *110*
Невский Д. А. *28*
Нестеренок А. В. *19*
Николаева А. В. *108*
Откидычев П. А. *20*
Офенгейм Д. Д. *167*
Павлов В. В. *164*
Павлов М. М. *86*
Павлов С. И. *73*
Панов Г. А. *8*
Перевозник Д. С. *32*
Петров В. А. *77*
Петухов А. А *138*
Подольская Н. И. 9, *122*
Порубаев Ф. В. *140*
Поцелуев К. А. *7*
Рабчанова Т. Ю. *105*
Рогов А. М. *63*
Родина Н. П. *34*
Свистунов А. Н. *84*
Севрюк В. А. *81*
Семенов А. В. *71*
Семенов В. А. *17*
Семерухин М. Ю. *69*
Силаев М. А. *12*
Синев И. С. *170*
Скрипников Л. В. *30*
Смирнов П. А. *156*
Смирнова Е. Ю. *32*
Солтамов В. А *117*
Соснин Д. В *162*
Старцева А. В. *57*
Степашкина А. С. *3*
Субботин Д. И *131*
Сычикова Я. А. *38, 40*
Тихомирова Н. С. *53*
Устинов А. Б *103*
Фадеева Н. Н. *10*
Фёдоров И. А. *144*
Фирсова Т. О. *36*
Фомина Н. С *123*
Фомичева Е. Е. *51*
Хамадеев М. А *141*
Цибульникова А. В. *75*
Червинский С. Д. *85*
Чернов И. А. *159*
Чернышев А. С *124*
Шарков М. Д. *59*
Швидченко А. В. *43*
Шиков Е. Н. *157*
Шиляев А. В *119*
Ширшнев П. С. *65, 68*
Шнайдер А. А. *14*
Штумпф С. А. *166*
Шутов А. В. *165*
Яковлев С. А. *45*

Лицензия ЛР № 020593 от 07.08.97
Подписано в печать 16.10.2012. Формат 60х84/16.
Печать — ризограф. Усл. печ. л. 3,25. Уч.-изд. л. 3,25. Тираж 150. Заказ №

Отпечатано с готового оригинал-макета, предоставленного составителями,
в Цифровом типографском центре Издательства Политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 550-40-14,
Тел./факс: (812) 297-57-76