Конференция по физике и астрономии
для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада

ФизикА.СПб

Тезисы докладов

27 — 28 октября 2010 года

Санкт-Петербург
2010

Организатор

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Спонсоры

Российский фонд фундаментальных исследований

Российская академия наук

Фонд некоммерческих программ «Династия»

Программный комитет

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

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

Воробьев Леонид Евгеньевич (СПбГПУ)

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, IEEE LEOS)

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, IEEE LEOS) — председатель

Азбель Александр Юльевич (КЦФЕ)

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 2010 года продолжает традицию Итоговых семинаров по физике и астрономии по результатам конкурсов грантов для молодых ученых Санкт-Петербурга, проводившихся в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе и Научно-образовательном центре в течение более десяти лет, с середины 90-х. Конференция проводится при поддержке СМУС ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА И ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Поиск ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом

Ю. П. Брагинец

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Гатчина
тел.: (81371) 4-64-10; эл. почта: aiver@pnpi.spb.ru

В работе обсуждается эксперимент по поиску электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона с использованием дифракции в нецентросимметричном кристалле. Основное преимущество данного метода заключается в огромной величине внутрикристаллического электрического поля, возникающего при прохождении нейтрона через нецентросимметричный кристалл. В частности, в кристалле кварца величина поля может достигать 2 10^8 В/см [1].

Для исследования статистической и систематической точности данного метода, был проведен тестовый эксперимент [2]. Полученная оценка на ЭДМ составила $d_n = (2.5\pm\ 6.5_{stat}\pm5.5_{syst})\ 10^{-24}$ е·см. Чувствительность к ЭДМ в тестовом эксперименте $1{,}6\cdot10^{-23}$ е·см/сутки. Автором было проведено компьютерное моделирование данного эксперимента. Результаты данного модельного расчета показали, что чувствительность полномасштабной экспериментальной установки при использовании кристалла кварца с отражающей плоскостью (110), которая сейчас находиться в стадии изготовления, может быть увеличена в 60 раз по сравнению с тестовым экспериментом и составляет ~$2{,}5\cdot10^{-25}$ е·см/сутки. Дальнейшее продвижение по точности, еще как минимум на порядок, может быть связано с использованием других нецентросимметричных кристаллов (типа BSO) в накопительном варианте установки за счет многократного прохождения нейтрона через один и тот же кристалл.

Литература

1. Алексеев В. Л., Воронин В. В., Лапин Е. Г., Левушкин Е. К., Румянцев В. Л., Сумбаев О. И., Федоров В. В., ЖЭТФ 96 (1989) 1921.
2. V.V. Fedorov, M. Jentschel, I.A. Kuznetsov, E.G. Lapin, E. Leli`evre-Berna, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, S.Yu. Semenikhin, T. Soldner, F. Tasset, V.V. Voronin, Yu.P. Braginetz, Nucl. Phys. A **827** (2009) 538.

Исследование методом лазерной рефлектометрии кинетики адсорбции/десорбции Ga в системе AlGaN при молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией

***П. А. Асеев*[1], В. Н. Жмерик[2], А. М. Мизеров[2]**

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
тел: (911) 919-45-74, эл. почта: AseevPA@gmail.com
[2] Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-24

Производство светоизлучающих и фотоприемных приборов на основе широкозонных соединений AlGaN с рабочими длинами волн вплоть до глубокого ультрафиолетового (УФ) диапазона (до 210 нм) необходимо для проведения уникальных физических, медико-биологических исследований и развития новых технологий на основе УФ-фоточувствительных материалов [1]. Однако целый ряд научных и технологических задач эпитаксиального роста тройного соединения AlGaN все еще требует решения. К таким задачам относится кинетика роста этого соединения и для ее исследования необходимо развитие методов in-situ контроля скорости роста и морфологии поверхности растущих слоев. Метод лазерной рефлектометрии (ЛР) позволяет проводить такие исследования [2], и, кроме того, он может использоваться и в производственных установках для оперативного контроля роста приборных гетероструктур.

В данной работе методом ЛР с использованием нормально падающего излучения полупроводникового лазера с длиной волны 532нм и выходной мощностью 20мВт исследовалась кинетика процессов адсорбции/десорбции атомов Ga в отсутствии потока активированного азота, на поверхностях слоев AlN и GaN толщиной 1 мкм, выращенных на нитридизованной поверхности подложки c-Al_2O_3 молекулярно-пучковой эпитаксией с плазменной активацией (МПЭ ПА). Эксперименты проводились для температур подложки, менявшейся от 650 до 710°C, и различных экспозициях пучка Ga. Последние варьировались как за счет изменения плотности потока от 0,1 до 0,9 Монослоев/с, так и путем изменения времени осаждения от 2 до 600 с. Состояние поверхности также контролировалось методом дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ).

В ходе измерений интенсивности отраженного лазерного луча были обнаружены различные состояния адатомов Ga на поверхности слоев нитридов — либо в адсорбированном слое непосредственно на поверхности нитридов, либо в микрокаплях Ga, образующихся при превышении критических значений экспозиции поверхности потоком Ga. Отметим в этой связи уникальность метода ЛР, который, в отличие от ДОБЭ, детектировал образование капельной фазы Ga. Нами была разработана феноменологическая модель, описывающая поведение Ga на поверхности соединений AlGaN. В этой модели система уравнений баланса связывает входной поток и поток десорбции Ga через характерные времена кинетических процессов и значения толщин Ga-адатомов, входящих либо в адслой, либо в Ga-микрокаплю. В результате были рассчитаны потоки десорбции Ga из различных фаз и характерные толщины Ga-слоев, которые составили 2,7 и 2,9 Мс для поверхностей GaN и AlN, соответственно. Было обнаружено, что скорость десорбции Ga из капельной фазы значительно превышает поток десорбции Ga из Ga-адслоя, и, кроме того, скорость десорбции Ga с поверхности AlN выше по сравнению с десорбцией с поверхности GaN. Полученные зависимости скорости десорбции от температуры подложки хорошо аппроксимируются зависимостями аррениусовского вида. Анализ этих зависимостей показал, что энергия активации десорбции Ga с поверхности GaN составляет ~2,6 эВ и она практически равна аналогичной энергии для поверхности AlN. Следовательно, различие в скоростях десорбции определяется предэкспоненциальными множителями.

Таким образом, продемонстрирована эффективность ЛР для изучения кинетики роста AlGaN слоев, полученных методом МПЭ ПА в металлообогащенных условиях с формированием избытка Ga-адатомов на поверхности, что необходимо для достижения ее атомарно-гладкой морфологии.

Литература

1. M. S. Shur, R. Gaska, Proc. of SPIE, III-Nitride Based Deep Ultraviolet Light Sources, 6894 (2009).
2. A.M. Mizerov et al., Phys. Status Solidi C 7, 2046 (2010).

Нанопористый фосфид индия: изготовление и оптические свойства

А. В. Атращенко

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-32, эл. почта: astron@sbor.net

Развита технология электрохимического травления в материалах A^3B^5. Показано, что варьирование величины и частоты импульсного тока травления позволяет управлять размером и плотностью пор, а также направлением их развития. В полупроводниковых подложках InP сформированы однонаправленные <100> массивы нанопор

с соотношением длина к диаметру 1 к 1000. Проведены исследования оптических свойств нанопористых образцов фосфида индия (измерены показатели преломления вдоль и поперек пор, сдвиг фундаментального края поглощения). Проведены численные оценки степени поляризации проходящего света в нанопористых образцах.

Введение

Свойства напористых материалов кардинально отличаться от свойств объемных материалов и сильно зависят от степени пористости, размера и направления пор. Следовательно, такие материалы могут быть использованы как основа для создания новых материалов с новыми заданными электрическими и оптическими свойствами [1, 2].

Эксперимент и результаты

Образцы нанопористого InP были получены методом электрохимического травления из подложки InP n-типа проводимости с концентрацией носителей > $2x10^{18}$ в хлористом электролите [3]. Управляя параметрами травления: величиной и частотой импульсного тока, концентрацией и составом электролита мы контролируем направление, размер и глубин у пор. В результате был получен нанопористые кристаллы InP содержащие систему пор направленных вдоль <100> со средним размеров в 40 нанометров и глубиной до 100 микрон. Морфология входных и выходных отверстий пор, а также структура пористого слоя были изучены с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Измерены спектры пропускания линейно и циркулярно поляризованного света в полученной структуре. Были получены следующие результаты:

1. При изучении морфологии выходных отверстий пор было выяснено, что на размер пор влияет только один случайный параметр — микрофлуктуация концентрации носителей в исходной подложке InP.
2. Обнаружен сдвиг края фундаментального поглощения в нанопористостом InP относительно объемного материала. Численные оценки показали, что сдвиг соответствует среднему размеру толщины стенки пор, определенному с помощью СЭМ.
3. Анализ интерференционной картины, наблюдавшейся в длинноволновой части спектра на тонкой плёнке нанопористостом InP, позволил определить показатель преломления для S и P поляризованного света ($n_{eff}^{//}$ =2.7 и $n_{eff}^{\perp}$ =2.8 на 0.9 эВ), что соответствует представлениям о модели эффективной среды [2].
4. Обнаружено отсутствие деполяризации, что означает, что образец является оптически однородным в изучаемом спектральном диапазоне.

Выводы

В InP получены массивы однонаправленных нанопор с соотношением длинна к диаметру 1 к 1000. Проведены исследования оптических свойств полученного мате-

риала. Сделаны численные оценки степени поляризации проходящего света в нанопористых образцах.

Литература

1. Miller R., Science, 286 421 (1999).
2. Л. А. Головань и др., УФН, 177 6 619 (2007).
3. В. П. Улин и др., ФТП 41, 7 854 (2007).

Спиновая поляризация дырок в разбавленном магнитном полупроводнике (Ga, Mn)As

***Р. С. Басистый*, В. Ф. Сапега**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

Важнейшим аспектом, определяющим интерес к магнитным полупроводникам, является возможность совместного использования магнитных, оптических и электрических эффектов [1]. (Ga,Mn)As является перспективным для создания спинтронных устройств и приборов, на основе которого возможна реализация новых типов компьютерной памяти [2], разработка жестких дисков с большей плотностью информации, разработка магнитооптических датчиков, устройств для определения поляризации света [3], разработка устройств компьютерной электроники, использующих спиновые состояния [4]. Самым весомым ограничением широкого использования подобного рода устройств является низкая температура Кюри (T_c). Глубокое понимание магнитных процессов в (Ga,Mn)As является определяющим не только для более эффективного использования свойств материала в различных областях спинтроники, но также позволяет предложить методы увеличения T_c.

В настоящей работе представлено изучение влияния ферромагнитного фазового перехода на спиновую ориентацию дырок при помощи горячей фотолюминесценции (ГФЛ). Циркулярно поляризованная горячая фотолюминесценция при возбуждении циркулярно поляризованным светом предоставляет детальную информацию по механизму спиновой релаксации, а также по направлению и значению обменного поля, действующего на спины дырок. Результаты по температурной зависимости поляризации ГФЛ демонстрируют, что два типа дырок вносят вклад в ГФЛ спектр разбавленного магнитного полупроводника (Ga, Mn)As. Циркулярная поляризация ГФЛ, относящаяся к рекомбинации делокализованных дырок (вероятнее в примесной зоне) показывает сильный спад ниже температуры Кюри. В противоположность этому циркулярная поляризация ГФЛ, относящаяся к рекомбинации связанных дырок почти нечувствительна к переходу в ферромагнитное состояние. Разница в поляризации ГФЛ объясняется различной природой волновой функции делокализованных дырок

и сильно связанных дырок. Найдено, что обменное поле, действующее на делокализованные дырки значительно (почти в три раза) превышает обменное поле индивидуального иона марганца в связанном с дыркой состоянии.

Резюмируя, можно выделить два важных результата: В ферромагнитном (Ga,Mn)As дырки находятся, как в связанном на акцепторе Mn состоянии, так и в слабосвязанном состоянии в примесной зоне. (По-видимому слабосвязанные дырки примесной зоны играют ключевую роль в установлении ферромагнитного порядка в (Ga,Mn)As); Ферромагнитная и парамагнитная фазы сосуществуют в широком диапазоне температур ниже фазового перехода, что говорит в пользу перколяционной модели ферромагнетизма в (Ga,Mn)As.

Литература:

1. Clerjaud, B., 1985, Journal of Physics C 18(19), 3615.
2. Awschalom, D. D., and M. E. Flatte, 2007, Nat Phys 3(3), 153.
3. Stephens, J., J. Berezovsky, J. P. McGuire, L. J. Sham, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, 2004, Physical Review Letters 93(9), 097602.
4. Kato, Y. K., R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, 2004, Science 306(5703), 1910 , ISSN 0036-8075.

Охлаждение двумерного электронного газа терагерцовым излучением

Г. В. Будкин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-7155, эл. почта: gbudkin@gmail.com

Исследовано поглощение терагерцового излучения свободными носителями заряда в квантовых ямах *n*-типа на основе полупроводников A_3B_5. Показано, что поглощение света может приводить как к разогреву, так и к охлаждению электронного газа. Определена область температур и частот излучения, в которой внутриподзонные оптические переходы идут преимущественно с уменьшением энергии электронов. На основе уравнения баланса энергии проведена оценка эффективной температуры носителей заряда в области оптического охлаждения.

Поглощение света носителями заряда в полупроводниках приводит к увеличению полной энергии структур, которая перераспределяется между электронной подсистемой и кристаллической решеткой. Обычно оптическая накачка сопровождается разогревом как электронной, так и фононной подсистем. Однако, поскольку фотовозбуждение нарушает термодинамическое равновесие, возможна ситуация, при которой поглощение света приводит к уменьшению электронной энергии, а избыток энергии передается фононам [1, 2]. Впервые подобный эффект оптического

охлаждения носителей заряда наблюдался в объемном германии *p*-типа при низких температурах в условиях межподзонного возбуждения дырочного газа инфракрасным излучением [1]. Свет индуцировал прямые оптические переходы между подзонами тяжелых и легких дырок, после чего дырки быстро теряли энергию за счет испускания нескольких оптических фононов и оказывались в состояниях с меньшей энергией, чем были до фотовозбуждения.

В данной работе проведено теоретическое исследование эффекта оптического охлаждения, возникающего при поглощении света свободными носителями заряда. Показано, что в этой спектральной области передача кинетической энергии электронов фононной системе более эффективна, поскольку происходит непосредственно в процессе взаимодействия электронов со светом. Благодаря законам сохранения энергии и квазиимпульса внутриподзонные оптические переходы возможны, если они сопровождаются поглощением или испусканием акустических или оптических фононов, или рассеянием электронов на дефектах структуры. Оптический переход, сопровождаемый поглощением оптического фонона, увеличивает энергию электрона на $\hbar\Omega_{LO}+\hbar\omega$, где ω — частота света, Ω_{LO} — частота фонона. Процесс же поглощения кванта света с одновременным испусканием фонона может приводить как к росту, так и к уменьшению кинетической энергии электрона в зависимости от соотношения между величинами $\hbar\omega$ и $\hbar\Omega_{LO}$. Если $\hbar\omega < \hbar\Omega_{LO}$ и в системе доминируют процессы с испусканием оптических фононов, то поглощение света будет приводить к охлаждению электронного газа. Расчет показывает, что такая ситуация реализуется в квантовых ямах на основе GaAs в области азотных температур. При меньших температурах оптического охлаждения не происходит, поскольку электронный газ вырожден, и возможны только процессы с увелечением энергии электронов. В области более высоких температур вероятности оптических переходов с поглощением и спусканием фононов становятся сравнимы, и охлаждение газа опять сменяется разогревом. Детальный количественный анализ эффективности оптического охлаждения проведен с учетом всех основных механизмов электрон-фононного взаимодействия: деформационного и пьезоэлектрического механизмов для акустических фононов и механизма Фрёлиха для оптических фононов.

Эффект оптического охлаждения может быть обнаружен в экспериментах по фотопроводимости, фотолюминесценции, а также при изучении кинетических явлений, обусловленных нарушением термодинамического равновесия между электронной и фононной подсистемами.

Литература

1. П. М. Валов, И. Д. Ярошецкий, И. Н. Яссиевич, Письма в ЖЭТФ **20**, 448 (1974).
2. X.L. Lei and S.Y.Lui, Phys Rev. B **67**, 233301 (2003).

Генерация терагерцового излучения в широкоапертурных антеннах при высоком уровне возбуждения

В. Н. Трухин[1], *А. С. Буйских[1,2]*

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-79-36, эл. почта: valera.truchin@mail.ioffe.ru
[2]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
эл. почта: buyskikh@yandex.ru

Процессы генерации когерентного терагерцового (ТГц) излучения в широкоапертурных фотопроводящих антеннах (ФПА) обычно анализируются с применением ряда упрощений [1-4]. Модели, в упомянутых выше работах, не учитывают эффекты, связанные с неравновесной электрон-дырочной плазмой и пространственным распределением электромагнитного излучения, генерированного фототоком.

В статье [5] была предложена модель, объясняющая процессы генерации ТГц импульсов в широкоапертурной ФПА в условиях низкого уровня возбуждения электрон-дырочной плазмы. В ней также были учтены эффекты, связанные с распространением импульса накачки и была показана фундаментальная роль эффектов запаздывания и нестационарности электромагнитного взаимодействия фото-стимулированного тока электрон-дырочной плазмы и поля ТГц излучения.

Эффект, связанный с насыщением амплитуды ТГц поля при возрастании интенсивности накачки, наблюдался экспериментально в ряде работ [3, 6]. На сегодняшний день существует несколько основных механизмов, объясняющих такое поведение. Первый — это эффект радиационного экранирования, связанный с уменьшением локального поля смещения за счёт вклада ТГц поля [3]. Второй — поляризационный механизм, связанный с тем, что поле, сгенерированное перераспределением зарядов, экранирует поле смещения, приложенное к ФПА [6]. Последний эффект слабо проявляется в широкоапертурных ФПА в силу большой излучающей поверхности и её однородного возбуждения. Однако следует отметить, что в этих работах не анализируется влияние нелинейного поглощения возбуждающего импульса света, которое должно приводить к уменьшению коэффициента поглощения, обусловленное заполнением электронных состояний возбуждёнными фотоносителями.

Данная работа содержит в себе теоретические и экспериментальные результаты по генерации ТГц когерентного излучения в фотопроводящей среде в условиях высокого уровня возбуждения. За счет совместного решения кинетического уравнения Больцмана для системы неравновесных фотовозбужденных носителей заряда и уравнений Максвелла для электромагнитного поля, рассчитан процесс генерации ТГц поля при увеличении интенсивности сверхкоротких импульсов накачки в широкоапертурной ФПА. Наряду с эффектом радиационного экранирования, учитывается

и эффект нелинейного поглощения (просветление фотопроводящей среды) оптического возбуждающего импульса. Численное решение поставленной задачи проводилось с применением методов математического моделирования. В проведённых экспериментах исследовалась широкоапертурная ФПА на основе низкотемпературного арсенида галия (LT-GaAs). Данный образец был выбран из-за ряда физических свойств, таких как высокое сопротивление и малое время жизни носителей. Были получены зависимости ТГц поля от интенсивности оптической накачки, которые были сравнены с результатами вычислений. Для адекватного сравнения были проведены экспериментальные оценки времени релаксации носителей по импульсу и времени жизни неравновесных носителей. В ходе анализа результатов насыщающейся зависимости был установлены вклады обоих эффектов, как радиационного экранирования, так и нелинейного поглощения.

Литература

1. N. Katzenellenbogen, D. Grischkowsky, Appl. Phys. Lett. 58, 222 (1991).
2. S. E. Ralph, D. Grischkowsky, Appl. Phys. Lett. 59, 1972 (1991).
3. J. T. Darrow, X.-C. Zhang, D. H. Auston, IEEE J. Quantum Electron. 28, 1607 (1992).
4. P. Uhd Jepsen, R. H. Jacobsen, S. R. Keiding, J. Opt. Soc. Am. B 13, 2424 (1996).
5. V. N. Truchin, A. V. Andrianov, N. N. Ziniv'ev, Phys. Rev. B 78, 155325 (2008).
6. M. Tonouchi, N. Kawasaki, T. Yoshimura, H. Wald, P. Seidel, Jpn. J. Appl. Phys. 41, L706 (2002).

Структурные эффекты в шевронном смектике С* во внешнем электрическом поле

К. Г. Черняк

Санкт-Петербургский государственный университет
тел. (921) 743-95-33 , эл. почта: studphys@yandex.ru

В настоящее время большое внимание уделяется изучению сегнетоэлектрических жидкокристаллических структур, для которых характерны малые величины управляющих полей и быстрые времена релаксации. К таковым, в частности, относится киральный смектик С* (См С*). В экспериментах было найдено, что См С*, помещенный между двумя ограничивающими плоскостями обладает рядом характерных особенностей. В частности, в плоскопараллельной ячейке смектические слои могут иметь характерный изгиб в форме «шеврона».

В рамках континуальной теории описания жидких кристаллов была написана свободная энергия См С* в геометрии «шеврона» в присутствии внешнего электрического поля:

$$F = \int \left(\frac{K_{Fr}}{2}[(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + (\nabla \times \mathbf{n})^2] + \frac{\mathrm{K_u}}{2}(\Delta \mathbf{u})^2 + \frac{\mathrm{B}}{8}\left[(\nabla \mathbf{u})^2 - (\mu\theta)^2\right]^2 - (\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}) - \frac{1}{4\pi}(\hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \right) d^3\mathbf{r}$$

где **n** — вектор директора, **u** — смещение слоёв, K_{Fr} — модуль Франка, K_u — модуль упругости, B — модуль сжимаемости, θ — угол наклона директора, P_0 –вектор спонтанной поляризации, $\hat{\varepsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости, E — внешнее электрическое поле.

Показано, что в слабом внешнем электрическом поле эффекты носят чисто ориентационный характер, а в сильном поле происходит деформация слоевой структуры. Детально исследовано переключение директора между двумя устойчивыми конфигурациями в слабых полях. Найдено пороговое поле E_{th} и его зависимость от толщины плёнки. Исследована зависимость деформации слоевой структуры от главных значений тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$. Показано, что в случае слабых полей появляется возможность найти аналитическое решение для азимутального угла поворота директора. Для случая, когда происходит переход от структуры «шеврона» к структуре «книжной полки» в сильном электрическом поле, так же найдено аналитическое решение для угла наклона слоевой структуры.

Проведено сравнение результатов полученных численно и аналитически, сравнение с экспериментальными данными, и детальное сравнение с другими моделями свободной энергии. Результаты могут иметь важное практическое применение.

Литература

1. В. П. Романов, С. В. Ульянов, К. Г. Черняк, ФТТ , 2010, Т.52, 9 С 1849-1852.
2 В. П. Романов, С. В. Ульянов, К. Г. Черняк, ФТТ , 2010, Т.52, 10 С 2060-2068

Оптическая характеризация коллоидных квантовых точек типа ядро/оболочка CdTe/CdSe.

***Т. В. Чижова*[1], А. С. Гуревич [1], Р. Б. Васильев[2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел +7 (904) 333-11-96, эл. почта: tomarcheg@yandex.ru, alexei.gurevich@mail.ioffe.ru.
[2]Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова
тел. (495) 939-54-71, эл. почта: romvas@inorg.chem.msu.ru

Полупроводниковые коллоидные квантовые точки интенсивно изучаются спектроскопическими методиками с конца 90-х годов прошлого века. В последние годы коллоидные квантовые точки (ККТ) продемонстрировали многообещающие оптические свойства с точки зрения их использования при создании новых светодиодов [1], лазеров с оптической накачкой, фотоэлектрических преобразователей [2], а так же при использовании области телекоммуникаций [3] и биомедицины [4]. Технология выращивания позволяет получать точки с дисперсией по размеру менее 5% и с квантовым выходом до 50% при комнатной температуре.

В данной работе исследовались полупроводниковые коллоидные квантовые точки (ККТ) типа ядро/оболочка CdTe/CdSe. Ядрами таких ККТ являются сферические нанокристаллы CdTe диаметром в несколько нм. Толщина кристаллической оболочки из CdSe, покрывающей ядро, может составлять от 0.5 до нескольких нм. При комнатной температуре измерялись спектры фотолюминесценции (ФЛ) и спектры поглощения. ФЛ возбуждалась непрерывным твердотельным Nd:YAG лазером, излучающим на длине волны 532 нм. При исследовании спектров поглощения, в качестве источника излучения с непрерывным спектром использовалась галогеновая лампа КГМ-9.

С использованием приближения плавных огибающих [5] был выполнен расчет зависимости энергии основного перехода в ККТ CdTe/CdSe от толщины оболочки и радиуса ядра. При этом была учтена поправка, обусловленная кулоновским взаимодействием электрона и дырки, локализованных в КТ. Из сопоставления экспериментальных данных и результатов расчета были определены значения диаметров ядра и толщины оболочки исследованных ККТ CdTe/CdSe.

Литература

1 N. Tessler, et. al. Science, **295**, 1506 (2002)
2 N.C. Greenham et. al. Phys. Rev. B **54**, 17628 (1996)
3 M.T. Harrison et.al. Pure Appl. Chem. **72**, 295 (2000)
4 X. Michalet et.al. Single Mol. 2, 261 (2001)
5 Ал. Л. Эфрос, А. Л. Эфрос. ФТП 16, 7, 1209 (1982).

Фотоэлектрические свойства гранулированных пленок кремния, полученных методом лазерного электродиспергирования

Д. А. Андроников, *О. С. Ельцина*, Ю. С. Вайнштейн, О. М. Сресели, С. А. Гуревич

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-79-36, эл. почта: yeltsina@mail.ioffe.ru

В последнее время большое внимание уделяется попыткам использования наноструктурированного кремния в оптоэлектронике, в том числе для повышения эффективности кремниевых солнечных элементов. Известны работы по применению кремниевых нанокристаллитов в качестве дополнительного промежуточного слоя в солнечном элементе для увеличения поглощения в коротковолновой части спектра [1], а также как слоя, обеспечивающего лучшую утилизацию УФ части солнечного спектра за счет ударной ионизации в нем [2].

Одна из самых перспективных методик по нанесению гранулированных пленок кремния практически на любую поверхность — это метод лазерного электродиспергирования (ЛЭД) [3]. В основе ЛЭД лежит процесс каскадного деления расплавленных капель, заряженных в плазме лазерного факела. Этим методом удается получить ан-

самбли аморфных некоагулированных частиц нанометровых размеров (nano-Si) с малой дисперсией размеров по ансамблю [3]. Такие структурные особенности пленок позволяют говорить о возможности и перспективности их применения в оптоэлектронике. В связи с этим целью данной работы являлось исследование фотоэлектрических свойств пленок nano-Si, полученных методом ЛЭД, и структур на их основе.

Для измерений фотопроводимости пленок nano-Si использовались диэлектрические подложки (толщина слоя термического окисла кремния составляла 0,5 мкм) и омические контакты к пленкам nano-Si. Спектр фотопроводимости представляет собой широкую полосу с максимумом около 670 нм. Величина фотопроводимости линейно возрастает с ростом интенсивности освещения. Форма спектра практически не зависит от приложенного напряжения и идентична для слоев разной толщины. Сдвиг максимума в коротковолновую область по сравнению с монокристаллическим кремнием может быть объяснен квантово-размерным расширением запрещенной зоны. Если использовать данные работы [4], где приводится зависимость между размерами аморфных наночастиц кремния и значениями их эффективных запрещенных зон, то размеры частиц в исследуемых слоях не превышают 2 нм.

Для дополнительного исследования фотоэлектрических свойств пленок nano-Si они были нанесены на кремниевые подложки p-типа (1-4 Ом·см). Были изготовлены структуры Au/nano-Si/p-Si/Cu с полупрозрачным золотым контактом к пленке nano-Si и омическим контактом к подложке. Вольт-амперные характеристики таких структур оказались выпрямляющими (пропускное направление — при подаче положительного смещения на p-Si). В спектрах квантовой эффективности фототока структур Au/nano-Si/p-Si/Cu можно выделить два максимума. Максимум в длинноволновой области был отождествлен с сигналом от света, поглощенного в подложке, в коротковолновой — от света, поглощенного в пленке nano-Si. Значительный сигнал от тонкого по сравнению с подложкой слоя nano-Si (300 нм) свидетельствует о сильном поглощении в пленке nano-Si, т.е. об очень плотной упаковке наночастиц в слое.

Итак, спектр фоточувствительности пленок nano-Si, полученных методом ЛЭД, вследствие квантово-размерного эффекта оказывается сдвинут в коротковолновую область по сравнению с объемным кремнием. Структуры, полученные при нанесении пленок nano-Si на кремниевые подложки, обладают чувствительностью в видимой и ближней ИК областях спектра.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 10--02-00828 и гранта президента РФ «Ведущие научные школы» НШ-3306.2010.2.

Литература

1. A. Marti et al. Thin Solid Films. 511-512, 638 (2006)
2. O. M. Sreseli et al. Appl. Phys. Lett. 95, 031914 (2009)

3. V.M. Kozhevin et al. JVST B 18, 1402 (2000)
4. N-M. Park et al. Phys. Rev. Lett. 86, 1355 (2001)

Антиструктурные дефекты в стеклообразных и кристаллических халькогенидных полупроводниках.

П. В. Гладких

Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена
тел: +7 (960) 239-63-89, эл. почта:petegl@inbox.ru

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального наблюдения атомов олова, входящих в состав антиструктурных дефектов в стеклообразных халькогенидах мышьяка (As_2S_3, As_2Se_3. As_2Te_3) и в кристаллических халькогенидах свинца (PbS, PbSe). Для этой цели используется эмиссионный вариант мессбауэровской спектроскопии на изотопах ^{119}Sb(^{119m}Sn) и ^{119m}Te(^{119m}Sn), что позволило стабилизировать примесные атомы олова в несвойственных им положениях после цепочки радиоактивных распадов материнских ядер.

Спектры PbS:^{119}Sb и PbSe:^{119}Sb электронных образцов представляют собой наложение двух линий. Более интенсивная линия имеет изомерный сдвиг, характерный для интерметаллических соединений олова, и ее следует приписать центрам $^{119m}Sn^{o}$ в анионной подрешетке PbS и PbSe. Вторая линия имеет изомерный сдвиг, характерный для двухвалентных соединений олова, и ее следует приписать центрам $^{119m}Sn^{2+}$ в катионной подрешетке PbS и PbSe. Спектр дырочных образцов также представляет собой наложение двух уширенных линий. Одна из этих линий имеет изомерный сдвиг, близкий к изомерному сдвигу спектра $^{119m}Sn^{o}$. Эта линия преобладала в образцах n-типа, однако ее интенсивность в образцах p-типа существенно уменьшается. Вторая линия имеет изомерный сдвиг, характерный для соединений четырехвалентного олова, и ее следует приписать центрам $^{119m}Sn^{4+}$ в катионной подрешетке PbS и PbSe. Следует отметить, что центр ^{119m}Sn в анионной подрешетке PbS и PbSe представляет собой антиструктурный дефект и, как следует из независимости изомерного сдвига спектра $^{119m}Sn^{o}$ от типа проводимости материала, зарядовое состояние антиструктурного дефекта не зависит от положения уровня Ферми.

Спектры PbS:^{119m}Te и PbSe:^{119m}Te образцов n-типа представляют собой наложение двух уширенных линий. Этот спектр следует приписать центрам олова, образовавшимся после распада материнских атомов ^{119m}Te, находящихся в анионной подрешетке. Менее интенсивная линия отвечает дочерним атомам $^{119m}Sn^{2+}$, возникшим после распада материнских атомов ^{119m}Te, сместившимся за счет энергии отдачи из анионных в катионные узлы решетки. Спектры образцов p-типа также представля-

ют собой наложение двух линий: наряду с интенсивной линией $^{119m}Sn^{o}$, отвечающей атомам олова в анионной подрешетке, спектр содержит и менее интенсивную линию, изомерный сдвиг которой отвечает центрам $^{119m}Sn^{4+}$ в катионной подрешетке халькогенидах свинца.

Мессбауэровские спектры As_2S_3:^{119}Sb и As_2Se_3:^{119}Sb представляют собой наложение одиночной уширенной линии, изомерный сдвиг которой отвечает $^{119m}Sn^{4+}$ (и близок к измерному сдвигу соединений SnS_2 и $SnSe_2$ соответственно), и плохо разрешенного квадрупольного дублета, изомерный сдвиг которого типичен для соединений Sn^{2+}. Спектр As_2Te_3:^{119}Sb представляет собой одиночную несколько уширенную линию, изомерный сдвиг которой отвечает $^{119m}Sn^{2+}$ и близок к изомерному сдвигу соединения SnTe. Сделан вывод, что состояния Sn^{2+} и Sn^{4+} в мессбауэровских спектрах As_2S_3:^{119}Sb и As_2Se_3:^{119}Sb отвечают нейтральному и двукратно ионизованному состояниям двухэлектронного центра олова, находящихся в узлах структурной сетки, образованной атомами мышька. Отсутствие в указанных спектрах линий, отвечающих Sn^{3+}, указывает на то, что корреляционная энергия для этих центров отрицательна. Отсутствие в мессбауэровском спектре As_2Te_3:^{119}Sb линии Sn^{4+} указывает на электрическую неактивность примесных центров олова.

Работа финансировалась в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (гос. контракт № 02.740.11.0544).

Локальная модификация поверхностного потенциала n-GaAs

***В. В. Гончаров*[1,2], П. Н. Брунков[1,2], Н. Ю. Гордеев[1], В. М. Лантратов[1], Н. А. Калюжный[1], С. А. Минтаиров[1], С. Г. Конников[1]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-81, эл. почта: VadimVG2002@mail.ru
[2]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

В последнее время, большое количество работ посвящено разработке методов формирования упорядоченных массивов квантовых точек (КТ) для практического применения в современных приборах оптоэлектроники [1]. Одним из способов получения массивов КТ является использование механизмов самоорганизации в процессе эпитаксиального роста материалов, рассогласованных по параметру решетки [2].

В данной работе проводилось исследование влияния эффекта локальной модификации потенциала поверхности эпитаксиальных слоев полупроводниковых материалов с помощью зонда сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) на эпитаксиальный рост слоев полупроводникового материала.

Изучение эффекта проводилось на установке СЗМ с контролируемой влажностью в рабочей области с использованием разных типов зондов и в контактном и полуконтактном режимах работы СЗМ. Для исследования использовались эпитаксиальные слои n-GaAs с толщиной 100 нм, легированные кремнием на уровне $5x10^{17}$ $см^{-3}$, выращенные на n-GaAs (100) подложке. Понижение относительной влажности в измерительной камере ниже 15% и точный контроль интенсивности механического взаимодействия зонда СЗМ с поверхностью n-GaAs позволили избежать электрохимического оксидирования поверхности эпитаксиальных слоев [3] и механической модификации топографии образца в ходе процесса локального изменения поверхностного потенциала.

Обнаружено, что при контакте поверхности полупроводникового материала с заземленным проводящим зондом происходит локальное изменение поверхностного потенциала поверхности. Показано, что величина локального изменения поверхностного потенциала зависит от способа взаимодействия с поверхностью, интенсивности воздействия зонда на поверхность, материала зонда, количества проходов зонда над поверхностью, а так же уровня легирования материала подложки. Установлено, что локальное изменение поверхностного потенциала сохраняется после высокотемпературного отжига образцов (до 700 ^{0}C) в атмосфере водорода.

Слои GaAs с локально модифицированным поверхностным потенциалом были использованы в качестве подложек для эпитаксиального роста методом МО ГФЭ слоев полупроводниковых соединений GaAs и InAs. Было установлено, что в случае роста эпитаксиальных слоев GaAs в модифицированной области наблюдается переход от режима двумерного роста к режиму трехмерного роста с формированием слоя пористого GaAs. При толщине эпитаксиального слоя более 150 нм наблюдается заращивание дефектов роста и переход к режиму двумерного (планарного) эпитаксиального роста. При выращивании на модифицированной подложке GaAs рассогласованного по параметру решетки эпитаксиального слоя InAs наблюдается формирование массива самоорганизованных квантовых точек, при этом плотность квантовых точек в модифицированной области более чем на порядок ниже, чем на остальной поверхности.

Данная технология может быть использована для создания однофотонных источников света на основе одиночной квантовой точки в активной области.

Литература

1. E. Waks et al., Nature (London) 420, 762 (2002);
2. D. Bimberg et al., Quantum Dot Heterostructures, Chichester, (1998)
3. D.R. Baselt et al., J. Appl. Phys. 76, 33 (1994).

Спиновая ориентация электронов в квантовых ямах при импульсном возбуждении линейно поляризованным светом.

В. А. Горелов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-55, эл. почта: vlad-gorelov@yandex.ru

Проблема эффективной ориентации спина является одной из центральных для современной спинтроники. Экспериментально и теоретически хорошо изучены механизмы оптической ориентации спинов носителей в объемных полупроводниковых материалах и квантовых ямах при условии стационарного возбуждения циркулярно поляризованным светом[1-4]. Оказывается, что степень оптической ориентации в объемных материалах составляет 60%, в квантовых ямах она достигает 100%. Эффект объясняется законом сохранения момента количества движения, поскольку поглощение циркулярно поляризованного фотона должно привести к появлению в системе орбитального момента, и за счет спин-орбитального взаимодействия в системе возникает средний спин. Обычно спин в зоне проводимости релаксирует существенно медленнее, чем в валентной зоне, и можно говорить только о возникновении спина в зоне проводимости. В работе [5] развита теория спиновой ориентации в случае стационарного возбуждения линейно поляризованным светом в квантовых ямах низкой симметрии. Этот эффект связан с наличием в энергетическом спектре электронов и дырок линейных по волновому вектору слагаемых и возможен только при наличии сильного анизотропного расщепления энергетических зон. Спиновая ориентация в этом случае объясняется особенностями спиновой динамики. В процессе релаксации рожденные фотовобуждением спины «вверх» и «вниз» затухают и прецессируют вокруг выделенной кристаллографической оси в разных направлениях, что приводит к возникновению ненулевого среднего спина, несмотря на то, что в начальный момент времени средний спин отсутствует. Хотя описанный эффект существенно ниже (3-4%), чем в случае фотовозбуждения циркулярно поляризованным светом, описанное в работе [5] фотовозбуждение является более удобным в ряде экспериментов. В настоящей работе описывается эффект оптической ориентации спинов носителей при импульсном фотовозбуждении линейно поляризованным светом. Данное возбуждение имеет преимущество перед стационарным, поскольку не требует соблюдения условия резонанса и легко воспроизводимо в эксперименте. Рассматривается квантовая яма низкой симметрии, выращенная вдоль направления [1,1,0], падение линейно поляризованного света происходит вдоль оси роста, свет поляризован вдоль оси [1,-1,0], длительность импульса мала по сравнению со временем изотропизации функции распределения, и средний спин возни-

кает вдоль оси [1,-1,0]. Показано, что в случае, когда произведение частоты прецессии спина на время изотропизации велико, количественный эффект спиновой ориентации сравним с эффектом, получаемым в случае резонансного возбуждения линейно поляризованным светом [5] и составляет 2-3%; в случае, когда указанное произведение много меньше 1, эффект составляет порядка десятых долей процента. Простые асимптотические выражения, полученные для случаев сильного и слабого спин-орбитального взаимодействия, хорошо согласуются с результатами точного расчета.

Литература

1. М. И. Дьяконов, В. И. Перель ЖЭТФ 65, 362 (1973)
2. И. А. Меркулов, В. И. Перель, М.Е. Портной, ЖЭТФ 09, 1202 (1991)
3. Optical Orientation, edited by F. Meier and B.P.Zakharchenya (Elsevier Science, Amsterdam, 1984)
4. И. А. Акимов и др.ФТП 35,758(2001)
5. S. A. Tarasenko Phys Rev. B 11, 72 (2005)

Определение состава стекол мышьяк-селен методом рентгенофлуоресцентного анализа

М. Ю. Кожокарь

Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена
тел: (911) 976-79-96, эл. почта: misha_bealt@mail.ru

Физико-химические свойства стеклообразных халькогенидных сплавов и пленок в первую очередь определяются их количественным составом. В большинстве случаев количественный состав указывается исходя из состава исходной шихты, хотя условия синтеза стекол и получения пленок зачастую не гарантируют сохранение исходного состава в конечном материале. Именно поэтому актуальна проблема развития современных методик определения количественного состава указанных материалов. В этом отношении перспективным методом является метод рентгенофлуоресцентной спектроскопии — анализ характеристического рентгеновского излучения мишени, возбуждаемого тормозным излучением рентгеновской трубки, позволяет проводить не только качественный элементный анализ материала мишени, но и определять количественный элементный состав мишени.

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты по определению количественного состава стеклообразных сплавов и пленок бинарной системы $As_{100-x}Se_x$. Объектами исследований служили стеклообразные сплавы следующих составов $As_{60}Se_{40}$, $As_{50}Se_{50}$, $As_{58.4}Se_{41.6}$, $As_{40}Se_{60}$, $As_{71.4}Se_{28.6}$, $As_{10}Se_{90}$ и As_2Se_{98}. Составы этих образцов приведены по составу исходной шихты, определенной с погрешностью ± 0.02. Стеклообразные сплавы не подвергались специальной механической обработке

(шлифованию, полированию и др.). Спектры рентгеновской флуоресценции измерялись на спектрометре X-Art M при значениях анодного напряжения U = 20, 30 и 40 кВ.

Спектры характеристического рентгеновского излучения стеклообразных сплавов и пленок $As_{100-x}Se_x$ содержали все линии К-серий мышьяка и селена, причем наиболее интенсивные линии представляли собой суперпозицию их $K_{\alpha1}$ и $K_{\alpha2}$ компонент.

Поскольку отношение интенсивностей Kα-линий мышьяка и селена для исследованных образцов зависит от многих факторов (выходов флуоресценции, сечений поглощения как первичного, так и флуоресцентного излучений всеми атомами), практически невозможно непосредственное использование теоретических соотношений для интенсивностей соответствующих линий для определения количественного состава стекол и пленок. Поэтому для определения концентраций мышьяка и селена мы использовали метод стандарта.

С этой целью измерялся рентгенофлуоресцентный спектр стандарта — стекла и пленки состава $As_{40}Se_{60}$ при U = 20, 30 и 40 кВ. Выбор соединения As_2Se_3 в качестве стандарта объясняется тем, что оно является надежно установленным соединением в системе $As_{100-x}Se_x$, которое может быть получено в стехиометрическом составе методом сплавления исходных компонент, а также может быть получено в виде пленки методом термического напыления. Для этих спектров определялись площади под $K_{\alpha1,2}$-линиями селена и мышьяка, и по ним определялись атомные концентрации селена и мышьяка. Затем строились зависимости $x_{РФА} = f(x)$ по трем точкам: для $x = 0$ (для нее принималось $x_{РФА} = 0$), для $x = 100$ (для нее принималось $x_{РФА} = 100$) и для x стандарта (индекс «*РФА*» означает, что значения x и y определены из данных рентгенофлуоресцентного анализа с погрешностью ± 0.02). Эти зависимости могут служить градуировочными соотношениями для определения состава мишеней по полученному из спектров значению $x_{РФА}$.

Для демонстрации такой возможности на графики дополнительно были нанесены экспериментальные значения $x_{РФА}$ для стекол $As_{50}Se_{50}$, $As_{58.4}Se_{41.6}$, $As_{71.4}Se_{28,6}$, $As_{10}Se_{90}$, As_2Se_{98}. Оказалось, что для всех образцов экспериментальные данные хорошо укладываются на градуировочные соотношения между величинами x и $x_{РФА}$. Некоторый разброс данных объясняется большей погрешностью в определении x и y по составу исходной шихты (не лучше, чем ± 0.02) по сравнению с погрешностью в определении $x_{РФА}$ (не хуже, чем ± 0.01).

Аналогичные зависимости (но с другими коэффициентами в аппроксимирующих полиномах) получены и при значениях анодного напряжения 30 и 20 кВ.

Работа финансировалась в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (гос. контракт № 02.740.11.0544).

Анизотропия оптических свойств квантовых точек In(Ga)As

***А. А. Красивичев*[1, 2], А. М. Надточий[1, 2], С. А. Блохин[1, 2], Л. Я. Карачинский[1, 2], А. П. Васильев[2], М. В. Максимов[1,2], А. Е. Жуков[1], Н. Н. Леденцов[2], В. М. Устинов[2]**

[1]Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
тел: (812) 297-31-82, эл. почта: krasivichev_andr@mail.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

В настоящее время поверхностно-излучающие лазеры на основе вертикального микрорезонатора (VCSEL, далее вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ)) активно используются в различных оптоэлектронных системах приема-передачи информации на основе оптической технологии.

Одной из ключевых проблем современных ВИЛ является контроль поляризации оптического излучения: для ВИЛ характерна цилиндрическая симметрия и любая оптическая мода вырождена по поляризации. Наличие поляризующих или поляризационно-чувствительных элементов будет приводить к значительному изменению регистрируемой оптической мощности, и, в конечном счете, к ошибкам в функциионировании приборов на основе таких лазеров. В мире активно ведутся разработки различных методов стабилизации поляризации лазерного излучения ВИЛ, в основе которых лежит идея создания различного рода анизотропии в лазере: обратная связь в микрорезонаторе [1], потери [2], усиление активной области [3].

Цель данной работы состояла в исследовании оптических свойств различных типов активной области для ВИЛ на основе квантовых точек (КТ), и поиску путей повышения анизотропии усиления в таких структурах.

С помощью спектроскопии фотолюминесценции были проведены поляризационные исследования In(Ga)As КТ, синтезированных в режиме непрерывного осаждения (НОКТ) и в режиме субмонослойного роста с прерываниями роста (СМС КТ).

Обнаружено, что изолированный массив InAs НОКТ обладает слабой (<1-2%) оптической анизотропией, тогда как складирование InAs НОКТ в режиме вертикального связывания в колонны (спейсерные слои менее 15 нм) приводит к 8% линейной поляризации вдоль кристаллографического направления [0-11]. Установлено, что в случае In(Ga)As СМС КТ появляется сильная (17-20%) оптическая анизотропия излучения с основного и возбужденных состояний КТ вдоль кристаллографического направления [0-11], свидетельствующая о неэквивалентности направлений [011] и [0-11]. Увеличение числа рядов InGaAs СМС КТ, находящихся в фазе сверхрешетки (менее 10нм), ведет к дальнейшему росту оптической анизотропии вплоть до 28%. Подобное поведение, по-видимому, обусловлено структурной анизотропией СМС КТ, когда анизотропная миграция адатомов по поверхности более четко выражена, что ведет к более сильной релаксации упругих напряжений вдоль [0-11] и формированию эллиптиче-

ского рельефа напряжений. При вертикальном складировании первый слой КТ создает дальнодействующие поля упругих напряжений, которые при толщинах спейсерных слоев менее 10-15 нм определяют кинетику поверхностной миграции адатомов при формировании следующего слоя КТ и, тем самым, усиливая степень структурной анизотропии в верхних слоях КТ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы Президиума РАН, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

Литература

1. P.Debernardi et. al., Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 11, 107 (2005)
2 T. Yoshikawa, T. Kawakami, H. Saito, IEEE Journal of Quantum Electronics, v. 34(6), pp. 1009 (1998)
3. H.Saito et. al., Applied Physics Letters, 71, 590 (1997)

Модификация пленок наноструктурированного кремния

***А. В. Кукин*[1], Е. И. Теруков[2], Д. В. Кошкина[1]**

[1]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: (812) 346-44-87, эл. почта: root@post.etu.spb.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

Наноэлектроника — стремительно развивающаяся область современной электроники, занимающаяся созданием приборов и микросхем с размером элементов менее 100нм. Исследования в этой области направлены не только на разработку новых устройств с одноэлектронными принципами работы, но и на создание приборов, на основе уже существующих, например, за счет изменения свойств пленок и структур при введении в них нанокристаллов и нанокластеров.

Фундаментальный научный интерес в области наноэлектроники представляют

- исследования по формированию объектов с размерами около нескольких нанометров и контролируемым распределением;
- изучение квантовых свойств этих объектов, обусловленных ограничением в пространстве волновой функции;
- изучение свойств структур, содержащих нанообъекты.

На данный момент существуют множество методов формирования нанокристаллов кремния в пленках. В случае диэлектрических пленок, таких как SiN_x, SiO_x, применяются различные радиационно-термические обработки при избыточном содержании кремния. Известен, методом получения нанокристаллов Si в аморфных пленках кремния (a-Si) является эксимерный лазерный отжиг. Менее изучен вопрос поведения пленок, состоящих их нанокластеров кремния. В данной работе различ-

ными способами были полученны несколько серий пленок, включающих наноструктуры кремния.

Методом лазерного электродиспергирования были получены пленки аморфного наноструктурированного кремния, с размерами кластера ~2 нм. Для улучшения их люминесцентных свойств пленки отжигались в различных условиях (с целью их кристаллизации без конгломерации частиц). В результате были получены пленки нанокристаллического кремния. На отдельных образцах была получена люминесценция в видимом спектре.

Литература

1. Тысченко И. Е., Попов В. П., Талочкин А. Б. и др. // ФТП. 2004. Т. 38. Вып. 1. С. 111-116.
2. K. Shimakawa //Percolation-controlled electronic properties in microcrystalline silicon: effective medium approach//J. Non-Cryst. Solids, 2000, v.266-269, p.223-226
3. Nayfen M. H., Rao S., Barry N. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. N 1 P. 121-123.
4. Герасименко Н. Н., Пархоменко Ю. Н. // Кремний — материал наноэлектроники // Москва: Техносфера, 2007. — 352с.

Определение состава бинарных халькогенидных стекол Ge-S и Ge-Se методом рентгенофлуоресцентного анализа.

А. В. Николаева, А. В. Погудина

Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена
тел. +7 (904) 607-74-77, эл.почта: anyuta_n@bk.ru

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению количественного состава стеклообразных сплавов бинарных систем $Ge_{100-x}S_x$ и $Ge_{100-x}Se_x$ являющихся наиболее типичными представителями халькогенидных полупроводников, методом рентгенофлуоресцентной спектроскопии. Объектами исследований служили стеклообразные сплавы следующих составов: $Ge_{40}S_{60}$, $Ge_{35.7}S_{64;3}$, $Ge_{33.3}S_{66.7}$, $Ge_{33.3}Se_{66.7}$, $Ge_{20}Se_{80}$ и $Ge_{10}Se_{90}$. Составы этих образцов приведены по составу исходной шихты, определенной с погрешностью ± 0.05. Стеклообразные сплавы не подвергались шлифованию и полированию. Спектры рентгеновской флуоресценции измерялись на спектрометре X-Art M при значениях анодного напряжения U = 11.5, 20, 30 и 40 кВ.

Спектры характеристического рентгеновского излучения стеклообразных сплавов $Ge_{100-x}S_x$ и $Ge_{100-x}Se_x$ содержали все линии К-серий германия, серы и селена, причем наиболее интенсивные линии представляли собой суперпозицию их $K_{\alpha1}$ и $K_{\alpha2}$ компонент. Оказалось, что отношение интенсивностей K_α-линий германия, серы и селена для исследованных образцов зависит от многих факторов (выходов флуоресценции, сечений поглощения как первичного, так и флуоресцентного излучений всеми атомами) и поэтому невозможно использование теоретических соотношений

для интенсивностей соответствующих линий для определения количественного состава стекол. Поэтому для определения концентраций германия, серы и селена мы использовали метод стандарта.

С этой целью измерялись рентгенофлуоресцентные спектры стандартов — стекла $Ge_{33,3}Se_{66,7}$ при U = 40 кВ и стекла $Ge_{33,3}S_{66,7}$ при U = 11.5 кВ. Выбор соединений GeS_2 и $GeSe_2$ в качестве стандартов объясняется тем, что они являются надежно установленными соединениями в системах $Ge_{100-x}S_x$ и $Ge_{100-x}Se_x$, которые могут быть получены в стехиометрическом составе методом сплавления исходных компонент. Для этих спектров определялись площади под $K_{\alpha 1,2}$-линиями серы, селена и германия, и по ним определялись атомные концентрации серы, селена и германия. Затем строились зависимости $x_{РФА} = f(x)$ по трем точкам: для x = 0 (для нее принималось $x_{РФА} = 0$), для x = 100 (для нее принималось $x_{РФА} = 100$) и для x стандарта (индекс «РФА» означает, что значения x и y определены из данных рентгенофлуоресцентного анализа с погрешностью ± 0.02). Эти зависимости могут служить градуировочными соотношениями для определения состава мишеней по полученному из спектров значению $x_{РФА}$.

Для демонстрации такой возможности на графики дополнительно наносились экспериментальные значения $x_{РФА}$ для стекол $Ge_{40}S_{60}$, $Ge_{35.7}S_{64.3}$, $Ge_{20}Se_{80}$, $Ge_{10}Se_{90}$. Оказалось, что для всех образцов экспериментальные данные хорошо укладываются на градуировочные соотношения между величинами x и $x_{РФА}$. Некоторый разброс данных объясняется большей погрешностью в определении x по составу исходной шихты (не лучше, чем ± 0.05) по сравнению с погрешностью в определении $x_{РФА}$ (не хуже, чем ± 0.02).

Аналогичные зависимости (но с другими коэффициентами в аппроксимирующих полиномах) получены и при значениях анодного напряжения 30 и 20 кВ.

Работа финансировалась в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (гос. контракт № 02.740.11.0544).

Термоэлектрические свойства аморфных и нанокристаллических Si-M (M=Cr, Mn) тонких пленок

***С. В. Новиков*[1], А. Т. Бурков[1], J. Schumann[2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 515-91-73, эл. почта: S.Novikov@mail.ioffe.ru
[2]Leibniz Institute for Solid State and Materials Research, Dresden, Germany

В данной работе исследуется электрическая проводимость и термоэдс тонких пленок Cr-Si и Mn-Si в интервале температур 300 K — 1000 K. Пленки были получены магнетронным распылением и осаждением на холодную Si/SiO_2 подложку. Получен-

ные таким образом пленки имеют аморфную структуру. В процессе отжига, пленки переходят из аморфного в нанокристаллическое состояние (НК). В ходе всего термического воздействия, выполнялись измерения их электронных транспортных свойств. В зависимости от начального состава, тонкие пленки переходили в однофазное или многофазное НК состояние со среднем размером зерна от 10 нм до 20 нм [1].

Существуют различные методы для получения НК материалов. Любой метод контролируемой кристаллизации из аморфного состояния имеет свои сложности и особенности, которые существенно сказываются на электронных транспортных свойствах полученных пленок. Существенной проблемой в ходе создания НК материала является проблема получения чистой НК фазы. В данном методе, в ходе отжига, кристаллиты формируются путем твердотельной реакции без взаимодействия с окружающей средой. Это позволяет устранить нежелательные факторы на процесс кристаллизации такие, как загрязнение из окружающей среды или искажение кристаллической решетки в ходе наносинтеза. Поэтому отожженные пленки являются плотными, а границы между нанокристаллами не содержат посторонних примесей.

В процессе отжига пленки проходят несколько стадий. В самом начале свойства пленок определяются аморфным состоянием и имеют типичные для такого состояния температурные зависимости. Дальнейший нагрев создает условия для перераспределения атомов и изменения ближнего порядка, который можно наблюдать по температурным или временным зависимостям термоэдс и электропроводности. Начиная с определенной температуры, начинают формироваться НК зерна в аморфной матрице.

Было установлено, что электрическое сопротивление пленок зависит немонотонно от количества НК фазы и такое поведение не может быть описано в рамках приближения эффективной среды для двухкомпонентных композитов. Анализ экспериментальных данных указывает на то, что граница между нанокристаллами и аморфной матрицей является плохо проводящей, это приводит к тому, что на ранних этапах нанокристаллизации, проводимость осуществляется только по аморфной матрице. Возрастающее количество НК зерен, по мере отжига, приводит к уменьшению эффективного сечения аморфной матрицы и, следовательно, к возрастанию измеряемого сопротивления. Дальнейшее увеличение содержания НК фазы приводит к образованию перколяционного нанокристаллического кластера и как следствие к падению сопротивления.

Литература

1. A.T. Burkov, H.Vinzelberg, J.Schumann, T.Nakama, K.Yagasaki J. Appl. Phys. 95 3229 (2001)

Вынужденная рекомбинация горячих носителей в узкозонных полупроводниках.

Н. В. Павлов, **Г. Г. Зегря**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Тел. (812) 292-73-67, эл. почта: pavlovnv@mail.ru, zegrya@theory.ioffe.ru

Одним из интересных вопросов физики полупроводников является изучение процессов безызлучательной рекомбинации. При высоких концентрациях носителей заряда основным процессом безызлучательной рекомбинации в полупроводниках является оже-процесс, который считается «вредным» процессом, приводящим к ухудшению пороговых характеристик полупроводниковых приборов. При определенных условиях оже-рекомбинация может являться причиной разогрева электронов.

Особенно большую роль оже-процессы играют в узкощелевых полупроводниках, таких как антимонид индия. Одной из причин этого является малая величина эффективной массы электрона и, следовательно, пороговой энергии. А так как скорость оже-рекомбинации растет быстрее с увеличением концентрации носителей заряда, чем скорость излучательной рекомбинации или скорость термализации электронов, то при определенной величине этой концентрации происходит накопление горячих электронов и увеличение скорости их излучательной рекомбинации.

Целью работы является нахождение скорости излучательной рекомбинации горячих электронов в антимониде индия и коэффициента усиления излучения.

В данной работе для спектра электронов использовалось приближение трехзонной модели Кейна. В качестве механизма разогрева рассматривался СНСС оже-процесс.

В работе были получены следующие результаты:

1. На основании известных выражений для скорости оже-рекомбинации из уравнения Фоккера-Планка выведено выражение для функции распределения горячих носителей.
2. Произведен расчет матричного элемента для прямых межзонных переходов горячих носителей с учетом непараболичности энергетических спектров.
3. Рассчитан коэффициент излучательной рекомбинации горячих носителей в антимониде индия. Показано, что при определенных условиях излучательная рекомбинация горячих носителей может стать доминирующим каналом рекомбинации.
4. Рассчитан коэффициент усиления излучения, обусловленный излучательной рекомбинацией горячих носителей.

Основной результат работы заключается в том, что показана возможность лазерной генерации на частотах, соответствующих энергии горячих носителей заряда $2E_g$.

Фазовые диаграммы четверных соединений $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N$

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

[1]Санкт-Петербургский филиал Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН
тел: (812) 247-23-65, эл. почта: natalya@scc.ioffe.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-45, эл. почта: ai@zhmakin.ru

В настоящее время многокомпонентные нитриды III группы получают все большее распространение, технология их получения все время развивается и, тем самым, они привлекают все более пристальное внимание со стороны исследователей и инженеров, работающих в промышленности и в исследовательских центрах. В нитридных гетероструктурах изначально использовались InGaN и AlGaN, а недавно возник интерес к AlInN и AlInGaN. Задача получения информации о термодинамических свойствах и фазовых диаграммах $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N$ является весьма актуальной по причине отсутствия надежных экспериментальных данных.

Следствием большого рассогласования кристаллических решеток бинарных составляющих многокомпонентные нитриды III группы (рассогласование между InN и GaN составляет ~10%, между AlN и GaN ~3%, между AlN и InN ~14%) является несоответствие между имеющимися экспериментальными данными и их описанием в рамках модели регулярных растворов, использующейся в литературе наиболее часто. В применении к нитридам III группы этот вопрос практически не обсуждался в литературе. В связи с этим, вопрос о выборе адекватной модели, наилучшим образом описывающей термодинамические свойства этих материалов, остается открытым до сих пор.

Метод поля валентных сил представляется наиболее адекватным для изучения структурных и термодинамических свойств многокомпонентных соединений $A^{III}B^{V}$ [1-5]. Основанное на нем прямое численное моделирование дисторсии кристаллической решетки позволяет найти энергию смешения твердых растворов, а также конфигурационную дисперсию энергии, что важно для корректного определения термодинамических функций материалов с большим рассогласованием кристаллических решеток между их составляющими [6].

В докладе будут продемонстрированы рассчитанные фазовые диаграммы четверных соединений $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N$ кубической модификации в полном диапазоне изменения состава материала на основе методики и результатов, приведенных в работах [6-7].

Литература

1. Fukui T., J. Appl. Phys. 57, 5188 (1985).
2. Tsao J.Y. Materials. Fundamentals of Molecular Beam Epitaxy. London: Academic Press, 1993.

3. Saito T., Arakawa Y., Phys. Rev. B., 60, 1701 (1999).
4. Takayama T., Yuri M., Itoh K., Baba T., Harris Jr., J.S., J. Appl. Phys., 88, 1104 (2000).
5. Takayama T., Yuri M., Itoh K., Baba T., Harris Jr., J.S., J. Appl. Phys., 90, 2358 (2001).
6. Karpov S.Yu., Podolskaya N.I., Zhmakin I.A., Zhmakin A.I., Phys. Rev. B., 70, 235203 (2004).
7. Н. И. Подольская, С. Ю. Карпов, А. И. Жмакин, Письма в ЖТФ, 34(9), 17-23 (2008).

Влияние рентгеновского излучения на химический состав стекол $As_{1-x-y}S_xAg_y$ методом рентгенофлуоресцентного анализа в режиме on line

Т. Ю. Рабчанова

Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена
тел.: +7 (921) 784-10-28, эл.почта: Lion-1990@yandex.ru

В настоящее время для определения химического состава халькогенидных стеклообразных полупроводников широко используется метод рентгенофлуоресцентной спектроскопии — анализ характеристического рентгеновского излучения мишени, возбуждаемого тормозным излучением рентгеновской трубки, позволяет проводить не только качественный элементный анализ материала мишени, но и определять количественный элементный состав. Однако особенностью халькогенидных стеклообразных полупроводников является зависимость их физико-химических свойств от внешних воздействий и, в частности, от облучения электромагнитным излучением. Эту особенность халькогенидных стекол следует учитывать при определении их химиического состава методом рентгенофлуоресцентного анализа.

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты по исследованию влияния рентгеновского облучения на химический состав стекол $As_{1-x-y}S_xAg_y$ в режиме online. С этой целью для массивного стекла $As_{0.483}S_{0.475}Ag_{0.042}$ (состав приведен по составу исходной шихты, определенной с погрешностью ± 0.0002) площадью ~ 1 см^2 и толщиной ~ 0.5 см в течение 600 с измерялся рентгенофлуоресцентный спектр на спектрометре X-Art M при значении анодного напряжения 12.5 кВ. Площадь облучаемого участка стекла составляла ~ 1 мм^2, глубина проникновения рентгеновского излучения не превышала 3 мкм. Спектры характеристического рентгеновского излучения стеклообразного сплава содержали все линии K-серий мышьяка и серы, а также все линии L — серии серебра. Стеклообразные сплавы не подвергались специальной механической обработке (шлифованию, полированию и др.).

Поскольку отношение интенсивностей K-линий мышьяка и серы и L- линий серебра для исследованных образцов зависит от многих факторов (выходов флуоресценции, сечений поглощения как первичного, так и флуоресцентного излучений всеми атомами), то практически невозможно непосредственное использование теорети-

ческих соотношений для интенсивностей соответствующих линий для определения количественного состава стекла. Поэтому для определения относительных концентраций мышьяка и селена мы использовали отношения $x_{РФА} = S_S /(S_{As} + S_S + S_{Ag})$ и $y_{РФА} = S_{Ag} /(S_{As} + S_S + S_{Ag})$, где S_{As}, S_S и S_{Ag} — площади под спектральными линиями мышьяка, серы и серебра, а индекс «РФА» означает, что значения x и y определены из данных рентгенофлуоресцентного анализа с погрешностью ± 0.0001. Затем экспериментальный спектр сбрасывался и измерения повторялись.

Естественно, значения x, y и (1-x-y), определенные из данных по синтезу стекла, несколько отличаются от значений $x_{РФА}$, $y_{РФА}$ и $(1-x-y)_{РФА}$, определенных из данных РФА, однако, учитывая неизменность геометрии измерений, можно считать, что изменения величин $x_{РФА}$, $y_{РФА}$ и $(1-x-y)_{РФА}$ в процессе облучения, будут коррелировать с изменениями величин x, y и (1-x-y).

Оказалось, что с возрастанием времени облучения t атомные доли атомов серы $x_{РФА}$ и серебра $y_{РФА}$ уменьшаются, тогда как атомная доля атомов мышьяка $(1-x-y)_{РФА}$ возрастает, причем зависимости $x_{РФА}=f(t)$, $y_{РФА}=f(t)$ и $(1-x-y)_{РФА}=f(t)$ стремятся к насыщению. Хранение облученных образцов при комнатной температуре в течение 30 суток не приводит к восстановлению состава в облученном объемном участке стекла.

Работа финансировалась в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (гос. контракт № 02.740.11.0544).

Резонансный перенос энергии между двумя квантовыми точками

***Д. М. Самосват*, О. П. Чикалова-Лузина, Г. Г. Зегря**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-67, эл. почта: samosvat@yandex.ru, zegrya@theory.ioffe.ru

В настоящей работе исследуется резонансный перенос энергии между двумя квантовыми точками.

Рассматривается система из двух квантовых точек, находящихся на некотором расстоянии друг от друга. При этом в одной квантовой точке (донор) находятся электрон-дырочная пара, другая КТ является пустой. При данном процессе электрон рекомбинирует с дыркой и энергия передается электрону во второй квантовой точке за счет кулоновского взаимодействия; таким образом, во второй квантовой точке рождается электрон-дырочная пара. Ранее, в [1] был рассмотрен аналогичный процесс и показано, что матричный элемент зависит от расстояния между квантовыми точками (R) как $1/R^3$. Данный процесс аналогичен, по сути, ранее рассмотренному процессу

Оже-рекомбинации [2]. Мы покажем, что учет непараболичности спектра (модель Кейна) дает совсем другое выражение для матричного элемента. В этом случае матричный элемент зависит от радиуса как 1/R. Проанализирована зависимость вероятности такого процесса в зависимости от радиуса и температуры. Исследовано поведение вероятности переноса энергии в случае различных размеров квантовых точек с участием фононов.

Литература

1. S. Yu. Kruchinin, A. V. Fedorov, A. V. Baranov, T. S. Perova, and K. Berwick, Phys. Rev B 78, 125311 (2008)
2. Г. Г. Зегря, Д. М. Самосват, ЖЭТФ,131, 6, 1090(2007)

Катодолюминесцентные и структурные исследования нанокомпозитов опал — $ZnS:Mn^{2+}$ и опал — GaN

***И. И. Шишкин*, Е. Ю. Трофимова, Д. А. Курдюков, В. Г. Голубев, А. А. Ситникова, М. В. Заморянская**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-82, эл. почта: shishbesh@gmail.com

Одним из удобных и технологичных методов создания нанокомпозитов является матричный метод, основанный на использовании диэлектрических матриц с правильными решетками каналов и полостей, в которые химическими или физиическими методами вводятся нанообъекты, самоорганизующиеся под влиянием матрицы. Такими матрицами-носителями наноструктур могут служить искусственные опалы, состоящие из сфер аморфного SiO_2, образующих ГЦК решетку. Нанокомпозиты на основе опалов представляют собой трехмерные фотонные кристаллы (ФК) [1]. Важной технологической задачей является получение светоизлучающих ФК.

В рамках данной работы проведены исследования катодолюминесцентных и структурных свойств серии образцов нанокомпозитов опал-ZnS:Mn и опал-GaN. Заполнение опалов веществами проводилось в два этапа: сначала в поры вводились оксиды Ga_2O_3 и ZnO:Mn, затем проводился отжиг образцов опал-оксид, соответственно, в парах NH_3 и H_2S. Исходными матрицами служили объемные опалы, изготовленные из шаров SiO_2 диаметром 240 нм, и пленочные опалы, изготовленные методом вертикального осаждения из шаров диаметром 305 нм на подложке плавленого кварца. Синтез GaN проводили при 850-900 °C; ZnS:Mn в порах объемных опалов синтезировали при 900 °C, в порах пленки опала — при 550 °C. Для получения нанокомпозитов опал-GaN-ZnS:Mn в поры матрицы сначала вводили GaN, а затем ZnS:Mn. Пленочный нанокомпозит опал-GaN-ZnS:Mn был инвертирован методом травления в водном рас-

творе HF, в результате чего вещество матрицы опала — a-SiO_2 было селективно удалено. Исследованы образцы: K-775 — незаполненный опал, K-193 — опал-GaN, K-451 — опал-GaN-ZnS:Mn, CK-13 — опал-ZnS:Mn, TK-1 — пленка инвертированного опала GaN-ZnS:Mn на кварцевой подложке. Исследования проводились методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), локальной катодолюминесценции (КЛ) и рентгеноспектрального микроанализа (РСМА).

Катодолюминесцентные исследования позволили оценить степень однородности заполнения опалов и сопоставить спектры излучения с составом в локальных областях образцов. На основании результатов рентгеноспектрального микроанализа проведена оценка заполнения пор в опале полупроводниковым материалом. В образце K-775 и K-193 наблюдались полосы люминесценции, характерные для аморфного SiO_2 (1,9 и 2,2 эВ). Принципиальных изменений спектров КЛ при заполнении опала GaN не было обнаружено. При заполнении опала Zn образуются две цинкосодержащие фазы: ZnS и Zn_2SiO_4. Сульфид ZnS:Mn^{2+} характеризуется свечением в желто-оранжевой области спектра с максимумом излучения 2,1 эВ, ортосиликат Zn_2SiO_4: Mn^{2+} излучает в сине-зеленой области спектра 2,6 эВ. Заполнение опала одновременно сульфидом цинка и нитридом галлия существенно понизило долю ортосиликата цинка. Спектр излучения инвертированного опала так же имеет интенсивную полосу с максимумом излучения 2,1 эВ, характерный для ZnS:Mn^{2+}.

Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии показали структуру заполнения пор. Заполнение представляет собой отдельные кристаллиты размером от 5 до 10 нм. Возможно вхождение как вюрцитной, так и сфалеритной фазы. По данным микродифракции подтверждено наличие GaN, ZnS, а так же ортосиликата цинка в образцах.

Полученные сведения о структуре заполнения пор исходной опаловой матрицы, ее однородности и люминесцентных свойствах продемонстрировали перспективность данных структур для получения совершенных опалоподобных трехмерных фотонных кристаллов.

Литература

1. J. D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade Photonic Crystals: Molding the Flow of Light 2nd ed. Princeton, NJ: Princeton University Press (2008).

Учет внутренних степеней свободы в квазирешеточной модели многокомпонентных систем

А. А. Шнайдер

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого
тел: (8162) 33-68-91, эл. почта: schneider@ mail.natm.ru

Важнейшей задачей практического материаловедения является разработка новых веществ с заранее заданными термодинамическими свойствами. Для уменьшения временных и материальных затрат при данной работе необходимо проведение теоретического прогнозирования тепловых и кинетических свойств таких систем. Построение количественной термодинамики реальных систем из «первых принципов» сегодня крайне проблематично, так как вычисление многомерных конфигурационных интегралов с потенциалами общего вида является на сегодняшний день серьезной математической проблемой. Поэтому важную роль играют феноменологические модели реальных веществ, основанные на очевидных физических допущениях о строении системы, межчастичных потенциалах взаимодействия и учитывающих основные особенности частиц, входящих в систему.

В данном докладе представлено обобщение решеточной модели с целью расширения сферы применимости феноменологического подхода. Мы представляем квазирешеточную модель многокомпонентных систем (КРМ), основанную на предложенной и разработанной в [1, 2] обобщенной решеточной модели. Важно, что каждый из вводимых параметров теории имеет ясный физический смысл, а все основные положения формулируются на основе единого математического аппарата. Используемые при этом приближения имеют строго обоснованную область применимости.

Одним из преимуществ КРМ является возможность введения в рассмотрение внутренних степеней свободы. Учет конфигурационных и магнитных степеней свободы осуществляется, применительно к структурам ОЦК сплавов систем Fe-Cr. В кубической объемно-центрированной решетке атомы расположены в вершинах куба, а один атом — в центре его объема. Поэтому для таких веществ необходимо построение трехподрешеточной системы с тремя неэквивалентными типами узлов.

Введенный в [3] формализм КРМ, был уточнен для многоподрешеточных систем. Равновесное распределение компонентов в системе определено из условия минимума функционала свободной энергии Гельмгольца при учете условия упаковки и учете условия сохранения числа частиц.

Автор выражает искреннюю благодарность за руководство работой научному руководителю А. Ю. Захарову и научному консультанту А. Л. Удовскому. Автор благодарит РФФИ за поддержку работы (грант 10-03-90746).

Литература

1. А. Ю. Захаров, С. В. Терехов. Обобщенная решеточная модель фазовых равновесий в многокомпонентных системах.// Математические задачи химической термодинамики. Новосибирск: Наука, 1985.
2. А. Ю. Захаров, А. Л. Удовский. Обобщенная решеточная модель и ее применение к прогнозированию термодинамических свойств многокомпонентных растворов.// Физика и химия обработки материалов. 2005. № 1. С. 5-17.
3. A. Yu. Zakharov, A. A. Schneider, A.L. Udovsky. Variable-lattice model of multi-component systems. 1. General consideration.// E-Print Arxiv: cond-mat.stat-mech/1003.2731, 2010. 10 pp.

Идентификация мелких донорных центров в монокристаллах AlN методом ЭПР.

***В. А. Солтамов*, И. В. Ильин, А. А. Солтамова, Д. О. Толмачев, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-20, эл. почта: victor_soltamov@mail.ru

AlN являются широкозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны ~6 эВ и считается чрезвычайно перспективным материалом для оптоэлектроники. Одной из основных проблем является легирование AlN донорными примесями и идентификация мелких доноров. Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) является одним из наиболее перспективных методов исследования дефектов в полупроводниках, позволяющий идентифицировать структуру собственных и примесных дефектов.

В работе методом ЭПР исследовались два разных типа монокристаллов AlN, выращенные сублимационным сэндвич методом [1]. Первый кристалл был выращен без добавления примесей, второй кристалл был выращен с добавлением кремния (Si), который является донорной примесью для нитрида алюминия

В первом образце при температуре 5 К наблюдался сигнал ЭПР высокой интенсивности, появляющийся после подсветки кристалла светом с длинной волны менее 700 нм. g-фактор сигнала соответствовал мелким донорам, и ширина линии ЭПР обладала незначительной анизотропией. После выключения возбуждающего света ($\lambda < 700$нм) сигнал не исчезал и оставался практически неизменным вплоть до 30К. При дальнейшем повышении температуры интенсивность сигнала резко падала. Такая особенность возбуждения сигнала ЭПР мелких доноров и его дальнейшее поведение может быть объяснена в рамках модели отрицательной корреляционной энергии (negative correlation energy U) [2].

Во втором образце, начиная с температур 10К, наблюдался сигнал ЭПР высокой интенсивности, появляющийся после подсветки кристалла светом с длинной волны менее 650 нм. После выключения возбуждающего света (λ <650нм) сигнал не исчезал и оставался практически неизменным вплоть до 40К. g-фактор сигнала также как и в случае первого образца, соответствует мелким донорам. Однако ширины линий ЭПР этих доноров отличались более чем в 5 раз от наблюдаемых в первом образце.

Поскольку ширины линий спектров ЭПР обусловлены сверхтонким взаимодействием неспаренного электрона мелкого донора с атомами ближайшего окружения, можно сделать вывод о том, что донорные атомы расположены либо в азотных (широкие линии), либо в алюминиевых (узкие линии) узлах решетки AlN. Наиболее подходящим кандидатом, подпадающим под модель «negative U», является кислород, замещающий атом азота в кристаллической решетке нитрида алюминия [3, 4], то сделан вывод о том, что мелкими донорами в образце первого типа являются атомы кислорода O_N. Так как кристаллы AlN второго типа выращивались с добавлением примеси кремния, то наблюдаемые узкие линии ЭПР мелких доноров можно отнести к примесным атомам кремния, замещающим алюминий (Si_{Al}).

Литература

1. E.N. Mokhov et al., J.Cryst.Growth, 281, (2005)
2. P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 34, 953 (1975).
3. S.B. Orlinskii et al., Phys. Rev. Lett. 100, 256404 (2008)
4. V.A. Soltamov et al., J. Appl. Phys. 107,113515 (2010)

Исследование влияния поверхностно активных веществ на структурное совершенство нитридов III группы

П. Н. Сорокоумов, **Ю. В. Жиляев, В. В.Зеленин, С. Н. Родин, Ш. Ш. Шарофидинов, В. Н. Пантелеев**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-79-41, эл. почта: zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru

Краткое вступление, постановка проблемы

На сегодняшний день изучению механизмов самоорганизации поверхностей в процессах роста полупроводниковых слоёв во всём мире уделяется существенное внимание. Это новое направление в технологии эпитаксиального синтеза полупроводников, которое является перспективным для решения проблем высокой дефектности полупроводниковых слоёв при гетероэпитаксии.

Опубликованные работы значительно расширили представления о росте нитрида галлия и алюминия. Однако основной проблемой при получении низкодислокационных и высокого структурного совершенства слоёв нитридов III группы до сих

пор является отсутствие коммерчески доступных нитридгаллиевых подложек и, как следствие, необходимость выращивания нитридных полупроводников на инородных подложках. Это, в свою очередь, ведёт к увеличению числа дислокаций и уменьшению структурного совершенства из-за решеточного несоответствия подложек и выращенных слоёв. В связи с этим, в последние годы было обращено внимание на методы модифицирования поверхности инородных подложек с помощью ПАВ для улучшения качества получаемых полупроводниковых слоёв. Такой же подход ранее применялся для решения аналогичных проблем при росте полупроводниковых слоёв Si, Ge\Si, In\As, Ge\As.

Проблемы, решаемые в рамках данного проекта, являются наиболее актуальными и важными для современной оптоэлектроники, развития приборных структур на основе нитридов, работающих в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра. Эта область науки в последние годы активно развивается, был достигнут значительный прогресс в создании оптоэлектронных приборов и улучшения их потребительских характеристик, коммерческого применения достигли такие устройства как яркие и экономичные зеленые, голубые и фиолетовые светодиоды, лазеры с длинами волн излучения от зеленого до ближнего ультрафиолета. Однако, все большее внимание уделяется проблеме получения ненапряженных слоев нитрида галлия с малой плотностью дислокаций, без решения которой невозможно дальнейшее улучшение параметров приборов

Цель работы

Проект направлен на исследование методов модификации поверхности инородных подложек в процессе предростовой подготовки с использованием поверхностно-активных веществ и исследование начальных этапов роста, зародышеобразования, коалесценции. А также на получение слоёв нитридов III группы, обладающих высоким структурным совершенством и низкой плотностью дислокаций, изучение влияния поверхностно-активных и поверхностно-инактивных веществ на процессы солегирования нитридных полупроводников.

Промежуточные результаты

Разработаны оригинальные методы получения объемных слоев нитрида галлия на подложках сапфира с применением поверхностно-активных веществ. Оптимизированы технологические параметры роста нитридных слоев с целью снижения плотности дислокаций, увеличения скорости роста, повышения их структурного совершенства.

Высокоэффективные электрокаталитические системы с применением новейших материалов

***Е. Е. Терукова*[1, 2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: +7 (921) 319-03-42, эл. почта: eeterukova@mail.ru

В настоящее время растет интерес к новейшим материалам. Особенно очевиден, интерес к углеродным нанотрубкам, имеющим широкий спектр элекрофизических и механических свойств и перспективным во многих направлениях. Одним из таких направлений в последние годы стал электрокатализ в частности перспектива развития катализаторов на основе УНТ для водород-воздушных топливных элементов [1]. Для эффективной работы катализатора в электрокаталитической системе необходимо понимание всех термодинамических и кинетических процессов, происходящих в ходе реакций, протекающих в ходе работы топливного элемента.

Цель данного научного исследования состоит в установлении взаимосвязи между микро- и наноструктурными свойствами различных материалов и электрокаталитических систем на их основе и эффективностью работы топливного элемента.

В ходе работы для достижения поставленной цели был сформулирован ряд задач: исследование новейших наноструктурных материалов в качестве потенциальных носителей электрокатализаторов, в том числе углеродных нанотрубок; получение и исследование нанокатализаторов на различных носителях; исследование влияния состава и структуры электрокаталитических слоев; получение, исследование и оптимизация каталитических слоев мембранно-электродных блоков с целью увеличения эффективности, стабильности и долговечности работы топливной батареи.

Для повышения эффективности электрокатализа в активных каталитических слоях твердополимерных топливных элементов, а, следовательно, увеличения удельных мощностей были предложены оптимизированные структуры и проведены исследования полученных образцов мембранно-электродных блоков. Для оптимизации одним из компонентов были выбраны функционализированные многостенные углеродные нанотрубки. Функционализация — это модификация путем проведения химической обработки поверхности с целью «привития» различных химических функциональных групп. Основными критериеми при выборе углеродных трубок стали: высокая площадь поверхности в сочетание с хорошей диспегируемостью в каталитических чернилах, гидрофобность для эффективного отвода воды из катодной области топливного элемента, электропроводность для эффективного переноса заряда к электродам, а также каталитическая активность углеродных нанотрубок, которая при работе топливного элемента приводит к сокатализу, проявляемому в катодной области топ-

ливного элемента при восстановлении кислорода и усиливающемуся с увеличением функциональных групп на поверхности УНТ [2]. Путем оптимизации были достигнуты результаты, сравнимые с мировыми. Плотность мощности полученных образцов достигала 700 мВт/см^2. Эти результаты были дотигнуты за счет применения в составе каталитических систем одностенных углеродных нанотрубок, выбранных после изучения свойств различных нонаматериалов.

Планируются работы по дальнейшей оптимизации состава и структуры каталитических слоев мембранно-электродных блоков топливных элементов с целью увеличения мощности, что приведет повышению рабочих токов, а следовательно увеличению скорости реакции образования воды. В связи с этим будет необходима дальнейшая оптимизация каталитических слоев, а также электродных материалов для отвода воды. Также планируется моделирование многослойных каталитических систем в особенности катодной области методом внедрения гидрофобных материалов.

Литература

1. Philippe Serp, José Luís Figueiredo. Carbon Materials for Catalysis. Ohn Wiley and Sons, 2008. p. 579.
2. Jiujun Zhang, PEM Fuel Cell Electrocatalysts and Catalyst Layers: Fundamentals and Applications, Springer, 2008. p. 1159.

Вторичная модуляционная неустойчивость спиновых волн в ферромагнитных пленках

А. Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: (812) 234-99-83, эл. почта: ustinov-rus@mail.ru

Модуляционная неустойчивость является одним из интереснейших явлений, возникающих при распространении нелинейных волн в диспергирующих средах. Она наблюдалась и была изучена для волн на поверхности воды, волн в плазме, световых волн в оптических волноводах, спиновых волн (СВ) в магнитных пленках и в других физических системах [1, 2].

В настоящей работе сообщается о наблюдении вторичной модуляционной неустойчивости спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитных пленках. Эксперименты были проведены на эпитаксиальной пленке железо-иттриевого граната толщиной 2.2 мкм с намагниченностью насыщения 1750 Гс. Пленка была намагничена по нормали к плоскости однородным магнитным полем величиной 4058 Э, что обеспечивало распространение в ней так называемых прямых объемных спиновых волн. Пленка имела закрепленные поверхностные спины. Спектр СВ в такой пленке характеризовался наличием «дипольных щелей» — частотных областей с сильной диспер-

сией групповой скорости СВ. Для возбуждения и приема СВ использовались стандартные конструкции микрополосковых антенн шириной 50 мкм с подводящими микрополосковыми линиями, имевшими волновое сопротивление 50 Ом.

При проведении экспериментов на входную антенну, возбуждавшую спиновую волну в пленке, подавался непрерывный сверхвысокочастотный (СВЧ) сигнал фиксированной частоты f_0 и мощности $P_{вх}$. Измерялись частотный спектр и осциллограммы СВЧ колебаний спиновой волны, дошедшей до выходной антенны. Измерения проводились на частотах вблизи дипольных щелей при последовательном изменении частоты f_0 и мощности $P_{вх}$.

При минимальной мощности $P_{вх1}$=1.36 мВт на низкочастотном склоне первой щели в диапазоне 6487-6492 МГц возникала собственная модуляционная неустойчивость СВ. Она выражалась в возникновении модуляции огибающей на осциллограмме и в появлении дополнительных гармоник в спектре сигнала с выходной антенны. Эквидистантность гармоник спектра подтверждала то, что модуляция возникала за счет развития нелинейных четырехволновых процессов параметрического взаимодействия СВ в пленке. Частота появившейся модуляции была равна 2.15 МГц и хорошо совпадала с теоретическим значением. Увеличение мощности Рвх вело к возрастанию глубины наблюдаемой модуляции. При $P_{вх}$=1.93 мВт на частоте f_0=6490.5 МГц модуляционная неустойчивость развивалась в периодическую последовательность светлых солитонов огибающей, что типично для волн в средах с нелинейностью типа «притяжение».

Дальнейшие измерения проводились на частоте f_0. Увеличение $P_{вх}$ приводило к возрастанию частоты модуляции, что находилось в хорошем соответствии с теорией. При этом импульсы сохраняли солитонный вид и становились короче. При достижении мощности порогового значения $P_{вх2}$=2.88 мВт наблюдалось возникновение вторичной модуляционной неустойчивости. Она выражалась в возникновении модуляции амплитуды солитонной последовательности. При этом спектр волн обогащался следующим образом: вокруг каждой спектральной гармоники, рожденной первичной модуляционной неустойчивостью, возникал новый набор эквидистантных дискретных гармоник. Частота вторичной модуляции при ее возникновении оказалась равной около 100 кГц. Развитие вторичной модуляционной неустойчивости при дальнейшем увеличении $P_{вх}$ сначала приводило к появлению солитонного профиля у модуляции амплитуды первичной солитонной последовательности, а затем к ее стохастизации.

Работа поддержана грантами РФФИ, Президента РФ и Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. V.E. Zakharov et al., Physica D 238, 540 (2009)
2. A.B. Ustinov et al., Phys. Rev. B 81, 180406(R) (2010).

Электронно-микроскопическое исследование слоев GaN, выращенных на подложках Si(111) с использованием буферных слоев SiC и AlN

***Н. В. Веселов*[1], Л. М. Сорокин[1], М. П. Щеглов[1], А. Е. Калмыков[1], В. Н. Бессолов[1], Н. А. Феоктистов[1], А. В. Осипов[2], С. А. Кукушкин[2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 515-18-69, эл. почта: nikita.veselov2010@yandex.ru
[2]Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург
тел: (812) 321-47-84, эл. почта: ksa@math.ipme.ru

В последние годы к нитриду галлия проявляется значительный интерес в связи с широкими возможностями его применения, такими как: изготовление светодиодов в синем и ультрафиолетовом спектре излучения, ультрафиолетовые детекторы, FET-транзисторы и биполярные транзисторы [1].

В настоящее время, из-за отсутствия собственных подложек, GaN преимущественно выращивают на подложках сапфира или карбида кремния. Вследствие высокой стоимости последних, большой интерес представляет рост нитрида галлия на подложках кремния, учитывая их малую стоимость и возможность интеграции кремниевой и нитрид-галлиевой технологии.

Однако, ввиду рассогласования параметров решеток Si и GaN, слои нитрида галлия растут с большим количеством дефектов [2]. Поэтому в данной работе для роста GaN на Si был использован буферный слой 3C-SiC толщиной 100 нм [3], выращенный на подложке кремния с ориентацией поверхности (111) методом твердофазной эпитаксии [4], а также дополнительный буферный слой AlN.

Полученные данные просвечивающей электронной микроскопии свидетельствуют о высоком структурном совершенстве полученного слоя GaN. Такой вывод также подтверждается данными рентгеновской дифрактометрии. Полуширина кривой качания для этих слоев составила ω = 25-30'. Обсуждается возможный механизм роста слоев GaN на выявленной электронной микроскопией рельефной поверхности буферного слоя AlN, приводящий к низкой концентрации дефектов в эпитаксиальном слое.

Литература

1. V. V. Buniatyan et al., Journal of Physics D: Applied Phys. 40 (2007) 6355—6385
2. J. X. Zhang et al., Thin Solid Films 515 (2007) 4397—4400
3. Л. М. Сорокин, Н. В. Веселов и др., ПЖТФ, 2008, 34, 22, 88-94.
4. С. А. Кукушкин, А. В. Осипов, ФТТ, 2008, 50,7,1188—1195.

АСТРОНОМИЯ И АСТРОФИЗИКА

Обзор последних результатов по измерению легких адронов в области промежуточных и больших поперечных импульсов в столкновениях тяжелых релятивистских ядер на коллайдере RHIC

Я. А. Бердников[1, 2], Д. *А. Иванищев*[1], В. Г. Рябов[1], Ю. Г. Рябов[1], В. М. Самсонов[1, 2]

[1]Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Гатчина
тел: (81371) 4-61-36, эл. почта: ivanishchev@mail.pnpi.spb.ru
[2]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
тел: (812) 552-75-31, эл. почта: berdnikov@spbstu.ru

Легкие адроны несут важную информацию о механизмах рождения частиц и свойствах среды, образующейся в столкновениях тяжелых релятивистских ядер. Измерение таких частиц как р, з, щ, К и р позволяет изучать эффект гашения струй в области больших поперечных импульсов (> 6 GeV/c), возникающий в результате энергетических потерь партонов, распространяющихся в плотной и горячей среде. В области промежуточных поперечных импульсов (2-6 ГэВ/с) рождение таких частиц обусловлено как жесткими процессами, так и мягкими процессами в результате развития радиального потока, рекомбинации партонов и т.д.

В данном докладе представлен обзор последних результатов по измерению легких адронов в столкновениях ядер золота и ядер меди при энергии 200 ГэВ на коллайдере RHIC [1], которые позволяют более детально изучать наблюдаемые эффекты. Сравнение с предсказаниями теоретических моделей используется для качественного и количественного описания происходящих процессов и получения оценок для свойств образующейся в таких столкновениях среды.

Литература

1. M. Harrison et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 499 (2–3), 235 (2003).

Внесолнечные планеты

Р. В. Балуев

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН
тел: (812) 363-70-31, эл. почта: roman@astro.spbu.ru

Первая внесолнечная планета (экзопланета), обращающаяся вокруг звезды солнечного типа 51 Пегаса, была открыта в 1995 г. [1]. Это открытие было лишь первым в нахлынувшей затем серии аналогичных открытий. Оно в сущности преобразило наши представления как о том, как проходят процессы образования планет в Галактике, о физических и динамических характеристиках этих планет, их распространенности и, в конечном счете, месте Земли и Солнечной Системы в общей популяции экзопланет и экзопланетных систем. К настоящему времени, по прошествии 15 лет, известно уже лишь немногим менее 500 внесолнечных планет, из которых примерно четверть входят в 45 многопланетных систем. В среднем, одна новая экзопланета открывается каждые 3 дня.

Существуют два наиболее успешных метода наблюдения, при помощи которых было открыто около 80% известных на сегодня экзопланет. Оба метода косвенные, основанные на анализе света, приходящего от звезды, вокруг которой обращается планета (а свет от самой планеты в той или иной форме при этом не регистрируется вовсе). Первый метод — лучевых скоростей — основан на длительном мониторинге компоненты скорости звезды, направленной вдоль луча зрения. Гравитационное влияние движущейся вокруг звезды планет вызывает периодическое колебание лучевой скорости первой (например, Юпитер вносит в скорость Солнца периодическое возмущение около 13 м/с, а Земля — 9 см/с). Этот метод основан на эффекте Допплера, то есть требует высокоточных (правда относительных, не абсолютных) спектральных наблюдений, на уровне точности порядка 10 м/с. Современные спектрографы, работающие в программах поиска экзопланет, уже достигают инструментальной точности порядка десятков см/с. Метод лучевых скоростей позволяет однозначно определить все орбитальные параметры планеты, за исключением угла наклона орбиты к картинной плоскости, а также массу планеты (правда, лишь с точностью до синуса угла указанного наклона как неопределенного множителя).

Второй важный метод — метод прохождений — фотометрический. Заключение о наличии планеты делается на основе наблюдения периодических явлений прохождений планеты по диску звезды. В ходе такого прохождения яркость звезды падает на небольшую величину (обычно порядка 1% в течение нескольких часов). Этот метод пока несколько менее эффективен, чем метод лучевых скоростей — соответствующее соотношение количества открытых экзопланет составляет примерно 1:4. Однако,

он легче автоматизируем, а фотометрическая точность существенно повышается при наблюдении из космоса (из-за отсутсвия вилияния атмосферы). Недавно запущенные с этой целью космические обсерватории CoRoT (2005 г.) и Kepler (2010 г.) могут сделать метод прохождений более продуктивным по количеству открытых планет. Тем не менее, этот метод дает довольно мало информации об открытой планете: только ее радиус и период обращения. Кроме того, этот метод вносит мощную наблюдательной селекцию: вероятность наличия прохождений у планет на широких орбитах резко падает, то есть открываются в основном планеты, близкие к звезде.

В первое десятилетие казалось, что открываемые внесолнечные планетные системы совершенно не похожи на Солнечную: это были планеты-гиганты на тесных орбитах с периодом обращения в несколько суток («горячие юпитеры»), либо на широких, но значительно вытянутых, орбитах (что резко снижает возможности для существования в системе маломассивных планет земного типа ввиду соображений динамической устойчивости). Удивляла значительная доля массивных планет в острых орбитальных резонансах. Тем не менее, данные, полученные в последние годы, говорят о том, что эти необычные классы экзопланет составляют лишь небольшую долю в их общей популяции, а классы, формирующие большинство, только начинают прорисовываться, благодаря улучшающейся инструментальной базе.

Литература

1. M. Mayor & D. Queloz, Nature 378, 355 (1995).

Исследование хаотичности галактических орбит методом NAFF

Е. С. Бирюкова

Санкт-Петербургский государственный университет
тел: (812) 346-27-07, эл. почта: birukova@yandex.ru

Известно, что орбиты галактик в сглаженном гравитационном поле могут быть хаотическими [1]. В 1993 г. Ласкар [2] разработал мощный инструмент для изучения хаотичности в динамической системе известный как NAFF (Numerical Analysis of Fundamental Frequencies).

Мы рассматриваем функцию Гамильтона: $H(J,\psi)=H_0(J)+\varepsilon H_1(J,\psi)$, где $J=(J_i)$ и $\psi=(\psi_i)$ - переменные действие-угол.

Полагаем точечную массу как невозмущенную модель, а в качестве возмущенной модели рассматриваем осессиметричное обобщение «предельной» модели Кузмина-Велтмана:

$$\Phi_1 = \Phi_1(R,z) = \frac{1}{1+\xi}, \qquad \xi^2 = R^2 + z^2 + \sqrt{4(1-\varepsilon)z^2 + \varepsilon^2} - \varepsilon$$

В качестве переменных действие-угол естественно рассматривать переменные Делоне.

Процедура метода состоит в следующем. Сначала производится численное интегрирование уравнений движения (мы используем метод Рунге-Кутта 4). К полученным после численного интегрирования данным применяется анализ Фурье. Алгоритм частотного анализа предоставляет аппроксимацию функции *f(t)* исходя из ее численных значений на конечном временном интервале. Частота и амплитуда вычисляются по итеративной схеме. Для определения первой частоты необходимо найти максимум амплитуд:

$$\varphi(\sigma) = \left\langle f(t), \exp(i\sigma t) \right\rangle$$

Когда найдем первый периодический член, его комплексная амплитуда ищется с помощью ортогональной проекции и процесс начинается заново, работая уже с оставшейся частью функции.

В конечном итоге мы получаем набор базисных частот, по которым можно определить факт наличия хаотичности орбиты. В случае интегрируемой системы частоты не будут изменяться, а если мы в зоне хаоса, то переменные действия будут эволюционировать со временем. Это позволит нам выявить факт наличия хаотичности.

В данной работе мы представляем первые результаты работы алгоритма, в котором в качестве анализа Фурье рассматривается быстрое преобразование Фурье.

Литература

1. Contopoulos, G. Order and Choas in dynamical astronomy // Solar System Research, 2008. Vol. 42, P. 268-270.
2. Laskar J., Froeschle C., Celleti A. The measure of chaos by the numerical analysis of the fundamental frequencies. Application to the standard mapping // Physica D, 1992. Vol. 56, P. 253-269.
3. Papaphilippou Y., Laskar J. Frequency map analysis and global dynamics in a galactic potential witj two degrees of freedom // Astronomy and Astrophysics, 1996. Vol. 307. P. 427-449.
4. Hunter C. Spectral analysis of orbits via discrete Fourier transform // Space Science Reviews, 2001. Vol. 102, P. 83-99.
5. Laskar J. Frequency map analysis and quasiperiodic decomposition // Astronomie et Systèmes Dynamiques, 2003. P. 254-285

Изучение свойств адронов на ускорителях промежуточных энергий

А. А. Дзюба

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Гатчина
тел: (921) 096-12-93, эл. почта: a.dzyuba@gmail.com

За последние десятилетия был достигнут огромный прогресс в понимании физики фундаментальных взаимодействий. Сильнее всего это проявилось в создании и экспериментальной проверке Стандартной Модели фундаментальных частиц и взаимодействий [1]. Однако, несмотря на несомненный успех теории, в ней остается ряд невыясненных вопросов. Особенно сильно это проявляется в адронном секторе — физике сильно взаимодействующих частиц, характеризующейся малыми переданными импульсами, когда из-за большой константы связи становится невозможным проведение пертурбативных вычислений. К таковым проблемам можно отнести:

- точное описание спектра адронов [2] (в том числе возможное наличие экзотических адронов таких как, пентакварк [3,4] или сильносвязанные каон-ядерные состояния [5]);
- описание внутренней структуры нуклона, вычисление его спина [6];
- изменение свойств адронов, помещенных в плотную ядерную среду [7];
- описание области промежуточных энергий, в которой адронные степени свободы переходят в цветовые [8] и т.д.

Главным способом получения новой информации о секторе адронной физики при промежуточных энергиях, является проведение экспериментов на ускорителях заряженных частиц и фотонных пучках. В данном докладе на примере исследований, проводимых на ускорителе COSY (г. Юлих, Германия) [9], будут показаны экспериментальные подходы к решению такого рода задач. Особое внимание будет уделено процессам, протекающим с образованием странных мезонов и гиперонов.

Литература

1. Particle Data Group, Review of particle physics., Phys. Lett. B 667, 116 —216 (2008).
2. J.L.Rosner, J. Phys. G 34 s127 (2007).
3. D. Diakonov, V. Petrov and M. Polyakov, Z. Phys. A 359, 305 (1997).
4. T. Nakano,, Nucl. Phys. A 835, 254 (2010).
5. Y. Akaishi, T. Yamazaki, Phys. Rev. C 65, 044005 (2002).
6. F. Myhrer, A.W. Thomas, J. Phys. G. 37, 023101 (2010).
7. S. Leupold, V. Metag and U. Mosel, Int. J. Mod. Phys. E 19, 147 (2010).
8. P. Rossi et al., Phys. Rev. Lett. 94, 012304 (2005).
9. R. Maier et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 390, 1 (1997).

Расчет обратного тока позитронов в пульсарных трубках радиопульсаров.

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

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
[2]Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
тел: (812) 292-71-80, эл. почта: goglichidze@gmail.com

Рассматривается формирование обратного тока позитронов в полярных областях радиопульсаров и нагрев с его помощью пульсарных полярных шапок. Пульсар рассматривается в модели «внутреннего зазора» со свободным истечением электронов с поверхности нейтронной звезды. При рассмотрении генерации электрон-позитронных пар учитывается только рождение пар квантами изгибного излучения в магнитном поле.

Согласно модели Аронса-Шарлеманна [1] электрон-позитронная плазма очень быстро экранирует продольное электрическое поле и обратный ток позитронов формируется непосредственно вблизи верхней обкладки диода «внутреннего зазора». Однако в работе [2] было показано, что при меняющейся с высотой плотности Голдрайха-Джулиана не удается найти стационарных решений, в которых электрическое поле падало бы достаточно быстро и формирование обратного тока позитронов описывалось моделью Аронса-Шарлеманна. В работе [2] была предложена альтернативная модель, согласно которой электрон-позитронная плазма достаточно медленно экранирует продольное электрическое поле и поэтому значительный вклад в обратный ток позитронов могут давать области, лежащие заметно выше «внутреннего зазора».

Для ряда старых радиопульсаров ($\tau \sim 10^6$ лет) выполнен расчет обратного тока позитронов как по модели Аронса-Шарлеманна [1], так и по модели Муслимова-Хардинг [2]. Показано, что расчет по модели Аронса-Шарлеманна лучше согласуется с наблюдениями, тогда как расчет в соответствии с моделью Муслимова-Хардинг приводит к излишне сильному нагреву полярных шапок. В частности показано, что у нескольких старых радиопульсаров рентгеновская светимость полярных шапок, расчитанная по модели Муслимова-Хардинг, в 3-5 раз превышает наблюдаемую.

Рассмотрено, как изменяется обратный ток позитронов, если на частицы вблизи верхней обкладки диода помимо среднего электрического поля действует некоторая дополнительная сила, не зависящая от знака заряда частицы. Показано, что в этом случае имеются решения с расположенными чуть выше верхней обкладки диода средами из покоящихся электронов, т.е. соответствующие формированию тока по модели Аронса-Шарлеманна. При этом обратный ток позитронов оказывается достаточно малым и хорошо согласуется с наблюдаемыми значениями рентгеновской светимости полярных шапок.

В качестве кандидата на роль сторонней силы может выступать, например, давление запертого в пульсарном диоде радиоизлучения.

Работа поддержана программой «Ведущие научные школы РФ» (грант НШ-3769.2010.2), а также РФФИ (код проекта 10-02-00327-а).

Литература

1. Arons J.; Scharlemann E.T., ApJ, V. 231, p. 854 (1979)
2. Harding A.K.; Muslimov A.G., ApJ, V. 556, p. 987 (2001)

Разделение нормальных и сверхтекучих мод в пульсирующих нейтронных звездах

***Е. М. Кантор*, М. Е. Гусаков**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-80, эл. почта: kantor@mail.ioffe.ru, gusakov@astro.ioffe.ru

Рассмотрена задача о спектре частот пульсирующей сверхтекучей нейтронной звезды (НЗ). Показано, что уравнения, описывающие пульсации сверхтекучих НЗ могут быть разделены на две системы слабо связанных уравнений. Параметр связи *s* этих систем мал, *s* ~ (0.01-0.05) для реалистических уравнений состояния сверхплотного вещества НЗ. Одна система уравнений описывает нормальные моды, другая — сверхтекучие моды. Уже нулевого приближения по параметру s (когда системы полностью разделены) достаточно, чтобы рассчитывать спектр частот с точностью в несколько процентов. В этом приближении нормальные моды совпадают с обычными модами несверхтекучей НЗ, а сверхтекучие моды не излучают гравитационные волны и локализованы в сверхтекучей области звезды. Излучение гравитационных волн сверхтекучими модами возможно лишь в следующем (первом) порядке теории возмущений по s. Таким образом, оно должно быть подавлено по сравнению с гравитационным излучением от нормальных мод. Полученные результаты объясняют имеющиеся в литературе численные расчеты спектров пульсирующих сверхтекучих НЗ, а также предлагают простую пертурбативную (по параметру s) схему, кардинально упрощающую такого рода расчеты. Работа была поддержана РФФИ (грант 08-02-00837), ФАНИ (грант НШ 2600.2008.2), и фондом «Династия».

Сжимаемость ядерной материи и нейтронные звезды

***Е. Л. Крышень*, Б. Л. Бирбраир**

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Гатчина
тел: (921) 403-64-84, эл. почта: evgeny.kryshen@cern.ch

Сжимаемость является одной из ключевых характеристик основного состояния ядерной материи наряду с равновесной плотностью n_0, энергией связи на нуклон B_0 и энергией симметрии *S*. Прямых экспериментальных данных по измерению сжимаемости нет, поэтому используются косвенные методы, такие как измерение энергии возбуждения гигантских монопольных резонансов, эксперименты по столкновению тяжелых ионов, извлечение сжимаемости как параметра в модели Майерса–Святецкого. Все перечисленные подходы приводят к значению сжимаемости K ~ 230 МэВ, но каждый из методов имеет свои слабые стороны, что вызывает серьезные сомнения в справедливости этого результата [1].

Сжимаемость входит как параметр при расчетах массового спектра и свойств нейтронных звезд, которые можно считать уникальными астрофизическими лабораториями для тестирования теорий ядерной материи при высоких плотностях. Одним из ключевых параметров, измеренных с достаточной точностью и достоверностью, являются массы нейтронных звезд, которые лежат в пределах 1.24–1.44 солнечных масс. Кроме того, имеются данные о существовании пульсаров с массой больше 2х солнечных масс на уровне значимости 99%. В работе [1] предложен альтернативный метод определения сжимаемости, основанный на том, что для любого уравнения состояния ядерной материи расчетный спектр масс нейтронных звезд имеет верхнюю границу, которая не должна быть меньше наблюдаемой максимальной массы нейтронных звезд.

В нашем подходе массы и радиусы нейтронных звезд рассчитаны в рамках развитой нами версии метода релятивистского среднего поля, в которой используются пустотные силы двухчастичного NN-взаимодействия [2] в отличие от большинства работ, в которых параметры эффективных сил определяются при равновесной плотности. Для описания пустотных двухчастичных сил рассмотрены четыре версии Боннского потенциала [3]. Модель содержит четыре феноменологических параметра, три из которых описывают нелинейность в скалярно-изоскалярном и векторно-изоскалярном полях, а четвертый многочастичные силы в изовекторном секторе.

Как было показано в работе [2], в модели релятивистского среднего поля с пустотными двухчастичными силами наблюдаемое значение энергии симметрии можно получить только путем учета многочастичных сил в изовекторном секторе. В работе [1] были рассмотрены два варианта учета многочастичных сил: мягкий вари-

ант, когда трехчастичные силы вида $\beta n_\sigma n_\delta^2$ вводятся в скалярно-изовекторный сектор, и жесткий вариант ведения прямого четырехчастичного взаимодействия векторных полей вида $\xi n_{\omega 2} n_{\rho 2}$ в вектор-изовекторный сектор.

Параметры модели однозначно определяются величиной сжимаемости при фиксированных значениях n_0, B_0 и S. Это дает возможность вычислить максимальную массу нейтронной звезды как функцию K и найти нижний предел сжимаемости ядерной материи. Найденная таким путем величина составляет 370 МэВ, что существенно превышает «общепринятое» значение 234 МэВ.

Литература

1. Б. Л. Бирбраир и Е. Л. Крышень, готовится к печати ЯФ 73 (2010)
2. Б. Л. Бирбраир и Е. Л. Крышень, ЯФ 72, 1092 (2009)
3. R. Machleidt, K. Holinde, and Ch. Elster, Phys. Rep. 149, 1 (1987), R.Machleidt, Adv. Nucl. Phys. 19, 189 (1989)

О релаксации в звездных системах

Д. В. Овод

Санкт-Петербургский государственный университет
тел: (812) 323-46-40, эл. почта: diana.ovod@gmail.com

Исследуется проблема релаксации в звездных системах. Если следовать классической теории Джинса-Чандрасекара, то время релаксации для галактик оказывается на несколько порядков больше их хаббловского времени (верхнего предела их возраста), т. е. эволюция галактик оказывается полностью детерминированной. Универсальность строения галактик при всем многообразии возможных начальных условий ставит под сомнение справедливость такого вывода.

Рассмотрен подход к решению парадокса релаксации на основе эргодической теории, предложенный В. Г. Гурзадяном и Г. К. Саввиди [1]. Полученная ими формула для оценки эффективного времени релаксации сводит задачу к вычислению математического ожидания квадрата безразмерного случайного ускорения в звездной системе. Исследование пространственно — однородной модели связано с использованием распределения Хольцмарка, для которого не существует моментов второго и более высоких порядков. Рассмотрены четыре возможных радиуса обрезания этого распределения и проанализированы результаты расчетов эффективного времени релаксации (времени стохастизации) в каждом случае.

Трактовка звездных сближений как чисто разрывного случайного процесса позволяет избежать процедуры обрезания [2]. Результаты соответствующих расчетов

подтверждают справедливость короткой шкалы релаксации в звездных системах. Проанализировано влияние вращения и сплюснутости звездной системы на ее эволюцию.

Литература

1. V. G. Gurzadyan, G. K. Savvidi, Astron. Astrophys. 160, № 2 203 (1986).
2. I. V. Petrovskaya. The few body problem / Ed. M. J. Valtonen. — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. P. 275 — 277.

Моделирование распределения темной материи в звездных системах

Н. В. Распопова

Санкт-Петербургский государственный университет
тел: (812) 428-44-60, эл. почта: natalya_rasp@mail.ru

Предложено новое семейство моделей звездных систем. Оно включает два обобщения сферических изохронных моделей, найденных ранее Кузминым и др. [1, 2] и Анем и Эвансом [3]. Для сферических систем по данному потенциалу вычислены круговая скорость, плотность. Найдены дисперсии скоростей при различных предположениях о форме эллипсоида скоростей. Проанализированы свойства этих функций в зависимости от принятых значений параметров модели. Обобщение на системы с ротационной симметрией выполнено методом эквипотенциалей [4]. При не слишком большой сплюснутости модель оказывается физически корректной. Обсуждается построение фазовой плотности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 08-02-00361.

Литература

1. Г. Г. Кузмин и др., Публ. Тартуской обс. 38, 181 (1969).
2. Г. Г. Кузмин и др., Публ. Тартуской обс. 40, 281 (1972).
3. Jin H. An et al., AJ. 131, 782 (2006).
4. С. А. Кутузов и др., Астрон. журн. Т. 57, 28 (1980).

Эволюция нанокластеров алмаза в несовершенные углеродные луковичные структуры в условиях межзвездной среды

С. Г. Ястребов[1], *А. В. Сиклицкая*[1], Р. Смит[2]

[1]ФТИ им.А. Ф. Иоффе РАН, С-Петербург, Россия
тел: (812) 2928983, эл. почта: siklitskaya@mail.ioffe.ru, yastrebov@mail.ioffe.ru
[2]Loughborough University, Loughborough, United Kingdom

Оптические свойства межзвездной среды связаны с наличием в ней силикатных гранул вместе с многообразием различных углеродосодержащих молекул таких,

как полициклические ароматические углеводороды и объемные углеродные кластеры. Известной особенностью спектров межзвездной экстинкции является особенность 217.5 нм [1, 2]. Известно, что наноалмазы не могут поглощать свет в данном диапазоне. Однако при разогреве они могут трансформироваться в углеродные луковичные структуры, с наличием которых в межзвездной среде ряд авторов и связывают эту особенность. Ранее считалось, что эти углеродные луковичные структуры являются совершенными, бездефектными. В настоящей работе показано, что термодинамически устойчивыми могут быть дефектные структуры. Более того, эти структуры являются киральными, что кажется естественным, т.к. природный графит может содержать подобные дефекты (напоминающие винтовую дислокацию).

В связи с техническими трудностями, иногда значительными, выделения наноалмазов, экспериментальный анализ затруднен. Поэтому важную роль занимает математическое моделирование методами молекулярной динамики. В настоящей работе показано, что в досолнечных метеоритах присутствуют наноалмазы характерным диаметром около 1.3 нм. Их отжиг приводит к превращению в фуллереноподобные структуры с незавершенной внешней оболочкой [3, 4]. Целью работы явилось математическое моделирование процессов отжига нанокластеров алмаза, исследование влияния температуры отжига на переход sp^3-модификации углерода в sp^2-модификацию. Также мы исследовали сопровождающие процесс отжига изменения структуры кластеров.

Литература

1. Yastrebov S., Smith R., 2009, MNRAS, 395, 401.
2. Yastrebov S., Smith R., 2009, ApJ, 69, 1822.
3. Fugaciu F., Herman H., Deifert G., 1999, Phys. Rev. B, 60, 10711.
4. Los J.H., Pineau N., Chevrot G., Vignoles G., Leyssale J.M., 2009, Phys. Rev., B80, 155420.

Наблюдения активных областей и солнечных радио-всплесков в миллиметровом диапазоне на радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им Н. Э. Баумана: методика наблюдений и первые результаты

В. В. Смирнова[1], В. Г. Нагнибеда[1], В. С. Рыжов[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет
тел: (812) 428-42-64, эл. почта: vvsvid@rambler.ru
[2]Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана
тел: (495) 993-98-25 , эл. почта: v_ryzhov@mail.ru

Наблюдения Солнца в миллиметровом диапазоне значительно затруднены влиянием поглощения в атмосфере Земли и различными инструментальными эффектами. В настоящее время в мире существует немного инструментов, работающих

в коротковолновом диапазоне и ведущих постоянный мониторинг активных областей на Солнце. В связи с этим, не существует хорошей статистики данных, позволяющих всесторонне исследовать и дать адекватную интерпретацию наблюдаемым физическим явлениям, таким как миллиметровые всплески, являющиеся чувствительными индикаторами параметров плазмы во вспышках, а также квазипериодические вариации микроволнового излучения, проявляющиеся как в спокойных, так и во вспышечно-активных областях.

Известно, что миллиметровое излучение генерируется электронами с энергиями порядка 1 МэВ на высоких гармониках гирочастоты. Однако, изучение сложных временных профилей миллиметрового излучения показывает, что в них иногда значительный вклад может вносить тепловая компонента, которая наблюдается не только после всплеска, но и в период импульсной фазы. Поведение самой импульсной компоненты также не имеет однозначной интерпретации, так как спектры отдельных импульсов часто различаются, что может свидетельствовать о разных механизмах, ответственных за миллиметровое излучение на отдельных этапах всплеска. Каждый новый импульс может являться следствием инжекции отдельной популяции электронов с различными энергиями. В связи с этим, вопрос о реальном механизме отвечающем за миллиметровое излучение в солнечных вспышках остается открытым.

На миллиметровом радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им. Н. Э. Баумана многие годы проводится картографирование Солнца на волне 3.4 мм с целью исследования характеристик коротковолнового миллиметрового излучения спокойных и активных областей. В настоящее время нами разработана методика наблюдений и мониторинга вспышечно-активных областей и самих вспышечных событий на волнах 3.2 и 2.4 мм, созданы и успешно внедрены в работу методы длительного слежения за избранной областью, определения ошибок наведения, учета атмосферного поглощения и получены первые наблюдательные результаты.

Мы проанализировали несколько вспышечных событий различных классов по классификации GOES в микроволновом-миллиметровом диапазоне по данным радиотелескопа РТ-7,5 МГТУ им. Н. Э. Баумана и радиополяриметра Nobeyama для выяснения характерных деталей, свойственных тому или иному всплеску. Нами были построены мгновенные и динамические спектры всех изученных событий и обнаружены квазипериодические колебания плотности потока с периодами около 1 минуты. Для некоторых всплесков была выявлена хорошая корреляция с мягким рентгеновским излучением.

Работа проводится в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

Литература
1. V. Tzatzakis et al., AIP Conf. Proc., August 25, 2006, Volume 848, pp. 248-252.
2. I.M. V.V. Grechnev et al., Solar Physics 253: 263-290, 2008.
3. Y.T. Tsap et al., Solar Physics 253: 161-172, 2008.
4. Г. Н. Соловьев, Б. А. Розанов, В. Н. Иванов, В. Г. Нагнибеда, В. В. Пиотрович. Солнечные наблюдения на радиотелескопе РТ-7.5 МВТУ. — в кн. «Радиоэлектронные и лазерные приборы». Мир, М. 1990.

Разработка многофункционального программного пакета Ample 3 для исследования малых тел Солнечной системы

Т. Г. Вега

Институт прикладной астрономии РАН, С-Петербург
тел: (812) 275-03-68, эл. почта tatyanavega@yandex.ru

Программный пакет «AMPLE 3» (Adaptable Minor PLanet Ephemerides) — это интегрированный программный пакет, позволяющий решать многочисленные задачи, связанные с малыми планетами, периодическими кометами и другими малыми телами Солнечной системы. AMPLE 3 является усовершенствованным объединением трех пакетов, ранее созданных в ИПА РАН (AMPLE for Comets, AMPLE и MUSE). Пакет разрабатывается сотрудниками Лаборатории малых тел Солнечной системы и Лаборатории астрономического программирования Института прикладной астрономии РАН.

В астрономии есть необходимость в таком инструменте для планирования и проведения наблюдений, оценки параметров некоторых групп объектов и многих других задач, а именно:

- получение выборки орбитальных элементов и/или фотометрических параметров малых планет в соответствии с наложенными на них ограничениями и их сортировка; получение графиков частотных распределений (гистограмм) и картины распределения малых планет в двух или трехмерном пространстве их элементов для найденной выборки;
- вычисление эфемерид малых тел в различных координатных системах (сферических, прямоугольной) относительно разных основных плоскостей и центров;
- сравнение наблюденных положений с вычисленными (вычисление O-C);
- идентификация малых планет, то есть нахождение среди нумерованных малых планет такой (или таких), чьи вычисленные положения достаточно близки к наблюденному положению неизвестного объекта;

- получение списка всех нумерованных малых планет, которые могут быть видны в заданный момент времени в заданной области небесной сферы, и визуализация их взаимных положений;
- получение картины видимого движения малых планет на небесной сфере по отношению к неподвижным звездам;
- визуализация орбитального движения малых планет в виде трехмерной модели Солнечной системы.

Пакет включает в себя много новых возможностей, наиболее важные из них:

- одновременная работы с большим количеством нумерованных астероидов, комет и некаталожных объектов;
- поддержка ОС Windows и Linux;
- усовершенствованная графическая часть с эффектами анимации;
- исследование сближений объектов;
- усовершенствованный пользовательский интерфейс.

Литература

1. *V.A. Shor.* New integrated software package for minor planets. Abstracts of the papers presented at the Symposium IAU No 172, Paris, 3–8 July, 1995, 67–68.
2. V.A. Shor (editor-in-chief) Ephemerides of minor planets for 2009. St.-Petersburg, IAA RAS, 2008, 972.
3. V. A. Shor, A. Yu. Bytsin, Yu. A. Chernetenko, O. M. Kochetova, V. D. Mik-heeva, G. A. Netsvetaeva, E. Yu. Parijskaya, V. I. Skripnichenko, N. K. Sumsina, T. A. Vinogradova. New possibilities for ephemeris support of minor planets. St. Petersburg, IAA Transactions, No 8, «Celestial Mechanics», 2002, 159–160.
4. V. A. Shor, Yu. A. Chernetenko, O. M. Kochetova, G. A. Netsvetaeva, E. Yu. Parijskaya, V. I. Skripnichenko, T. A. Vinogradova, N.B. Zheleznov. AMPLE — integrated multi-purpose software package for minor planets. Version 1.4. Communications of the IAA RAS № 180, 2008, 1–58.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И СТРУКТУРЫ

Неравномерность протекания тока и его учёт при определении характеристик поверхностно облучаемых фотодиодов на основе p-InAsSbP/n-InAs.

***М. В. Чаус*[1], А. Ю. Рыбальченко[2], Б. А. Матвеев[1], В. И. Ратушный[2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
эл. почта: cova_marishka@mail.ru
[2]Южно-Российский государственный технический университет, Новочеркасск
эл. почта: payalnik07@rambler.ru

Структуры p-InAsSbP/n-InAs применяются при создании фотодиодов (ФД) для ИК анализаторов, определяющих концентрацию промышленных и природных газов (CH_4, C_2H_5OH и др.) вблизи фундаментальной полосы поглощения 3.3 — 3.4 мкм.

Обычной практикой при изучении ФД является определение величины обратного тока и его туннельной составляющей из анализа прямой ветви вольт-амперной характеристики (I-V). Однако, при прямом смещении, как правило, происходит изменение эффективной площади протекания тока из-за сгущения линий тока под контактом, приводящее к искажению характеристик, например, к увеличению фактора идеальности экспоненциального участка I-V (множитель в показателе экспоненты прямой ветви измеряемой (I_Σ-V) характеристики), что не учитывалось ранее при анализе свойств ФД.

В докладе приводятся I_Σ-V характеристики и основные параметры ФД, и предложена модель для их анализа, учитывающая особенности распределения интенсивности собственного излучения и тока в структурах с гетеропереходом p-InAsSbP/n-InAs, имеющих один из контактов ограниченной площади со стороны p-InAsSbP.

ФД изготавливались на основе изопериодных односторонних (ОГС: p-InAsSbP(Zn)/n-InAs/n^+-InAs), двойных гетероструктур (ДГС: p-InAsSbP(Zn)/n-InAs/n-InAsSbP/n^+-InAs) на длину волны

3.3÷3.4 мкм и структур с гомо-p-n-переходом (p-InAsSbP(Zn)/n-InAsSbP/n^+-InAs) на длину волны 2.9 мкм. Омические контакты создавались методом термического испарения в вакууме многослойной композиции Cr-Ni-Au. Площадь p-n-перехода составляла (255x255÷400x400) мкм^2, диаметр анода — (70÷110) мкм. Распределение интенсивности излучения по площади чипа измерялось ИК-микроскопом, чувствительным вблизи 2.9 мкм.

На первом этапе была оценена роль безизлучательной Оже-рекомбинации и изучены ватт-амперные характеристики (L-I). Для этого введён фактор использования оптической мощности (ФИОМ), равный отношению интенсивности излучения, регистрируемого ИК-камерой, к полной интенсивности излучения, рассчитанной для идеального ФД (ФД с прозрачным контактом), что позволило определить полную мощность, генерируемую в активной области, зависимость которой от тока была линейна вплоть до токов ~10 мА; это свидетельствовало об отсутствии заметной Оже-рекомбинации и линейной связи локальной плотности тока j(x,y) и локальной плотности интенсивности излучения L(x,y): L(x,y)~j(x,y) .

Несущественность Оже-рекомбинации, т.е. соблюдение условия L(x,y)~j(x,y), позволила на втором этапе рассчитать ток, протекающий в выбранной нами однородной области p-n перехода, а именно, под анодом, где I_a=const (x,y). Сгущение линий тока приводило к увеличению фактора идеальности (n), так например, для I_Σ-V кривой он имел значение n=1.93, а для I_a-V характеристики n_a=1.24. Наша модель позволила более точно описать свойства p-n-перехода, так например, для I_a-V характеристики разница между током насыщения I_{sat}, полученным из прямой и обратной ветвей уменьшилась вдвое по сравнению с I_Σ-V характеристикой.

Показано влияние дополнительного изотипного барьера n-InAs/n-InAsSbP, на особенности растекания тока и на произведение дифференциального сопротивления при нулевом смещении на площадь p-n-перехода (R_o*A); из анализа интенсивности излучения и зонной диаграммы структур получен вывод об увеличении дырочного ограничения в структуре ОГС относительно ДГС структуры.

Формирование и исследование газочувствительных наноструктурированных пленок диэлектрик-полупроводник

***С. С. Карпова*[1], И. А. Пронин[2], Д. Б. Пинская[1]**

[1]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: (812) 234-30-16, эл. почта: sskarpova@list.ru
[2]Пензенский государственный университет
тел: (8412) 36-82-61, эл. почта: pronin_i90@mail.ru

В последние годы наноструктурированные пленки рассматриваются как перспективные материалы для создания газовых сенсоров адсорбционного типа, принцип действия которых основан на изменении электропроводности материала под воздействием восстанавливающих газов. Нанотехнологии позволяют создавать газовые сенсоры нового поколения с улучшенными характеристиками (чувствительность и селективность).

Золь-гель метод является перспективным для получения фрактальных нанокомпозитов с иерархией пор, отличающихся большой площадью активной поверхности, что создает дополнительные преимущества для создаваемых на их основе газовых сенсоров. Золь-гель методом были получены образцы на основе диоксида кремния при различных условиях синтеза. Рассмотрено влияние растворителя на структуру получаемых пленок. В качестве растворителей для приготовления золей были использованы этанол, изопропиловый спирт и бутанол. Исследования морфологии пленочных наноструктур, полученных в работе, проводились с применением «полуконтактной» колебательной АСМ методики с помощью нанолаборатории Ntegra Terma (NT-MDT, Зеленоград). Полученные изображения свидетельствуют о том, что пористые слои SiO_2 состоят из сферических кластеров разного размера, при этом сами кластеры также являются пористыми. Установлено, что наибольшую пористость и площадь поверхности имеют пленки, полученные из золя, в котором в качестве растворителя использовался бутанол.

Проведены эксперименты по формированию структур диэлектрик-полупроводник, представляющих собой тонкие полупроводниковые пленки на основе диоксида олова, полученные гидропиролитическим методом, нанесенные на диэлектрические слои на основе диоксида кремния, предварительно сформированные методом центрифугирования из растворов-золей на кремниевых подложках. Метод гидропиролиза близок к золь-гель методу, основное отличие состоит в том, что образование фракталов начинается в паровой фазе, и наночастицы получаются более мелкими, что позволяет эффективно заполнять поры слоев диоксида кремния. Анализ данных атомно-силовой микроскопии показал, что наноструктурированные слои на основе SnO_2, представляющие собой мелкие зерна размерами порядка 10 нм равномерно

распределяются по всей поверхности диэлектрической пленки SiO_2. Исследование газочувствительных свойств таких структур показало, что их газочувствительность в насколько раз выше, чем слоев диоксида олова, осажденных гидропиролитическим методом на термически окисленный кремний.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», «Золь-гель методы создания керамических нанокомпозитов с иерархией пор и диагностика их свойств» (ГК № П399 от 30.07.2009), мероприятия 1.2.2 «Проведение научных исследований научными группами под руководством кандидатов наук» по направлению «Создание и обработка композиционных керамических материалов» и мероприятия 1.4 «Развитие внутрироссийской мобильности научных и научно-педагогических кадров путем выполнения научных исследований молодыми учеными и преподавателями в научно-образовательных центрах», а также проекта № 12649 по программе «УМНИК».

Высокоэффективные GaInAsSb/GaAlAsSb и InAs/InAsSbP p-i-n фотодиоды для спектрального диапазона чувствительности 1.1-4.0 мкм

Г. Г. Коновалов, **И. А. Андреев, С. С. Кижаев, Е. В. Куницына, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел.: +7 (812) 292-79-29, факс: +7 (812) 297-00-06, эл. почта: glebkonovalov@ya.ru

Спектральный диапазон 2.0-4.0 мкм представляет значительный интерес для разработчиков аппаратуры, применяемой в лазерной диодной спектроскопии газов и молекул, системах лазерной дальнометрии и локации, медицинской аппаратуре, аппаратуре экологического мониторинга. Диодно-лазерная спектроскопия высокого разрешения и системы лазерной дальнометрии и локации на основе твердотельных лазеров Ho:YAG (λ=2.06 мкм), Er:YAG:(λ=2.94 мкм) нуждаются в высокоскоростных эффективных фотодиодах среднего инфракрасного спектрального диапазона. Более того, одним из многообещающих применений является высокочастотная связь по открытому атмосферному каналу. Фотодиоды для всех этих применений должны одновременно удовлетворять ряду требований: иметь высокую эффективность, иметь высокое быстродействие и минимальный уровень шумов в рабочей полосе частот.

Сообщается о последних достижениях в разработке p-i-n фотодиодов на основе GaInAsSb/AlGaAsSb и InAsSbP/InAs, изготовленных как методом жидкофазной эпитак-

сии (ЖФЭ), так и методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОГФЭ).

Рассматриваются результаты, полученные для быстродействующих высокоэффективных GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb фотодиодов для спектрального диапазона 1.1-2.5 мкм. Нами разработана широкая гамма фотодиодов на основе гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb с диаметрами фоточувствительной площадки от 0.05 мм до 2.8 мм. Отличительной особенностью фотодиодов является высокая токовая монохроматическая чувствительность в максимуме спектра (λ_{max}=2.1-2.3 мкм) достигающая значений 1.0-1.2 А/Вт, высокое быстродействие — полоса пропускания фотодиодов с площадкой 0.05 мкм достигает значений 1.5-2 ГГц, малое время отклика 100-300 пс, низкое значение плотности обратных темновых токов — при обратном смещении 0.2-0.5 В значение плотности темнового тока достигает значений $(1\text{-}3)\cdot10^{-3}$ А/см^2. Обнаружительная способность фотодиодов в максимуме спектральной чувствительности достигает величины $(5\text{-}8)\cdot10^{10}$ см Вт$^{-1}$ Гц$^{1/2}$.

Также представлены основные параметры, достигнутые на высокоэффективных быстродействующих InAs/InAsSbP фотодиодах, выращенных методом МОГФЭ с широкозонным «окном» из InAsSbP (содержание фосфора ($P \geq 0.5$)) для спектрального диапазона 2.0-3.8 мкм.

Выращивание фотодиодных гетероструктур осуществлялось в обычном реакторе-камере горизонтального типа при атмосферном давлении. Арсины, фосфины, триметил индия и триметил сурьмы использовались в качестве источников, составляющих полупроводниковое соединение. Гидриды разбавлялись в водороде до 20% концентрации. Температура роста составляла 600°С для InAs и 520°С для твердого раствора $InAs_{0.27}Sb_{0.23}P_{0.50}$, соответственно. InAs/InAsSbP фотодиоды изготовлялись методом стандартной фотолитографии с диаметрами чувствительных меза-площадок в 200-500 мкм. Чувствительность фотодиодов составила величину S = 1.6 А/Вт при T = 77 K и S = 1.4 А/Вт при T = 300 K, соответственно. Обнаружительная способность изменялась от значения $D^* = 1.2\cdot10^{11}$ см Гц$^{1/2}$ Вт$^{-1}$ при T = 77 K до D^* = 109 см Гц$^{1/2}$ Вт$^{-1}$ при T = 300 K.

Результирующее последовательное сопротивление многопереходных солнечных элементов и однопереходных фотоэлектрических преобразователей

М. А. Минтаиров, *Н. М. Лебедева,* Е. Е. Горохова

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: 8 (812) 297-21-73, эл. почта: mamint@mail.ioffe.ru

Как известно [1], эквивалентной схеме (ЭС) любого фотоэлектрического преобразователя (ФЭП) можно придать вид двух, последовательно соединенных двухполюсников: генератора и добавочного модуля. В ЭС генератора, приспособленной к анализу рабочих точек световых вольт-амперных характеристик (ВАХ), содержится два элемента: идеальный генератор тока (с единственным параметром: током генератора, величина которого равна наименьшему из фотогенерированных токов фотовольтаических(ФВ) p-n переходов) и внутренняя проводимость, представленная идеальным (с экспоненциальной ВАХ) диодом с двумя параметрами — током «насыщения» и коэффициентом идеальности, полученными из соответствующих параметров ФВ p-n переходов. При этом, добавочный модуль, в большинстве случаев сводится к резистору, сопротивление которого может быть неодинаково в каждой рабочей точке.

Объект исследования

Многопереходные и однопереходные ФЭП в системе GaInP/GaAs/Ge, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии.

Цели и задачи исследования

При помощи фотоэлектрического метода определить результирующее последовательное сопротивление $R_{s..}$ Метод основан на анализе положения максимума на характеристике $V_w - \ln J_g : R_s E / J_g$, где $E = \Delta V_w / \Delta \ln J_g$ — наклон соответствующей безрезистивной V_w — $\ln J_g$ характеристики, V_w — напряжения в рабочих точках.

Результаты

Для всех исследуемых объектов, используя предложенный метод, определены результирующие последовательные сопротивления R_s. Типичные значения для однопереходных ФЭП $<R_s>=0.015$ *Ом·см*^{2}, для трёхпереходных $<R_s>=0.15$ *Ом·см*^{2}. Оценки показали, что ни омические контактные сопротивления, ни сопротивления металлической контактной сетки, ни поперечные (по отношению к плоскости p-n перехода) сопротивления слоёв, не дают заметного вклада в экспериментально определенные фотоэлектрическим метом значения R_s. Заметный вклад в R_s дает латеральное сопротивление растекания.

Практическая ценность:

В настоящее время повышение КПД концентраторных СЭ во многом сдерживается результирующим последовательным сопротивлением R_s, которое складывается из нескольких составляющих. Опробованный фотоэлектрический метод определения R_s позволил к настоящему времени установить различное происхождение R_s в структурах одно-переходных и много-переходных ФЭП.

Литература:

1. V.S. Kalinovsky, V.V. Evstropov, V.M. Lantratov, M.A. Mintairov, P.V. Pokrovskiy, On Dependence Of The Multijunction InGaP/GaAs/Ge, InGaP/GaAs SOLAR CELL EFFICIENCY ON THE SUNLIGHT CONCENTRATION., Proc. 24 European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg, Germany 2009, pp 733-739.

Применение метода дифракции отраженных быстрых электронов для исследования механизмов релаксации упругих напряжений в гетероструктурах системы (Al,Ga)N во время их роста с использованием технологии молекулярно-пучковой эпитаксии

***Д. В. Нечаев*[1], А. М. Мизеров[2], В. Н. Жмерик[2]**

[1]Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д. Ф. Устинова
тел: (812) 750-37-39, эл. почта: Nechaev.dv.spb@yandex.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

В настоящее время активно развиваются физика и различные технологии полупроводниковых гетероструктур на основе соединений AlGaN с высоким содержанием Al (x>0.4), оптически активных в глубокой ультрафиолетовой области (с длиной волны менее 300 нм) [1, 2]. К одной из перспективных технологий относится молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ), которая характеризуется возможностью роста эпитаксиальных слоев с разрешением на атомарном уровне с минимальной плотностью дефектов. Это достигается за счет использования *in-situ* диагностических методов, включающих, прежде всего, дифракцию отраженных быстрых электронов (ДОБЭ).

В данной работе ДОБЭ с энергией электронов 30 кэВ использовалась для определения изменений во времени роста кристаллографических постоянных решеток слоев (a) различных гетероструктур в системе (Al,Ga)N при их росте на подложках с-Al_2O_3 с помощью МПЭ с плазменной активацией молекулярного азота. Для контроля роста структур использовалась также лазерная рефлектометрия (ЛР) с рабочей длиной волны 532 нм. В результате такого комбинированного подхода определялись характерные толщины слоев, содержание Al в них и, кроме того, оценивались характер и скорости релаксации упругих напряжений в гетероструктурах. Сопоставление полученных результатов с данными просвечивающей электронной мик-

роскопии, рентгеноструктурной дифракции позволило проанализировать процессы дефектообразования в AlGaN гетероструктурах.

Изменение расстояния между зеркальным (000) и Брэговским (001) рефлексами ДОБЭ в процессе эпитаксиального роста $\Delta L(t)=L(t)-L_0$ (где L_0 — исходное расстояние между рефлексами, t-время), измерялись с помощью ПЗС-камеры ЭВС VEC 135 с разрешением матрицы 1.3 Мпиксел (1280×1024) и специально разработанной компьютерной программы с широким набором численных методов обработки изображений, использующих различные цифровые линейные и нелинейные фильтры для подавления паразитных шумовых сигналов. Лучшие результаты были достигнуты с использованием нелинейного медианного фильтра и аппроксимации данных полиномом второго порядка.

В ходе экспериментов исследовались данные ЛР и картины ДОБЭ для трех структур: GaN\AlN\c-Al_2O_3 (образец А) и $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$\GaN\c-Al_2O_3 (образец В) с примерно одинаковой толщиной верхних слоев ~450 нм, а также структура $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$\AlN\c-Al_2O_3 с существенно большей толщиной верхнего слоя 2600 нм (образец С). В образце А наблюдалось максимальное значение ΔL=-3.04±0.19 pixel, что соответствует ожидавшемуся возрастанию постоянной решетки (при рассогласовании постоянных решеток $\Delta a=(a_{AlN}-a_{GaN})/a_{AlN}$=-2.5%). Для образца В ($\Delta a$=1.25%) значение ΔL=0.91±0.17 pixel, т.е. имело противоположный знак, но было меньше ожидаемого для полной релаксации. Эти результаты соответствуют генерации сжимающих и растягивающих упругих напряжений в структурах А и В, соответственно, а также свидетельствуют о неполной релаксации напряжений в структуре В. Наиболее интересные результаты были получены для «толстых» слоев AlGaN (образец С), где наблюдалось немонотонное, знакопеременное изменение ΔL, что свидетельствует о сложном поведением напряжений в этой структуре, причины которого будут обсуждаться в докладе. В качестве основной причины перехода от сжимающих к растягивающим напряжениям будет рассматриваться развитие наклона прорастающих дислокаций.

Таким образом, нами продемонстрирована эффективность применения ДОБЭ для *in-situ* измерений релаксации упругих напряжений в гетероструктурах системы AlGaN и получены данные, свидетельствующие о сложной картине этих процессов.

Литература

1. M. Kneissl et al., Proc. of SPIE, Novel In-Plane Semiconductor Lasers VII, 7230 (2009).
2. V.N. Jmerik et al. Appl.Phys.Lett., **96,** 141112, (2010).

Низкотемпературный рост слоев GaN методом хлоридной газофазной эпитаксии

С. Н. Родин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-79-41, эл. почта: s_rodin77@mail.ru

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по росту GaN методом ХГФЭ при нестандартных температурных условиях. Было установлено, что толстые слои высокого кристаллического качества и с гладкой морфологией поверхности могут быть получены при сниженной температуре источника ($T_и$) до 600°C, а также при ростовых температурах ($T_р$) от 950°C. Полуширина кривой качания рентгеновской дифракции слоев находилась на уровне 10 угловых минут, толщина до 100 мкм.

Введение

Применение пониженных температур источника или ростовой зоны при эпитаксии нитрида галлия методом ХГФЭ вызвано в первую очередь интересом по распространению этого метода на рост твердых растворов нитридов (AlGaInN). Структуры на основе твердых растворов различного состава, полученные таким образом, могут быть как конечным продуктом, готовым для непосредственного приборного применения (светодиоды, датчики, силовые электронные приборы), а могут быть частью более сложного комплекса, и служить для решения локальных задач. В частности показана эффективность многослойной структуры (AlN/GaN) для снижения плотности прорастающих дислокаций и напряжений в толстых слоях GaN, выращенных на их основе. Особенный интерес данные исследования представляют в связи с тем, хлоридная эпитаксия из-за высоких скоростей роста позволяет получать объемные слои GaN. Производимые на их основе подложки необходимы для производства голубых полупроводниковых лазеров. Таким образом, данная работа показала как снижение $T_и$ или $T_р$ с одной стороны влияет на качество получаемых слоев, а с другой стороны на скорость роста.

Эксперимент и результаты

Рост слоев нитрида галлия осуществлялся на стандартной установке ХГФЭ с горизонтальным реактором. При нормальных условиях $T_и$ галлия составляла 850°C, $T_р$ была около 1050°C. Проводилась серия экспериментов с применением $T_и$ меньше стандартной, а также серия, где использовались $T_р$ менее 1050°C.

Таким образом было установлено, что зеркально-гладкие прозрачные слои GaN с высоким кристаллическим совершенством по полуширине кривой качания рентгеновской дифракции (~10 угловых минут) могут быть получены при понижении ростовых температур до 950°C. Такой же результат наблюдался при сниженной температуре источника Ga вплоть до 600°C. Обнаружено, что скорость роста слоев GaN умень-

шается при понижении $T_и$ на 17% на каждые 50°C, а при снижении $T_р$ уменьшается на 30% тоже на каждые 50°C, таким образом зависимости носят экспоненциальный характер. Определены численные коэффициенты зависимостей, из которых следует, что процессы, протекающие в зоне источника, лимитируются механизмом диффузии с характерной энергией активации ~20 кДж/моль. Полученный результат особенно интересен тем, что если бы скорость роста лимитировалась скоростью химической реакции, то она изменилась бы в разы. Значительный интерес представляет обнаруженная зависимость фотолюминесцентных свойств слоев от $T_и$ и $T_р$. В основном она выражается в увеличении интенсивности донорно-акцепторной полосы по отношению к интенсивности основного пика межзонных переходов при снижении $T_и$. Это явление связывается нами с изменением соотношения Ga и N в зоне роста, и как следствие эффективностью образования вакансий и вхождения примесей в растущем слое.

Влияние толщины поверхностного окисла на электронные свойства поверхности n-InN

М. Э. Рудинский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-82, эл. почта: rudinskym@mail.ru

Известно, что при подаче постоянного обратного напряжения в 1.0 — 1.4 В на контакт электролит — n-InN на поверхности полупроводника начинает образовываться окисел, который может достигнуть толщины ~ 10 нм [1]. Данная работа посвящена подробному изучению влияния толщины этого окисла на такие свойства, как изгиб энергетических зон у поверхности полупроводника и плотность поверхностных электронных состояний. Для этого был проведен анализ экспериментальных вольт-фарадных характеристик контакта электролит — окисел — n-InN с помощью компьютерных расчетов этих зависимостей для одномерной модели МДП-структуры с поверхностными состояниями.

Образцы для исследования были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией на подложке из Al_2O_3, покрытой буферным слоем GaN. Толщина слоев лежала в пределах 1.0 — 1.5 мкм, а средняя концентрация электронов, определенная из Холловских измерений, составляла ~ $2\cdot10^{18}$ $см^{-3}$. После выращивания поверхность образцов подвергалась травлению в растворе $HCl:H_2O$ (1:1) при комнатной температуре для удаления с поверхности выпадений избыточного индия, затем промывалась в деионизованной воде и сушилась на воздухе. Окисел на поверхности полупроводника наращивался в процессе последовательного повторения процедуры измерения вольт-амперной характеристики контакта электролит-полупроводник до анодных напряжений 1.0 — 1.4 В [2]. Об увеличении толщины

окисла свидетельствовало снижение токов при больших напряжениях и уменьшение величины дифференциальной емкости системы.

Для каждого из образцов при компьютерном анализе экспериментальных зависимостей дифференциальной емкости от приложенного напряжения были определены емкость изолирующего слоя окисла, плотность поверхностных состояний на границе окисел — полупроводник и величина приповерхностного изгиба энергетических зон в полупроводнике при нулевом смещении. Оказалось, что образцы с большей толщиной окисла имеют меньший приповерхностный изгиб зон. Также, по мере нарастания окисла, плотность поверхностных электронных состояний, расположенных ниже уровня Ферми при нулевом смещении, уменьшается. Такое поведение исследуемой системы может быть связано с уменьшением количества оборванных связей при окислении.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 09-02-01254).

Литература

1. A. Denisenko et al., J. Appl. Phys., 105, 033702 (2009).
2. М. Э. Рудинский и др., ФТП, том 44, вып. 8, стр.1053 (2010).

Электростатический потенциал поверхности (0001) эпитаксиальных слоев n-InN

М. Э. Рудинский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-82, эл. почта:rudinskym@mail.ru

Как известно, у поверхности пленок InN, полученных эпитаксией, существует слой, аккумулирующий электроны [1, 2]. Величина изгиба дна зоны проводимости в этом слое может изменяться под воздействием ряда причин, в том числе и при окислении поверхности. Исследование электростатического потенциала поверхности в этих условиях представляет определенный интерес, поскольку позволяет получить информацию, необходимую для построения энергетической диаграммы поверхностных слоев, и судить о флуктуациях поверхностного заряда и ее связи с топографией поверхности. В настоящей работе такие исследования проведены для поверхности (0001) n-InN.

Образцы для исследования были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией на подложке из Al_2O_3, покрытой буферным слоем GaN. Толщина слоев лежала в пределах 1.0 — 1.5 мкм, а средняя концентрация электронов, определенная из Холловских измерений, составляла ~$2\cdot10^{18}$ $см^{-3}$. После выращивания поверхность образцов подвергалась травлению в растворе $HCl:H_2O$ (1:1) при комнатной температуре для удаления с поверхности выпадений избыточного ин-

дия, затем промывалась в деионизованной воде и сушилась на воздухе. В дальнейшем исходные образцы подвергались анодному окислению в 0.2 М водном растворе NaOH с добавкой трилона Б (0.8 г NaOH и 3.72 г трилона Б на 100 г воды).

С помощью атомно-силового микроскопа были получены топография поверхности образцов и распределение поверхностного потенциала. Для этого применялся двухпроходный метод Кельвина.

Было обнаружено, что впадинам на исходной поверхности образца соответствует более низкий уровень электростатического потенциала. Возможно, такое соответствие качественно объясняется результатами расчетов работы [3], предсказывающими отсутствие аккумуляции электронов и, следовательно, изгиба энергетических зон вниз для перпендикулярных плоскости (0001) плоскостей m ($1\bar{1}00$) и a ($11\bar{2}0$). Последнее приводит к тому, что работа выхода электрона с этих поверхностей увеличивается, а потенциал поверхности падает. На сильно окисленной поверхности образцов в ряде случаев такого соответствия не наблюдалось, что может быть связано с дополнительными флуктуациями заряда в окисле.

Анализ зависимостей дифференциальной емкости контакта электролит-окисел-полупроводник от приложенного напряжения показал, что при сильном окислении энергия дна зоны проводимости на поверхности полупроводника сильно увеличивается. С другой стороны, как было обнаружено для таких образцов, средний электростатический потенциал их поверхности, заметно выше средней величины потенциала исходной поверхности n-InN и положителен относительно зонда. Эти данные, позволили заключить, что работа выхода электронов из анодного окисла InN ниже 5 эВ.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 09-02-01254).

Литература

1. H. Lu et al., Appl. Phys. Lett., 82, 1736 (2003).
2. T.D. Veal et al., J. Vac. Sci. Technol., B 22, 2175 (2004).
3. C. G. Van de Walle et al., J. Appl. Phys., 101, 081704 (2007).

Фотоэлектрические преобразователи энергии теплового промышленного излучения на основе Ge p-n переходов

Н. А. Калюжный [1], *Р. А. Салий [1,2]*, В. В. Евстропов [1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: +7 (812) 297-21-73, эл. почта: Nickk@mail.ioffe.ru
[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

Термофотовольтаические (ТФВ) системы состоят из источника теплового промышленного излучения (эмиттера), имеющего, как правило, температуру ~1500 — 2000 К, и фотоэлектрического преобразователя (ФЭП). Для создания таких ФЭП

в настоящее время все больший интерес вызывает использование Ge. Как узкозонный полупроводник (ширина запрещенной зоны E_g = 0,66 эВ, λ_g = 1,88 мкм) германий позволяет эффективно преобразовывать длинноволновое излучение. Тем не менее, целесообразность его использования в ТФВ системах требует анализа. В настоящей работе получены и проанализированы характеристики Ge ФЭП по отношению к двум типам тепловых эмиттеров: абсолютно черному телу (АЧТ) и вольфрамовому (W) излучателю.

Объект исследования

Ge ФЭП на основе гетероструктур n-GaInP / (n-p)-Ge, созданных методом МОС-гидридной эпитаксии, p-n переход в которых формировался путем диффузии атомов фосфора из эпитаксиального слоя GaInP.

Цели и задачи исследофвания

Определить оптимальный диапазон рабочих температур АЧТ и W излучателя, т.е. температур при которых достигается максимальная эффективность (КПД) исследуемых Ge ФЭП. Оценить влияние R_s (последовательного сопротивления прибора) и J_0 (диффузионного тока насыщения сформированного Ge p-n перехода) на КПД и оптимальный диапазон рабочих температур.

Результаты

1. Установлено, что зависимость эффективности (КПД) ФЭП от температуры имеет максимум, положение которого определяется главным образом величиной R_s и мало зависит от величины J_0.
2. Исследовано влияние последовательного сопротивления на фотоэлектрические характеристики Ge ФЭП:
   2.1 Продемонстрировано, что в случае идеальной ($R_s \to 0$) p-n структуры максимум КПД соответствует температуре 3880 К для АЧТ.
   2.2 При увеличении R_s максимум КПД Ge ФЭП сдвигается в сторону уменьшения температуры эмиттера; при экспериментально определенных сопротивлениях Ge ФЭП (R_s = 0.006 ÷ 0.02 Ом$^{\cdot}$ см^2) максимум КПД находится в диапазоне от 1620 до 1920 К для АЧТ и в диапазоне от 1710 до 1980 К для W, что соответствует диапазону температур промышленных источников теплового излучения.
   2.3 Показано, что найденные экспериментальные значения R_s лимитируются сопротивлением растекания, которое обусловлено несплошным лицевым контактом. При этом даже полная идеализация ($R_s \to 0$) даст прирост КПД исследуемого ФЭП на ~ 2% как для АЧТ, так и для W излучателя.
3. Варьирование J_0 в диапазоне от $1 \cdot 10^{-7}$ до $5 \cdot 10^{-5}$ А/см^2 приводит к смещению (на ~40 — 50 К) оптимальной температуры, которая, следовательно, слабо зависит

от качества формируемого в структуре p-n перехода. Тем не менее, за счет уменьшения тока насыщения (повышая качество структуры), можно добиться увеличения КПД прибора на ~1.5%.

4. Таким образом, разработанные гетероэпитаксиальные Ge ФЭП соответствуют требованиям, предъявляемым к ТФВ системам с источниками теплового промышленного излучения.

Практическая ценность:

Преимущество исследованных Ge ФЭП перед другими узкозонными полупроводниковыми материалами, предназначенными для промышленных температур (~1200 — 1700°C), состоит в том, что их создание основано на уже проведенных и текущих научно-исследовательских и опытно-конструкторских разработках многопереходных солнечных элементов с германиевыми субэлементами и поэтому не требует большой трудоемкости. При этом их эффективность уже сейчас выше, чем у других (не фотоэлектрических) преобразователях тепловой энергии. Кроме того, полупроводниковые ФЭП сами по себе являются бесконтактными преобразователями, и не несут в своей конструкции движущих частей.

Фотолюминесценция наногетероструктур на основе сплавов CdHgTe

***А. В. Шиляев*[1,2], Н. Л. Баженов[2], К. Д. Мынбаев[2]**

[1]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: (911) 234-14-15, эл. почта: vozzdooh@gmail.com
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-82, эл. почта: mynkad@mail.ioffe.ru

Теллуриды кадмия и ртути практически идеально подходят для синтеза гетероструктур, так как при разнице в ширине запрещенной зоны в 1.6 эВ постоянные решетки CdTe и HgTe отличаются всего на 0.3%. Гетероструктуры HgTe/Cd(Hg)Te синтезируются и исследуются с перспективой изготовления на их основе приемников излучения дальнего инфракрасного и терагерцового диапазонов. Для создания приборов на средний инфракрасный диапазон (длина волны λ=3–5 мкм), используются структуры $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$. В этих структурах эффективная ширина запрещенной зоны может задаваться как составом в яме и барьерных слоях, так и шириной ямы. Однако, в таких структурах материал и барьерных слоев, и ям представляет собой сплав, а следовательно, характеризуется флуктуациями состава, приводящими к появлению хвостов плотности состояний. Флуктуации должны влиять и на свойства наноструктур, однако до сих пор эта проблема для $Cd_xHg_{1-x}Te$ практически не изучалась.

Нами исследована фотолюминесценция (ФЛ) наногетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$, выращенных на подложках GaAs с буферными слоями ZnTe и CdTe методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [1]. Исследовались структуры с одиночными потенциальными ямами, ширина ям варьировалась от 12 до 200 нм. Состав сплава в яме изменялся от x ~ 0.25 до 0.40, в барьерных слоях, — от y ~ 0.68 до 0.82. Измерения ФЛ проводились в диапазоне температур 4.2–50 K при импульсном возбуждении полупроводниковым лазером InGaAs/GaAs (λ=1.06 мкм при T=300 K). Сигнал ФЛ возбуждался со стороны гетероструктуры и регистрировался со стороны подложки GaAs с помощью охлаждаемого фотодиода из InSb.

В структурах с ямами шириной более 50 нм наблюдалась ФЛ экситонов, локализованных флуктуациями состава, типичная для эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной более 1 мкм. Для этой ФЛ характерно наличие стоксова сдвига, при котором энергия пика ФЛ E_{PL} существенно меньше ширины запрещенной зоны материала E_g, определяемой из спектров поглощения. Температурная зависимость $E_{PL}(T)$ имела минимум при T≈12–15 K, а полуширина пика ФЛ с ростом температуры монотонно возрастала. Исследование зависимости полуширины пика от ширины потенциальной ямы показало влияние на уширение пика экситонной ФЛ $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенных МПЭ, не только стохастических флуктуаций состава, но и его макроскопических неоднородностей.

В структурах с ямами шириной 33 нм и менее наблюдались переходы между уровнями размерного квантования носителей. Для них было характерно отсутствие температурной зависимости E_{PL} и постоянство полуширины пика ФЛ во всем исследованном диапазоне температур. Энергия пиков ФЛ в данном случае хорошо соответствовала расчетным значениям эффективной ширины запрещенной зоны $\bar{E}_g=E_g+E_{e1}+E_{h1}$, где E_{e1} и E_{h1} — энергии первого уровня размерного квантования для электронов и дырок соответственно.

Полученные нами данные показывают существенность различия механизмов низкотемпературной ФЛ в «объемном» $Cd_xHg_{1-x}Te$ и в структурах с размерным квантованием: если в наноструктурах основной пик ФЛ обусловлен рекомбинацией носителей между уровнями квантования, и его энергия $E_{PL}=\bar{E}_g$, то в объемном материале доминирует пик рекомбинации экситона, локализованного флуктуациями состава и $E_{PL}<<E_g$.

Литература

1. Mikhailov N.N., et al., Int. J. Nanotechnol. 3(1), 120 (2006).

Миниатюрный классический спиновый анализатор

***А. Б. Устинов*, В. Н. Петров**

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
тел: (812) 552-77-90, эл. почта: ustinov@tuexph.stu.neva.ru

Анализ электронов, эмитированных твёрдыми, телами позволяет получить качественную и количественную информацию о структуре твёрдых тел. Традиционным для электроники является анализ вторичных электронов по энергии. Добавление спинового анализа к методам обработки вторичных электронов позволяет расширить известные и широко реализованные методы исследования.

Для анализа поляризации электронов часто применяются классические спиновые анализаторы. Они отличаются высокой стабильностью и высокой эффективностью. Основной проблемой использования таких анализаторов было то, что для того, чтобы эффективно отличать сигнал от шума необходимо использование напряжений порядка 100 кВ. Поэтому анализаторы, и источники питания для них представляли собой массивные, дорогостоящие аппараты.

В нашей лаборатории были разработаны классические спиновые анализаторы, способные эффективно проводить измерения при напряжении 40 кВ. [1-3] Эти приборы компактны и монтируются на фланце ДУ100.

В последнем приборе, который был создан нашей группой [3], для детектирования электронов использовались фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Как и в любом классическом спиновом анализаторе, поток электронов, поляризацию которого нужно было узнать, ускорялся в электрическом поле и претерпевал рассеяние на тонкой золотой фольге. После рассеяния на большие углы, электроны попадали на установленные перед ФЭУ сцинтилляторы, преобразующие электрический сигнал в световой. Световой же сигнал подвергался детектированию.

Для работы таких приборов необходимо было обеспечивать как электрическую развязку снимаемого с ФЭУ сигнала (ФЭУ находится под напряжением 40 кВ), так и подачу потенциалов необходимых для работы ФЭУ на электронные цепи, находящиеся под потенциалом 40 кВ. Также наличие ФЭУ во внутренней полусфере детектора накладывало ограничения на уменьшение размера прибора.

В рамках данной работы был создан новый миниатюрный классический спиновый анализатор. В новом приборе для передачи полезного сигнала к ФЭУ были использованы оптические световоды. В этом случае электроны, после рассеяния на золотой фольге, преобразовывались сцинтилляторами в световой сигнал, который выводился из-под высокого напряжения посредством оптических световодов

и детектировался ФЭУ на стороне земляного потенциала. Это позволило упростить электронные цепи обработки сигнала детектора, а также уменьшить его размеры.

Работы по созданию устройства производились при поддержке программы «УМНИК».

Литература

1. V.N. Petrov, M. Landolt, M.S. Galaktionov, B.V. Yushenkov: A new compact 60 kV Mott polarimeter for spin polarized electron, Rev. Sci. Instrum. 68 (12), 4385 (1997).
2. V.N. Petrov, V.V. Grebenshikov, B.B. Grachev, A.S. Kamochkin: New compact classical 40 kV Mott polarimeter Rev. Sci. Instrum. 74 (3), 1278 (2003).
3. V.N. Petrov, V.V. Grebenshikov, A.N. Andronov, P.G. Gabdullin, and A.V. Maslevtcov: Ultrafast compact classical Mott polarimeter, Rev. Sci. Instrum. 78 (2), 025102 (2007).

Фотодиоды для спектрального диапазона 2.5 — 4.8 мкм

В. В. Шерстнёв, *Д. А. Старостенко*, И. А. Андреев, Г. Г. Коновалов, Ю. П. Яковлев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Тел.: (812) 2927929, Факс: (812) 247-00-06
Эл. почта: vic2sherstnev@gmail.com

Инфракрасные (ИК) фотодиоды, работающие в спектральном диапазоне 2-5 мкм, являются ключевым компонентом газоанализаторов при обнаружении углекислого (CO_2) и «угарного» (CO) газов на длинах волн 4.27 мкм и 4.7 мкм, соответственно.

Твёрдые растворы InAsSb, перспективные для создания фотодиодов в данном спектральном диапазоне, могут выращиваться на подложках GaSb или InAs. Гетерофотодиод со структурой $InAs_{1-x}Sb_x$/GaSb (0.10<x<0.14) был создан нами ранее. При освещении через подложку $InAs_{0.86}Sb_{0.14}$/GaSb фотодиоды продемонстрировали диапазон спектральной чувствительности 1.7-4.2 мкм.

В данной работе мы сообщаем результаты исследований, направленных на создание высокоэффективных фотодиодов, работающих при комнатной температуре в среднем ИК диапазоне 2-5 мкм. Гетероструктуры с активным слоем $InAs_{0.88}Sb_{0.12}$, выращивались методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на подложках InAs. Для обеспечения пониженной деформации, вызванной несоответствием параметров решётки подложки и активного слоя, нами был введён буферный слой из твёрдого раствора $InAs_{0.94}Sb_{0.06}$. В качестве широкозонного «окна» использовался твёрдый раствор InAsSbP. Разработаны фотодиоды на основе гетероструктур InAs/ $InAs_{0.94}Sb_{0.06}$/$InAs_{0.88}Sb_{0.12}$/InAsSbP с диаметрами фоточувствительной площадки 0.3 мм.

Отличительной особенностью фотодиодов является высокая токовая монохроматическая чувствительность в максимуме спектра (λ_{max}=4.2-4.7 мкм) достигающая значений 0.6-0.8 А/Вт, значение плотности обратных темновых токов $(1.3\text{-}7.5)\cdot10^{-2}$ А/см^2, при напряжении обратного смещения 0.1-0.2 В. Дифференциальное сопротивление

в нуле смещения достигает величины 700-800 Ом. По нашим оценкам, обнаружительная способность фотодиодов в максимуме спектральной чувствительности достигает величины (5-8)·10^8 см·$Вт^{-1}$·$Гц^{1/2}$.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН №27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», грантами РФФИ 10--02-93110-НЦНИЛ_а, 10-02-00548-а и 09-08-91224-СТ_а, а также государственным контрактом № 02.740.11.0445.

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ

Инфракрасные (3-5 мкм) линейки и светодиоды с фотонными кристаллами для газовых сенсоров на основе твердых растворов InAs.

М. В. Чаус, **Б. А. Матвеев**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
эл. почта: cova_marishka@mail.ru

Последние годы были отмечены существенным прогрессом в создании ИК-светодиодов (СД) для средней ИК области спектра (3-5 мкм). Такие светодиоды будут востребованы в различного рода газоанализаторах. Создание фотонного кристалла (ФК) (т.е. двумерной периодической структуры) на границе раздела полупроводник/воздух позволяет повысить оптическую эффективность светодиодов за счёт концентрации света в модах, способных покинуть полупроводник, и преодолеть ограничения по выводу излучения, связанные с полным внутренним отражением. Применение ФК для увеличения вывода излучения особенно привлекательно в светодиодных линейках с высоким фактором заполнения, для которых применение иммерсионных линз затруднительно. Ранее о ФК в светодиодах среднего ИК — диапазона не сообщалось.

В работе исследовались диодные линейки 1x4, излучающие вблизи 3,6 мкм (300 К) и изготовленные из гетероструктур InGaAsSb/InAsSbP. ФК создавались методом «сухого» (ионно-лучевого) травления поверхности n^+-InAs и состояли из гексагонально упакованных элементов с характерным размером 1-2 мкм и шагом межу элементами ~3 мкм.

Изучение распределения излучения в ближнем поле осуществлялось с помощью ИК микроскопа с рабочим диапазоном длин волн 2,5-3,1 мкм. Перекрытие спектров излучения светодиода и фотоприёмника происходило в узком спектральном диапазоне, благодаря этому удалось получить чёткое монохроматическое изображение излучающей поверхности светодиода. Излучение в дальнем поле изучалось при использовании, удалённого от светодиода экрана из кремниевой пластины с рассеивающей поверхностью.

Спектры отражения от фотонных кристаллов содержали минимумы, отсутствующие в спектрах образцов без ФК. ИК-изображения в образцах без ФК при прямом (положительная люминесценция) и обратном (отрицательная люминесценция) смещении повторяли форму мезы.

При наличии ФК ИК-изображения дополнительно содержали «дубликаты» первичного изображения в виде 1-го, 2-го и 3-го гексагонально «упакованных» порядков дифракции. Таким образом, имело место увеличение эффективной излучающей площади и интегральной мощности излучения благодаря лучам, падающим на границу раздела полупроводник/воздух под углами, большими угла полного внутреннего отражения. Влияние дифракции лучей было обнаружено и в картине дальнего поля, в частности, распределение освещённости по поверхности экрана, расположенного на расстоянии 150 мкм от светодиода, характеризовалось симметрией относительно центральной части изображения, а угловая зависимость интенсивности в сечении параллельном излучающей поверхности с ФК (т.е. в плоскости экрана из кремниевой пластины) имела периодическую структуру с чередованием максимумов и минимумов с периодом кратным 15 угл.град., что соответствовало геометрии фотонного кристалла.

Таким образом, были разработаны методы получения и созданы светодиоды на основе InGaAsSb и светодиодные линейки с 2D фотонным кристаллом, сформированным на поверхности InAs и изучено влияние ФК на распределение мощности излучения в ближнем и дальнем поле в светодиодах.

Полученные светодиоды могут быть использованы при создании приборов химического анализа в т.ч. портативных и трассовых газоанализаторов, приборов контроля производственных процессов (анализаторы толщин плёнок), анализаторов выхлопа автомобильных газов, систем тепловидения для применения в нефтегазовой, химической, горнодобывающей промышленности, службах газоснабжения, при контроле взрывоопасности помещений, в медицине и др.

Быстродействующие вертикально-излучающие лазеры: основа локальных сетей и оптических межсоединений в ближайшем будущем

***Л. Я. Карачинский*[1,2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 297-36-20, эл. почта: karach@switch.ioffe.ru
[2]ООО «Коннектор Оптикс», С-Петербург
тел: (812) 327-50-55, эл. почта: karach@switch.ioffe.ru

Постоянное увеличение объемов передачи данных, а также необходимость скорейшего замещения медных межсоединений оптическими, требуют нового эффективного решения для локальных оптических сетей (с радиусом действия до 300 м). Вертикально-излучающие лазеры диапазона 850 нм являются ключевыми компонентами для высокоскоростных локальных сетей (LAN), сетей хранения информации (SAN), активных оптических кабелей (HDMI), оптических межсоединений USB, и других приложений. Однако создание вертикально-излучающих лазеров с токовой модуляцией, устойчивых к деградации при работе на скоростях выше 10 Гбит/с, представляет собой сложную и в то же время перспективную задачу.

Электрические интерфейсы для последовательной передачи данных на скоростях свыше 10 Гбит/с стандартизированы для множества приложений, включая, например (с ожидаемой скоростью передачи данных): Fibre Channel FC32G (34 Гбит/с), InfiniBand (20 Гбит/с), традиционный электрический интерфейс CEI (25-28 Гбит/с) и USB 3.0 (до 25 Гбит/с). Для таких скоростей максимальный размер медного проводного соединения ограничен расстоянием в 1 м.

В настоящей работе обсуждаются как общие подходы к созданию сверхскоростных вертикально-излучающих лазеров, так и последние достижения ведущих мировых исследовательских центров в данной области. В частности, в спектральном диапазоне 850 нм в настоящее время рекордными являются вертикально-излучающие лазеры, демонстрирующие безошибочную передачу данных (ошибка менее 10^{-12}) на скоростях до 40 Гбит/с [1,2].

Литература

1. S. A.Blokhin, J. A.Lott, A.Mutig, G.Fiol, N.N.Ledentsov, M.V.Maximov, A.M.Nadtochiy, V.A.Shchukin, and D.Bimberg, 850 nm VCSELs operating at bit rates up to 40 Gbit/s, Electronics Letters, 45, 501-503 (2009).
2. N.N.Ledentsov, J.A.Lott, V.A.Shchukin, A.Mutig, T.D.Germann, S.A.Blokhin, A.M.Nadtochiy, L.Y.Karachinsky, D.Bimberg, Optical components for very short reach applications at 40 Gb/s and beyond, SPIE Proceedings of the Photonics West 2010 International Symposium, January 22 — 27, 2010, San Jose, California, USA, Volume 7597, 75971F (2010).

Температурная и токовая зависимость ширины спектра генерации лазера на квантовых точках

***В. В. Коренев*, А. В. Савельев, А. Е. Жуков, А. В. Омельченко**

Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
тел: (812) 920-29-90, эл. почта: krunu@yandex.ru

Для различных задач оптоэлектроники, включая, например, оптическую передачу информации, требуется эффективный полупроводниковый лазер, обладающий широким спектром излучения в диапазоне длин волн 1.20 мкм — 1.35 мкм, отвечающим окну прозрачности стандартного оптического волокна, а также кремния и кремний-германиевых волноводов. Лазеры на основе самоорганизованных квантовых точек (КТ) InGaAs/GaAs позволяют перекрыть интересующий диапазон длин волн [1] и получить уже при малых плотностях тока инжекции спектр лазерной генерации шириной до 75 нм при комнатной температуре [2]. В связи с указанными обстоятельствами, в настоящее время большой интерес вызывает возможность как экспериментального, так и теоретического описания динамики ширины спектра генерации при изменением тока накачки и температуры.

В данной работе была теоретически исследована задача о нахождении спектра генерации и зависимости ширины спектра лазерной генерации от мощности накачки полупроводникового лазера на квантовых точках. Рассмотрение происходило в рамках модели, предложенной в [3]. Согласно основным предположениям указанной модели, считалось, что в КТ имеется лишь один экситонный уровень энергии, экситоны захватываются в квантовые точки как целое, а все КТ являются туннельно-независимыми.

Также в [3] для рассматриваемой задачи была построена математическая модель, учитывающая, в том числе, наличие однородного уширения уровней энергии в квантовых точках. Однако точное решение системы уравнений, к которой сводилось математическое описание указанной задачи, оказывается весьма трудоёмким, что заставило авторов прибегнуть к дальнейшим приближениям при решении.

В то же время, в нашей работе получено точное аналитическое решение данной задачи для частного случая отсутствия однородного уширения уровней энергии. Данное упрощение позволило решить рассматриваемую задачу точно, не прибегая к использованным в [3] упрощениям, что является оригинальным результатом.

В результате, на основе численных данных, приведённых в [3], для указанного случая отсутствия однородного уширения уровней, получена зависимость ширины спектра лазерной генерации от мощности накачки лазера с учётом температуры. Указанная зависимость показывает, что при росте мощности накачки лазера, происходит

рост ширины спектра генерации. Так, при комнатной температуре получена ширина спектра генерации, равная примерно 50 мэВ при мощности накачки в единицы Ватт и полуширине разброса основных уровней энергии квантовых точек активной области лазера — 20.4 мэВ. Также обсуждаются дальнейшие пути увеличения ширины спектра генерации.

Литература

1. A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, A. R. Kovsh, N. N. Ledentsov, "*Long-Wavelength Quantum Dot Lasers*", seria *Frontiers in Quantum Dots Research,* Nova Science Publishers, Hauppauge N. Y. (2006);
2. А. Е. Жуков, А. Р. Ковш, Е. В. Никитина, В. М. Устинов, Ж. И. Алфёров, ФТП, том **41**, 625 (2007);
3. А. В. Савельев и др., ФТП, том **43**, вып. 12 (2009).

Перестраиваемые лазеры в средней ИК-области спектра на модах шепчущей галереи

В. В. Шерстнев[1], *М. И. Ларченков[1]*, Е. А. Гребенщикова[1], А. М. Монахов[1], А. Н. Именков[1], А. Н. Баранов[2], Ю. П. Яковлев[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
[2]Institut d'Electronique du Sud (IES), Universite Montpellier, Montpellier, France

Моды шепчущей галереи (WGM) являются универсальными линейными возбуждениями дисковых и кольцевых резонаторов. Впервые они наблюдались в 1910 году как звуковые волны, распространяющейся вдоль наружной стены галереи для посетителей в круглом зале собора Св. Павла в Лондоне и были исследованы лордом Релеем [1]. Придуманное для этого акустического явления название «моды шепчущей галереи» — whispering gallery modes (WGM) было использовано для обозначения собственных мод дисковых резонаторов. Мы использовали это явление для создания нового типа WGM-лазера в средней ИК-области спектра [2,3].

Интерес к дисковым лазерам обусловлен тем, что добротность их резонатора очень высока 10^6, что должно позволить получить лазерную генерацию при существенно более низких пороговых токах и высоких температурах.

Главной физической особенностью данных лазеров является то, что они работают на так называемых «модах шепчущей галереи». Этот режим особенно привлекателен именно для лазеров среднего ИК диапазона, поскольку оптическое усиление активной среды таких лазеров невелико, а длина волны достаточно большая, что позволяет использовать простые методы изготовления такого лазера.

Нами были созданы дисковые лазеры для спектрального диапазона 2,0-2,4 мкм, работающие при комнатной температуре, и для диапазона 3-4 мкм, работающие при температурах, близких к температуре жидкого азота.

Исследована частотная перестройка при комнатной температуре WGM-лазера с полудисковым резонатором (2.35 мкм) при импульсном питании в интервале токов 200-600 мА в зависимости от длительности импульса (0.1-1.2 мкс). Показано, что с увеличением длительности импульса от 0.1 до 1.2 мкс наблюдается перестройка длины волны излучения коротковолновой моды в длинноволновую сторону на 30 Å, что больше межмодового расстояния в 1.4 раза.

Созданы перестраиваемые инфракрасные полупроводниковые WGM-лазеры с дисковым резонатором, работающий на длине волны 3,5 мкм при температуре 79 К. Изучены спектры излучения. Зарегистрирована плавная перестройка длины волны излучения основной моды в коротковолновую сторону на 11 Å, обусловленная нелинейными оптическими эффектами.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН №27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», грантами РФФИ 10--02-93110-НЦНИЛ_а, 10-02-00548-а и 09-08-91224-СТ_а, а также государственным контрактом № 02.740.11.0445.

Литература.

1. Lord Rayleigh, Phyl. Mag. 20, 1001, 1910
2. Sherstnev V.V., Krier A., Monakhov A.M., Hill G. “Mid-infrared ring laser”//Electron. Lett. 2003. V.39, Iss.12, pp.916-917.
3. Monakhov A.M., Sherstnev V.V., Astakhova A.P., Yakovlev Yu.P., Boissier G., Teissier R., Baranov A.N. “Experimental observation of whispering gallery modes in sector disk lasers,» Appl. Phys. Lett, 2009, V. 94, P. 051102.

Полупроводниковые лазеры спектрального диапазона 1.3 мкм на квантовых точках с высокой температурной стабильностью длины волны лазерной генерации

А. С. Паюсов [1], **Л. Я. Карачинский** [1, 2, 3], **И. И. Новиков** [2], **Ю. М. Шерняков** [1, 2], **Н. Ю. Гордеев** [1, 2], **М. В. Максимов** [1, 2], **С. С. Михрин** [4], **М. Б. Лифшиц** [1, 2], **В. А. Щукин** [2, 3], **Н. Н. Леденцов** [2, 3]

[1]Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
эл. почта: plusov@mail.ioffe.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
[3]Institut fur Festkorperphysik, Technische Universitat Berlin, Berlin, Germany
[4]Innolume GmbH, Dortmund, Germany

Полупроводниковые лазеры, обладающие высокой температурной стабильностью параметров лазерной генерации, необходимы для широкого набора применений. Например, для накачки оптических волокон, легированных Er и Yb (длина волны 975 нм), для накачки твердотельных лазеров (808 нм), для преобразования частоты

(1060 и 920 нм), а также в области телекоммуникаций для создания систем передачи данных со спектральным уплотнением. В торцевых полупроводниковых лазерах стандартной конструкции температурный сдвиг длины волны лазерной генерации в основном определяется температурным сдвигом ширины запрещенной зоны полупроводника [1].

Недавно нами был предложен [2] новый подход к созданию температурно-стабильных полупроводниковых лазеров полностью эпитаксиальной конструкции. В лазерах этого типа за счет использования многослойных интерференционных отражателей, размещенных параллельно волноводу, оптическая мода, распространяющаяся под определенным углом в резонаторе, имеет высокий фактор оптического ограничения и низкие потери на утекание, при этом полезное излучение выходит с торцов резонатора как в стандартном лазере Фабри–Перо. Стабилизация длины волны в таких приборах обусловлена слабой зависимостью спектральных свойств многослойных интерференционных отражателей от температуры.

Экспериментально концепция была реализована в лазерах на подложке GaAs с активной областью на основе квантовых точек (КТ) InAs, излучающих в диапазоне длин волн 1.3 мкм. Лазерная гетероструктура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Многослойный интерференционный отражатель, состоял из 39 пар слоев $Ga_{0,2}Al_{0,8}As$(120 нм)/GaAs(380 нм). В центре оптического волновода общей толщиной 175 нм располагалось 5 слоев КТ InAs, полученных по методу Странски–Крастанова. Каждый из слоев КТ заращивался квантовой ямой InGaAs. Общая толщина структуры составила 24 мкм.

Из выращенной гетероструктуры были изготовлены лазеры полосковой геометрии с ширинами полоска 100 и 10 мкм, а также образцы с замкнутой кольцевой модой. Исследовались спектры лазерной генерации и диаграммы направленности полученных приборов в широком диапазоне температур. Проведенные эксперименты показали, что температурный сдвиг длины волны лазерной генерации созданных приборов составляет 0.2 нм/К. Использование многослойного интерференционного отражателя позволяет уменьшить температурный сдвиг длины волны лазерной генерации в 2.5 раза по сравнению с лазерами со стандартной конструкцией волновода и аналогичной активной областью. Лазеры с шириной полоскового контакта 10 мкм продемонстрировали пространственно-одномодовое излучение с максимальной выходной мощностью 400 мВт в импульсном режиме. Авторы выражают благодарность за поддержку работы в рамках проекта РФФИ 09-02-91340-ННИО_а.

Литеретура

1. Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах (М., Мир, 1981) т. А.
2. N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin. Opt. Eng., 41, 3193 (2002).

Восстановление изображений с использованием набора пространственных спекл-картин, сформированных несколькими длинами волн

Н. В. Петров, **В. Г. Беспалов**

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики
тел: (812) 323-64-37, эл. почта: nickolai.petrov@gmail.com

Представлена технология восстановления волнового фронта на основе набора распределений интенсивностей, зарегистрированных в различных частях объема спекл-полей, сформированных несколькими длинами волн. С помощью численного моделирования, а так же экспериментально, произведено восстановление изображений амплитудных, фазовых и амплитудно-фазовых объектов. Продемонстрирована возможность записи до трех различных спекл-картин за одну экспозицию.

Представляемая технология

Полное восстановление волнового фронта является важной задачей многих технических и научных приложений, которую пытались решать многие исследователи. Одним из наиболее удачных решений, полученных в последнее время, можно считать итерационную технологию восстановления волнового фронта с использованием распределений интенсивностей, полученных по мере удаления от объекта вдоль оптической оси и уравнения распространения волн [1, 2]. В данной работе упомянутая технология была модифицирована для использования спекл-картин, записанных на различных длинах волн. Уравнение распространения волн в пространстве может быть использовано как уравнение, описывающее изменение волнового фронта при изменении длины волны с λ_1 на λ_2 при его распространении на фиксированное расстояние z [3]. В рамках данного приближения продемонстрирована возможность комбинирования данной техники с техникой, использующей спекл-картины, записанные в различных частях объема спекл-полей.

Использование излучения на трех длинах волн, соответствующего спектральному отклику ПЗС-матрицы, и конвертера DCraw, позволяющего извлекать информацию из спектральных каналов байеровского фильтра в документальном режиме с расширенным динамическим диапазоном [4], в рамках данного метода позволяет за одну экспозицию получить три разные картины дифракции, которых может быть достаточно для полного восстановления волнового фронта.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Правительства Санкт-Петербурга в 2008-2009 г.

Литература

1. P. Almoro, G. Pedrini, and W. Osten, // Appl. Opt., 2006. V. 45, P. 8596–8605.

2. Y. Zhang, G. Pedrini, W. Osten, and H. Tiziani, // Opt. Express, 2003. V. 11, P. 3234–3241.
3. Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лиин /Оптическая голография / М.: Мир, 1973. С. 688 .
4. М. В. Конник, Э. А. Маныкин, С. Н. Стариков // Квант. электроника, 2010, Т. 40. N. 4, С. 314–320.

Управление модовой структурой торцевого полупроводникового лазера посредством модуляции эффективного показателя преломления

***И. Г. Савенко*[1], И. В. Иорш[1], М. А. Калитеевский[1, 2], Н. Ю. Гордеев[1, 2]**

[1]Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
тел: 8-904-5187957, эл. почта: savenko.j@mail.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

Спектр собственных мод резонатора Фабри-Перо может быть существенно модифицирован за счет введения пространственно-селективных или спектрально-селективных потерь. Возможность управления структурой оптических мод в полупроводниковом лазере с резонатором Фабри-Перо открывает интересные возможности для создания новых типов одночастотных лазеров и пространственно-одномодовых лазеров с увеличенной выходной мощностью. Данная работа посвящена исследованию лазера, в котором спектральная селективность оптических мод обеспечивается слабой модуляцией эффективного показателя преломления волновода за счёт создания на поверхности резонатора структуры фотонного кристалла, образованного так называемыми «штрихами».

Управление профилем электромагнитного поля вдоль оси резонатора реализуется путём создания счетного количества (20-50) штрихов, представляющих собой вытравленные на поверхности канавки. Процесс их изготовления может быть совмещен с формированием лазерного полоска, поскольку ширина штрихов кратна нескольким длинам волн и имеет размер более 1 мкм. Штрихи создают локальную модуляцию эффективного показателя преломления, а за счет их расположения общий набег фазы вдоль резонатора меняется. В выражении для порогового усиления лазера появляются дополнительные члены, пропорциональные степеням относительного показателя преломления структуры фотонного кристалла. В результате порог генерации для нескольких заранее определенных мод оказывается существенно ниже, и генерация будет происходить именно на этих модах.

Обычно при расчете волновода решается прямая задача, а именно, расчет собственных мод слоистой структуры с заданными параметрами слоёв (например, [1]). При расчете расположения штрихов решается обратная задача: нахождение размеров и расположения штрихов для достижения заданной модовой структуры. Метод расчёта основан на формализме, предложенном в статье [2].

Решение обратной задачи, полученное с помощью численного моделирования, проверялось путём прямой подстановки в программу, позволяющую рассчитывать собственные частоты одномерного фотонного кристалла и спектр отражения от него, а также эффективный показатель преломления.

Рассчитано расположение штрихов и их размер для лазерных гетероструктур на основе InGaAs квантовых ям и InAs квантовых точек. Проверена устойчивость спектральной селекции мод относительно флуктуаций геометрических размеров резонатора, расположения и размеров штрихов, что позволяет экспериментально проверить разрабатываемую концепцию. Характерный размер штрихов, в несколько раз превышающий длину волны излучения, позволяет рассматривать подобную конструкцию возможной недорогой альтернативой лазерам, использующим дифракционные решетки.

Литература

1. Э. В. Аржанов, и др. Волноводные свойства гетеролазеров на основе квантово-размерных напряжённых структур в системе InGaAs /GaAs и особенности их спектра усиления, Квантовая электроника, 21, № 7 (1994).
2. O'Brien S., Amann A., Fehse R., Osborne S., O'Reilly E.P., and Rondinelli J.M. Spectral manipulation in Fabry–Perot lasers: perturbative inverse scattering approach. J. Opt. Soc. Am. B, 23.

Природа волнообразного течения процесса деградации внешней квантовой эффективности InGaN/GaN светодиодов

***Е. И. Шабунина*, А. Е. Черняков, В. А. Забродский, П. В. Петров**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-55, эл. почта: jenni-85@mail.ru

Механизм деградации синих светодиодов и лазеров на основе квантоворазмерных структур InGaN/GaN изучается с 1992 года, но до сих пор не разработана общепринятая модель деградационного процесса [1, 2]. В последние несколько лет необходимость понимания этого процесса встала особенно остро, в связи с развитием в разных странах мира программ по созданию твердотельного энергосберегающего освещения на основе синих светодиодов, и жесткими требованиями к сроку службы диодов до 100000 часов, заложенным в этих программах. Типичное для этих светодиодов волнообразное течение деградационного процесса, с чередующимися временными интервалами плохо предсказуемого падения и роста внешней квантовой эффективности (при проведении испытаний на срок службы) не находит объяснения, с точки зрения механизмов известных для светодиодов на основе традиционных A^3B^5, а самое главное не позволяет прогнозировать срок службы светодиодов. Выяснение природы этих особенностей и явилось основной целью данной работы. При постановке экспериментальной части работы исходили из того, что система

протяженных дефектов, типичная для нитридов III группы, является одним из основных источников безызлучательной рекомбинации, поэтому осуществлялся контроль эволюции свойств этой системы на разных стадиях процесса деградации по измерению токов утечки светодиодов при смещениях меньше 2В, а также спектральной плотности низкочастотного шума (S) этих же светодиодов в широком интервале плотностей токов (I). Хорошо известно, что зависимость S(I) несет информацию о состоянии дефектной системы, в том числе и при больших плотностях тока. Выяснено, что система протяженных дефектов изменяет свои рекомбинационные свойства на порядки в процессе деградации, но вклад этих потерь в падение квантовой эффективности не прямой, а приводит к перераспределению падения напряжения в активной области. Кроме того, обнаружено появление областей локального перегрева, выявляемых по характерным зависимостям $S \sim I^4$, а также изменение состояния дефектной системы с началом излучательной рекомбинации, что выражается в стабилизации уровня шума или в его существенном уменьшении на несколько порядков. Эти конкурирующие процессы, а также миграция ионов металлических примесей в системе протяженных дефектов, наблюдавшаяся ранее в [3] являются источниками волнообразного течения деградационного процесса, осложняют прогнозирование срока службы и выяснение механизма деградации.

Литература

1. S. J. Strite et al., Vac. Sci. Technol. B 10, 1237 (1992).
2. С. С. Стрельченко и др., 7-ая Всероссийская конференция Нитриды галлия, алюминия и индия, Москва, Россия, 1-3 февраля 2010.
3. N. M. Shmidt et al., Phys. Stat. Sol., 2129 (2006).

Изучение пространственных мод полудисковых лазеров на основе квантово-размерных наногетероструктур AlGaAsSb/InGaAsSb

А. Н. Именков[1], В. В. Шерстнев[1], А. М. Монахов[1], Е. А. Гребенщикова[1], М. А. Сиповская[1], *Д. И. Тарасов[1,3]*, М. И. Ларченков[1], А. Н. Баранов[2], Ю. П. Яковлев[1].

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 2927929 ,эл.почта: vic2sherstnev@gmail.com
[2]Institut d'Electronique du Sud (IES), Université Montpellier, Montpellier, France
[3]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

Одним из перспективных источников когерентного излучения для среднего инфракрасного диапазона (2-4 мкм) являются новый тип лазеров, получивший название WGM-лазеры. Эти лазеры имеют высоко добротный резонатор в виде диска и поэтому отличаются от полосковых значительно более низким пороговым током. Они допускают гораздо большую мощность излучения за счет большой ширины резо-

натора, равный периметру цилиндра, а так же позволяют создавать быстродействующие спектрометры, используя изменение длины волны излучения в процессе импульса тока. Для изучения модовой структуры этого резонатора исследовано спектральное и пространственное распределение излучения полудисковых WGM-лазеров. В пространственном распределении выделяются до 13 широких лепестков разной интенсивности, разделенных на более узкие (на порядок) лепестки. Спектр излучения близок к одномодовому.

Предложена математическая модель распределения электромагнитного поля в WGM-лазере и рассчитана диаграмма направленности лазерного излучения. На основании измерения спектров и диаграмм направленности излучения полудисковых WGM-лазеров и сопоставления экспериментальных данных с предложенной теорией изучены пространственные радиальные моды шепчущей галереи. Получено, что каждый широкий лепесток соответствует своей устойчивой пространственной радиальной моде. Установлено, что наибольшую интенсивность излучения дает не самая периферийная мода, а следующая за ней, которая по-видимому имеет наименьшие оптические потери. Преобладание одной пространственной моды приводит к наблюдению практически одномодового спектра излучения.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН №27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», грантами РФФИ 10--02-93110-НЦНИЛ_а, 10-02-00548-а и 09-08-91224-СТ_а, а также государственными контрактами № 02.740.11.0445 и № 10-2-Н4.3-0139

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Нестационарные процессы для ионов в электрическом поле

***А. Б. Герасименко*[1], А. Я. Эндер[1], И. А. Эндер[2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-38, эл. почта: andrei.ender@mail.ioffe.ru
[2]Санкт-Петербургский государственный университет

Исследование кинетики нестационарных процессов в плазме представляет собой важную задачу. Исследуется поведение малой примеси ионов на фоне нейтрального газа. Рассматриваются процессы при резком включении электрического поля или генерации ионов.

Основные подходы к исследованию задач:

1. Нестационарный моментный метод. Он заключается в разложении функции распределения по сферическим полиномам Эрмита и последующем решении получившейся моментной системы.
2. Подход с помощью разложения функции распределения по сферическим гармоникам (полиномам Лежандра). Производится разложение функции распределения и для коэффициентов разложения строится система интегро-дифференциальных уравнений.

В обоих подходах важно построение модели интеграла столкновений. Моментный метод получил дальнейшее развитие за счет использования матричных элементов интеграла столкновений для больших значений индексов. Это стало возможным благодаря работам по построению матричных элементов интеграла столкновений, выполненным в лаборатории физической газодинамики ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Были получены рекуррентные соотношения, связывающие все нелинейные матричные элементы. В результате, любые матричные элементы могут быть построены по известным линейным изотропным матричным элементам.

Проведена разработка и сравнение указанных двух методов. В работе рассматривалась пространственно однородная задача. Электрическое поле и генерация также брались постоянными. Поле характеризовалось безразмерным коэффициентом $\varepsilon = eE\lambda/2kT$. Рассмотрение велось в рамках CEM (charge exchange model) модели, когда полное сечение обратно пропорционально относительной скорости), и HS (hard sphere) модели. С помощью моментного метода была решена задача об эволюции функции распределения после резкого включения электрического поля в области слабых ($\varepsilon < 0.1$) и умеренных ($0.1 < \varepsilon < 2$) электрических полей.

Подход с помощью разложения по сферическим гармоникам позволяет избежать ограничений моментного метода, связанных с, так называемым, критерием Греда, и изучить функцию распределения в области более сильных электрических полей и больших скоростей. При работе с этим методом мы использовали ядра интеграла столкновений, полученные Гильбертом и Гекке для HS модели. В ФТИ проводятся исследования по построению ядер интеграла столкновений для произвольных потенциалов взаимодействия. Получено выражение как линейных так и нелинейных ядер через матричные элементы. Знание последних и позволяет строить произвольные ядра.

Подход с помощью разложения по сферическим гармоникам позволяет рассмотреть задачи с границами. Это было показано в ряде работ Лойялки. Им был рассмотрен ряд стационарных одномерных кинетических задач, с учетом граничных условий, с использованием ядер Гильберта и Гекке. Нами же рассмотрены нестационарные задачи при наличии границ.

Литература

1. Эндер А. Я., Эндер И. А. Интеграл столкновений уравнения Больцмана и моментный метод. СПб.: Издательство Санкт-Петербургского университета, 2003. 223 с.
2. Л. А. Бакалейников, А. Я. Эндер, И. А. Эндер . Расчет линейного ядра интеграла столкновений в случае псевдомаксвелловских молекул. ЖТФ, т. 76, вып.9, стр. 6-15 (2006)

Ионный ток на зонд в плазме низкого давления с учетом объёмной ионизации и столкновений с атомами

***В. С. Игнахин*, В. И. Сысун**

Петрозаводский государственный университет
тел: (8142) 71-96-55, эл. почта: art101@mail.ru

В настоящее время для теоретической интерпретации ионной части зондовой характеристики плазмы низкого давления применяются радиальная [1] и орбитальная [2], [3] теории. Орбитальная теория применима в том случае, когда ионы обладают значительным моментом количества движения (T_i отлична от нуля) и выполняется

приближение бесстолкновительного движения ионов. Следует отметить, что даже редкие столкновения ионов с нейтралами разрушают орбитальное движение частиц и сильно влияют на величину ионного тока [4, 5]. Когда модель орбит неприменима, более применима теория радиального дрейфа. Учёт столкновений с атомами (резонансная перезарядка) в радиальной теории при низких и промежуточных давлениях проведен в [6]. Отсутствие учета ионизации в объеме требует увеличения области возмущения до бесконечности. Помимо влияния на ионный ток, конечное значение области возмущения плазмы зондом определяет пространственное разрешение метода.

В работе рассматривается ионный ток на сферический и цилиндрический зонд с учётом ионизации и столкновений в приближении холодных ионов. Все ионы, поступающие на зонд, создаются с частотой объёмной ионизации $n_e z$ внутри r_0 — область возмущения плазмы. Ионы, образовавшиеся вне r_0 уходят на стенку и электроды. Полная концентрация в r с учетом ионизации и столкновений:

$$n(r)=\frac{1}{r^{\alpha}}\int_{r}^{r_0}\frac{r'^{\alpha}[n_e(r')z+\frac{j'}{e\lambda_i}]\exp\left[-\frac{(r'-r)}{\lambda_i}\right]dr'}{\sqrt{\frac{2e}{M}[\phi(r')-\phi(r)]}},\quad j'=\frac{e}{r'^{\alpha}}\int_{r'}^{r_0}n_e(r'')zr''^{\alpha}\,dr''$$

где α=2- сфера, α=1 — цилиндр. В бесстолкновительном случае зависимость $n(r)$ совпадает с уравнением «плазма-слой» Ленгмюра [7], но с обратными граничными условиями (внутренний коллектор). Выражение для концентрации подставлялось в уравнение Пуассона, которое решалось численно при граничных условиях

$$U(r_0)=0,\quad \frac{dU}{dr}\Big|_{r_0}=0$$

В работе приводятся результаты расчетов ионного тока на сферический и цилиндрический зонд с учётом ионизации и столкновений в приближении холодных ионов для безразмерных параметров $r_3/\lambda=0.0001\div10$, $\lambda_i/\lambda_d=0.01\div10$. Показано, что зависимости ионного тока от частоты ионизации при отсутствии столкновений немонотонные и имеют минимумы. При $z\to 0$ и, следовательно, $z\to\infty$ в бесстолкновительном случае результаты расчетов переходят в результат чистой радиальной теории [8, 9, 10].

Литература

1. Allen J.E. et al., Proc. Phys. Soc. B70, 297 (1957).
2. Bernstein I.B., Rabinowitz I.N., Phys. Fluid. V. 2, 112 (1959).
3. Laframboise J.G., The theory of spherical and cylindrical probes in a collisionless, Maxwellian plasma at rest / Institute for aerospace studies, University of Toronto (UTIAS), Report 100, 1966.
4. Швейгерт В. А. и др., ЖЭТФ. Т. 115, 877 (1999).
5. Зобнин А. В. и др., ЖЭТФ. Т. 118, 554 (2000).
6. Немчинский В. А., ЖТФ. Т. 4, 419 (1970).

7. Tonks L., Langmuir I., Phys. Rev. V. 34, 876 (1929).
8. Allen J.E., Turrin A., Proc. Phys. Soc. V. 83, 177 (1964).
9. Chen F.F., J. nucl. Energy. Part C. V. 7, 47 (1965).
10. Kennedy R. V., Allen J.E., J. Plasma Physics. Part 4. V. 67, 243 (2002).

Плазменная аэродинамика: управление высокоскоростным полетом

С. А. Поняев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-78, эл. почта: serguei.poniaev@mail.ioffe.ru

Развитие современных представлений о высокоскоростном полете требует новых развития новых, эффективных средств, позволяющих управлять характеристиками потока вблизи поверхности летательного аппарата и на входе в прямоточный двигатель, управлять тепло- и массо-переносом в пограничном слое, снижать поверхностное трение, задерживать ламинарно-турбулентный переход, управлять отрывом потока. В последние годы активно ведутся исследования по применению для решения этих проблем различных типов газовых разрядов. Поэтому, можно сказать, что в последнее время интенсивно развивается новое направление в физике плазмы, а именно, плазменная аэродинамика [1].

В докладе рассмотрены как общие вопросы, стоящие перед коллективами, работающими в данной области, так проблемы, которые изучаются в ФТИ им. А. Ф. Иоффе: управление потоком с помощью магнитогидродинамических методов, вопросы теплообмена в пристеночном слое.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного Научно-Технического Центра (проекты 2009 и 3475), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-01-00446-а, № 06-08-00777-а, № 08-01-00330-а), программы П-09 Президиума РАН, и Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (гос. контракт № 02.740.11.0201).

Литература

1. P. Bletzinger, B. N. Ganguly, D. VanWie and A. Garscadden, Plasmas in high speed aerodynamics, J. Phys. D: Appl. Phys. 38 R33–R57, 2005

КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Излучение одиночных квантовых точек и их ансамблей

А. В. Савельев

Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
тел: (812) 448-85-94, эл. почта: savelev@mail.ioffe.ru

Развитие в последние два десятилетия технологии изготовления полупроводниковых наноструктур высокого качества — квантовых ям и квантовых точек — позволило поставить новые эксперименты по когерентному взаимодействию отдельных фотонов с веществом. Такое взаимодействие является объектом исследования квантовой оптики. Первым ее результатом можно рассматривать объяснение фотоэффекта, когда была показана корпускулярная природа света в отрыве от свойств его когерентности. Дальнейшее развитие этой области связано с одновременным описанием этих двух характеристик света, которое понадобилось для предсказания и создания теории взаимодействия стимулированного излучения с веществом (мазеры, лазеры, явление сверхизлучения). Экспериментальная реализация на тот момент включала исследования большого количества фотонов. По мере развития технологии, в газе атомов, стало возможным создавать и измерять свойства состояний с конечным количеством фотонов. Среди фундаментальных результатов можно отметить экспериментальную проверку теории скрытых переменных и создание состояний в микрорезонаторе с конечным, точно определенным числом фотоном. Исследование взаимодействия света с полупроводниковыми наноструктурами открывает возможности изучения новых фундаментальных эффектов, а также разработки принципов оптоэлектронных устройств следующего поколения.

Данная работа посвящена теоретическому описанию характеристик излучения одиночных полупроводниковых квантовых точек и их однородных ансамблей, помещенных в микрорезонатор. Были рассчитаны, как когерентные свойства излучения — его спектр, так и корпускулярные — статистика фотонов излучения. Показано,

что одиночная квантовая точка, в зависимости от параметров системы и интенсивности накачки, может излучать в различных режимах — спонтанное излучение, режим многочастотных осцилляций Раби, стимулированное лазерное излучение и режим подавления лазерного излучения. Основными физическими причинами перехода между режимами является конкуренция когерентного взаимодействия квантовой точки с фотонами и процессов дефазировки. В ансамбле квантовых точек, помимо описанных режимов, возникают новые, связанные с взаимодействием между излучателями. На примере систем с небольшим количеством точек изучены их особенности и условия их появления.

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Отсутствие фононов в некоторых неупорядоченных средах

Я. М. Бельтюков

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
тел: (812) 730-92-29, эл. почта: ybeltukov@gmail.com

В некоторых неупорядоченных средах модуль упругости при определенных условиях обращается в ноль. В англоязычной литературе такой переход широко обсуждается и называется jamming transition [1]. Так, например, пузырьки пены при небольшом содержании жидкости по сравнению с газом образуют случайную решетку. Такая пена сохраняет форму при небольшом воздействии на неё и вызывает возвращающую силу. Тем самым проявляются упругие свойства благодаря поверхностному натяжению. Если увеличивать содержание жидкости и уменьшать содержание газа, то в некоторый критический момент пена теряет упругость. В этот момент пена на любое бесконечно малое воздействие начинает перестраиваться в новое положение равновесия не вызывая возвращающей силы. При еще большем увеличении объема жидкости пузырьки воздуха начинают свободно двигаться не находя положения равновесия. Такой переход называется jamming transition. Аналогичные свойства могут проявлять и другие неупорядоченные среды, такие как эмульсии и суспензии.

Упругость — макроскопическая характеристика. Когда она обращается в ноль, прекращается распространение звука (фононов). В настоящей работе показано, что переход к нулевой упругости может быть описан в рамках теории случайных матриц. В критической точке теория случайных матриц дает постоянную плотность состояний на малых частотах, что согласуется с численными расчетами существующих моделей jamming transition. Дальше, добавляя некоторое неслучайное слагаемое, мы постепенно отходим от точки перехода. Этим слагаемым мы вносим конечную

упругость в систему. При этом открывается так называемая фононная щель. В трехмерном пространстве это означает пропорциональность плотности колебательных состояний квадрату частот при маленькой частоте. Это также соответствует существующим моделям jamming transition.

Литература

1. M van Hecke, J. Phys.: Cond. Matter **22**, 033101 (2010).

Численное исследование течений газосодержащей жидкости в сложных трехмерных каналах под действием силы тяжести с учетом газовыделения

А. С. Чернышев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-45, эл. почта: alexander.tchernyshev@mail.ioffe.ru

В представленной работе рассматриваются течения жидкости с растворенным газом в трехмерных каналах под воздействием силы тяжести в условиях падения давления. Параметры течения таковы, что в областях локального понижения давления происходит образование пузырей на парогазовых зародышах, в которые затем, переходит растворенный газ. Основным направлением работы является исследование влияния выделившегося газа на параметры течения, в частности, на расходные характеристики трубопроводов, при помощи численного эксперимента.

В основе разработанной математической модели лежит эйлеровско-эйлеровский подход к описанию гетерогенных сред [1]. В рамках этого подхода гетерогенная среда представляется как гомогенная смесь взаимопроникающих континуумов, а процессы межфазного переноса массы, импульса и энергии описываются с помощью источниковых членов в соответствующих уравнениях. Параметры таковы, что течение можно считать изотермическим.

Для описания процесса образования дисперсной фазы (пузырей) используются модели гомогенной нуклеации с учетом фактора гетерогенности и объемной гетерогенной нуклеации, в рамках которой считается, что зародышами пузырей являются неоднородности в жидкости, с заданным распределением по размерам [2]. Для учета дальнейшего газовыделения используется одномерная модель диффузии растворенного газа в образовавшийся пузырь.

Для корректного описания течения в рассматриваемом диапазоне параметров среды исходная модель была дополнена моделью турбулентности. При этом используется k-ω SST модель турбулентности Ментера, позволяющая адекватно описывать сложные течения в трубах с установленными препятствиями (диафрагмами).

Численные эксперименты были проведены при помощи разработанного программного кода, основанного на методе конечных объемов и неструктурированных сетках. Все величины в разработанном алгоритме определяются в центрах ячеек, для подавления осцилляций по полю давления и скорости используется интерполяция Рай-Чоу. Для компенсации неортогональности сетки, которая проявляет себя в местах стыковки подобластей геометрии, а также в изломах канала, используется алгоритм ортогональной коррекции. В качестве итерационного метода выбран алгоритм установления по псевдовремени, обладающий высокой устойчивостью. Для расчета полей скорости и давления используется SIMPLE алгоритм, обобщенный на случай многофазных течений.

Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными продемонстрировало адекватность представленной модели. Моделирование позволило определить зависимость расхода от параметров окружающей среды, свойств жидкости на входе в канал и его формы. Рассмотрены ламинарные и турбулентные режимы течения.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» Государственный контракт № 02.740.11.0201.

Литература

1. Chernyshev A.S., Schmidt A.A. NUMERICAL MODELING OF CAVITATING GRAVITY-DRIVEN FLOWS IN 3D DUCTS // 12th Workshop on Two-Phase Flow Predictions , Halle (Saale), Germany, 22 — 25 March 2010 .
2. Alexander Chernyshev, Eduard Kitanin, Ekaterina Kumzerova, Alexander Schmidt, Numerical simulation of degassing liquid flow in tube // International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007, Leipzig, Germany, July 9 — 13, 2007, Paper No. S7_Tue_D_29 [on CD].

Спин-волновая линия задержки с щелевыми антеннами

Ю. Л. Етко

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: (812) 234-99-83, эл. почта: yuliaetko@mail.ru

Спиновые волны (СВ) — волны намагниченности распространяющиеся в магнитоупорядоченных кристаллах, являются основой одного из направлений функциональной электроники — спин-волновой электроники. Линии задержки, дисперсионные линии задержки, фильтры, резонаторы — вот далеко неполный перечень устройств спин-волновой электроники. Принцип работы таких устройств основан на возбуждении и распространении спиновых волн в ферритовых пленках, а также на их приеме. Для возбуждения СВ можно использовать различные конструкции антенн, которые могут быть выполнены в виде отрезков одиночных и многоэлементных микрополосковых линий, щелевых линий, копланарных волноводов, а также

их комбинаций. В настоящее время наибольшее распространение получили микрополосковые антенны. При их использовании полоса рабочих частот устройств обычно составляет 0.5-1 ГГц на центральных частотах около 5 ГГц.

Целью настоящей работы являлось исследование спин-волновой линии задержки с щелевыми антеннами. Экспериментальный макет устройства был изготовлен на основе пленок феррита железо-иттриевого граната (ЖИГ) с намагниченностью насыщения 1750 Э и линейным параметром диссипаций около 0.5 Э. В экспериментах использовались две пленки с толщинами 18 и 83 мкм. Для возбуждения и приема СВ использовались щелевые антенны шириной w=50 мкм, расстояние между которыми составляло 10 мм. Подвод СВЧ-мощности к антеннам осуществлялся микрополосковыми линиями с волновым сопротивлением 50 Ом через специально разработанные микрополосково-щелевые переходы. Все элементы были выполнены методом фотолитографии на подложке из поликора толщиной 0.5 мм. Макет устройства помещался в постоянное магнитное поле направленное в плоскости пленки параллельно антеннам и перпендикулярно направлению распространения СВ. Поле менялось в диапазоне от 900 до 2200 Э.

Выбор описанной конструкции был обусловлен двумя факторами. Во-первых, при использовании щелевых антенн одна из сторон ферромагнитной пленки оказывается экранированной металлической плоскостью, что приводит к увеличению групповой скорости СВ и расширению области их возбуждения. Во-вторых, такая взаимная ориентация поля и пленки соответствует распространению в ней поверхностных спиновых волн, которые наиболее сильно «чувствуют» близость металла к поверхности пленки.

Результаты измерений показали, что полоса рабочих частот линии задержки на пленке ЖИГ толщиной L_1=83 мкм достигает 1.8 ГГц. При толщине пленки L_2=18 мкм полоса составляла 0.8 ГГц. В пределах рабочей полосы время задержки возрастает от 20 нс до 40 нс для толстой пленки и от 7 нс до 20 нс для тонкой пленки. Таким образом, использование щелевых антенн и сравнительно толстых пленок позволяет существенно расширить диапазон рабочих частот спин волновых линий задержки.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант РФФИ № 08-02-00959), Президента РФ, Министерства образования и науки РФ и Администрации Санкт-Петербурга.

Исследование особенностей формирования наноструктурированных материалов с фрактальным иерархическим строением пор современными методами нанодиагностики

И. Е. Грачева

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: (812) 234-30-16, (812) 234-31-64, эл. почта: iegrachova@mail.ru

Наноматериалы с многоуровневой иерархией пор создают основу для создания приборов нового поколения и устройств различного функционального назначения. Для сенсорики особый интерес представляют технологические приемы получения сетчатых наноструктурированных композитов с управляемыми и воспроизводимыми размерами пор. При этом крупные поры должны функционально обеспечивать легкий доступ реагентов и отвод продуктов реакции, а более мелкие — протекание каталитических реакций, газочувствительность и селективность.

Широкое применение в нанотехнологии находят золь-гель процессы, не являющиеся термодинамически равновесными. В ближайшие годы можно прогнозировать интенсивное развитие золь-гель технологии наноструктурированных сетчатых композиционных материалов с многоуровневой иерархией пор. Наиболее актуальными задачами следует считать развитие представлений об образовании пористых систем с иерархией пор и получение гибридных органо-неорганических нанокомпозитов. Золь-гель метод обеспечивает формирование таких материалов, которые невозможно получить другими методами. Протекание процессов формирования нанокомпозитов сопровождается образованием фрактальных структур и их эволюцией во времени и под действием различных внешних факторов. В работе проводились исследования морфологии газочувствительных полупроводниковых пористых нанокомпозитов на основе металлооксидов. Показана возможность создания 3D-сетчатых структур на основе металлооксидов методами золь-гель нанотехнологии. Экспериментально методом атомно-силовой микроскопии установлено, что ветви сетчатых структур представляют собой матрицу диоксида кремния с включенными в нее кристаллитами металлооксидов.

В последние годы исследователи в области магнетизма уделяют большое внимание наноразмерным объектам, вызванное огромным потенциалом фундаментальных свойств для новых технологических решений. Поэтому в работе проводилось изучение условий, при которых проявляется роль магнитной составляющей, появляющейся в процессе развития фрактальных агрегатов, на иерархию структур. Режим фазового контраста в «tapping mode» позволил выделить искомый иерархический этап образования «наногантелей». Экспериментальные результаты исследования двух-

компонентных систем на основе оксидов железа и кремния позволили определить состав нанокомпозита, при котором возникает стягивающий перколяционный кластер, значение порога протекания которого значительно отличается от значения решения классической задачи для 3D-пространства. Качественно это может быть объяснено различием размеров частиц проводящей и непроводящих фаз на стадии кластер-кластерной агрегации при формировании нанокомпозитов и дополнительным взаимодействием между кластерами.

Экспериментально определены несколько различных этапов эволюции фрактально агрегированных систем на основе оксидов железа и кремния. Обнаружено, что при определенных условиях золь-гель синтеза при достижении критических размеров фрактальных наночастиц оксида железа, предположительно соответствующих условию монодоменности, происходит эволюция фрактальных агрегатов в глобулярные формы, происходит их сближение и образуются кластеры из наночастиц, имеющие радиально-симметричную форму «гантелей».

Методом Брунауэра — Эммета — Теллера (БЭТ) по тепловой десорбции азота на приборе серии СОРБИ (модификация СОРБИ N.4.1, ЗАО «МЕТА», г. Новосибирск) была рассчитана удельная площадь поверхности нанокомпозитов, которая составила 100-300 $м^2$/г.

Результаты работы использованы при выполнении государственных контрактов № П399 от 30.07.2009 и № П2279 от 13.11.09. Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по направлению «Создание и обработка композиционных керамических материалов» (НК-677П).

О проблеме точности измерений и создания 3-D моделей при использовании лазерного сканирования для сохранения памятников

***И. Д. Григорьева*[1], В. А. Парфенов[1], В. О. Тишкин[2], А. В. Терещенко[3]**

[1] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: +7 (921) 649-94-98, +7 (921) 752-78-53 эл. почта: grigoryevai@rambler.ru, vadim_parfenov@mail.ru
[2] Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики
тел: +7 (911) 791-07-35 , эл. почта: tiviol@gmail.com
[3] Санкт-Петербургский государственный университет
тел: +7 (911) 980-89-74, эл. почта: anton35otdel@gmail.com

В последние годы при решении задач сохранения объектов культурно-исторического наследия все более широкое распространение приобретает технология трехмерного лазерного сканирования [1,2]. Области ее применения включают

создание обмерных чертежей и электронных паспортов памятников, виртуальных музеев, сувенирной продукции и компьютерных анимаций. Еще одно перспективное применение лазерного сканирования связано с созданием высокоточных копий каменных скульптур при помощи камнеобрабатывающих фрезерных станков-роботов с числовым программным управлением [3]. Исходной информацией для работы таких станков, является электронная 3D модель оригинала памятника, получаемая в результате лазерного сканирования. Помимо каменных скульптур аналогичным образом можно создавать копии памятников и из других материалов, например, дерева (в том числе, резных скульптур и барельефов).

Вместе с тем, несмотря на широкое внедрение лазерного сканирования в сферу реставрации и искусства, в настоящее время остается открытым ряд актуальных технических вопросов, связанных с точностью измерений и создания 3D моделей памятников. Эти факторы могут приводить к искажению формы поверхности копий памятников, а, следовательно, ставят под сомнение их аутентичность.

Для изучения этих вопросов в данной работе были проведены эксперименты по сканированию и анализу 3D моделей ряда эталонных объектов (металлических шаров и цилиндров). Для этого использовались различные лазерные сканеры (Konica Minolta Vi-9i, Konica Minolta V-910 и ModelMaker D100 (Metris)) и программные продукты (Rapidform, Polygon Editing Tool и др.). В докладе будут представлены результаты проведенных исследований.

Литература

1. Beraldin, J.-A., Blais, F., Cournoyer, L., Rioux, M., Bernier, F., Harrison, N. "Portable digital 3-D imaging system for remote sites"/ Proceedings of IEEE International Symposium on Circuits and Systems, Vol. 5, V-488–V-493 (1998).
2. Фрейдин А. Я., Парфенов В. А., “Трехмерное лазерное сканирование и его применение для съемки архитектурных сооружений и реставрации памятников” // «Оптический журнал», Т.74, № 8, С.44-49 (2007).
3. Парфенов В. А., Бесконтактный метод копирования памятников из камня с помощью лазера и робототехники, Кафедра Исаакиевского собора, Т. V, Материалы научно-практической конференции «Храм Победы» — СПб, Государственный музей-памятник «Исаакиевский собор», 2009. — 370 с.

Катодолюминесцентные свойства иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом

***К. Н. Гуляева[1,2]*, А. Н. Трофимов[2], М. В. Заморянская[2].**

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
тел: +7 (950) 020-29-15, эл. почта: demimillenium@mail.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

Кристалл иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом ($YAG:Nd^{3+}$) имеет широкое применение в современной науке и технике. К примеру, этот материал используется в качестве рабочего тела лазера. Хорошо известны его люминесцентные свойства в ИК-диапазоне. Однако при возбуждении светом люминесценция в видимом и УФ-диапазонах не наблюдается. При высокоэнергетическом возбуждении, таком как рентгеновское облучение или облучение пучком электронов, $YAG:Nd^{3+}$ имеет богатый интенсивный спектр люминесценции как в ИК-диапазоне, так и в видимом и УФ-диапазонах. Это значительно расширяет возможности его применения. Так $YAG:Nd^{3+}$ может использоваться в качестве сцинтилляторов или рентгенолюминофоров.

Излучение $YAG:Nd^{3+}$ в видимом диапазоне ранее исследовалось в работах [1-6]. В данных работах приводится спектральное положение пиков излучения неодима и их интерпретация, а так же время жизни возбужденных излучательных уровней. Однако информация в данных работах зачастую оказывается противоречивой. Поэтому нашей целью являлось получение исчерпывающих представлений о катодолюминесцентных свойствах $YAG:Nd^{3+}$, таких как: спектральная структура полос излучения неодима, в том числе спектральное положение линий и их тонкая структура при комнатной температуре и температуре жидкого азота; динамические характеристики излучения (времена затухания и разгорания различных полос катодолюминесценции материала при различных температурах); зависимость катодолюминесцентных свойств материала от концентрации неодима; затухание (деградация) катодолюминесценции $YAG:Nd^{3+}$ при непрерывном облучении электронным пучком.

Исследования проводились на рентгеноспектральном микроанализаторе КАМЕБАКС с системой для катодолюминесцентных исследований. Такая экспериментальная техника позволяет определять состав образца методом рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) с локальностью 1-3 мкм и исследовать люминесценцию из того же микрообъема при возбуждении его электронным пучком. Методом РСМА исследовались состав образцов, концентрации активаторов и однородность их распределения по образцу. В качестве основного метода исследования использовался метод локальной катодолюминесценции.

Таким образом, в ходе исследований нами были получены следующие данные: подробные спектры катодолюминесценции иттрий-алюминиевого граната с разрешением 0,1 нм в видимом и ближнем УФ-диапазоне (200-800 нм); времена затухания катодолюминесценции каждого из переходов после прекращения возбуждения; зависимость катодолюминесцентных свойств материала от концентрации неодима; характер затухания катодолюминесценции при непрерывном облучении электронном пучком. По полученным данным нами был интерпретирован спектр излучения YAG:Nd^{3+}.

Литература

1. A.V. Rasuleva, V. Solomonov, Solid State Physics, 2005, Volume 47, 8, 1432-1434
2. S.Kh.Batygov, Yu.K.Voron'ko, N.G.Margiani, N.N.Ryskin, Advanced Solid-State Lasers, 1991, 368-370
3. Yu. K. Voron'ko, E. L. Nolle, V.V. Osiko, M.I. Timoshechkin, JETP Lett, 1971, Volume 13, 125-128
4. A.Niklas, W.Jelenski, Physics State Solidi (a), 1983, 77, 393
5. Kolomiitsev A.I., Meylman M.L, Volodina I.S, Chukichev M.V, Smagin A.G, Bagdasarov H.S, Optics and Spectroscopy, 1984, 56, № 2, 365-367
6. V.V. Randoshkih, B.I. Belovolov, N.V. Vasil'eva, K.A. Zykov-Myzin, A.M. Saletsky, N.N. Sysoev, A.N. Churkin, Quantum Electronics, 2001, 31, № 9, 799-800

Использование спектров оптической плотности гидрозолей алмазных наночастиц при анализе распределений частиц по размерам

***С. В. Коняхин*[1], Е. Д. Эйдельман[1, 2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-07, эл. почта: roch@ya.ru, eidelman@mail.ioffe.ru
[2]Государственная химико-фармацевтическая академия, Санкт Петербург

Данная работа посвящена исследованию гидрозолей промышленных детонационных наноалмазов, подвергшихся химической очистке и центрифугированию.

Распределение частиц по размерам для гидрозолей различных концентраций определялось методом динамического лазерного рассеяния (DLS). Также снимались спектры оптической плотности этих гидрозолей в диапазоне длин волн 200-1100 нм. Известно, что частицы имеют алмазное ядро, покрытое тонким графитоподобным поверхностным слоем.

Оптическая плотность гидрозоля наноалмазов зависит от концентраций алмазных наночастиц различных размеров и соответствующих сечений экстинкции. Сечения экстинкции являются суммой сечений поглощения и рассеяния. Размер частиц в гидрозолях достигает 200 нм. Поэтому для расчета сечений необходимо применять теорию Ми [1]. Эта теория дает точное решение уравнений электродинамики, описывающих частицу, помещенную в электромагнитную волну. Показано, что ввиду малости графитоподобного слоя рассеяние может рассчитываться в приближении одно-

родных шаров. Поглощение играет основную роль при длинах волн более 700 нм, а значит, оно может быть рассчитано в дипольном приближении [2]. Данные предположения позволяют существенно упростить расчеты без потери точности.

Таким образом, при помощи распределений частиц в гидрозолях по размерам могут быть рассчитаны спектры оптической плотности гидрозолей и сопоставлены с экспериментально полученными спектрами.

Поглощение в гидрозоле зависит от совокупного количества графитоподобной фазы на частицах всех размеров. Эта величина является единственным свободным параметром при расчетах. Поэтому согласование расчетного и экспериментального спектров при длинах волн более 700 нм позволяет определить степень графитизации частиц.

Для длин волн менее 500 нм оказывается, что расчетные спектры оптической плотности превосходят экспериментальные в среднем в несколько раз и при этом имеют иную форму [3]. Полученные экспериментально спектры при длинах волн менее 500 нм в билографирмических координатах по виду близки к прямой. Расчетные же отклоняются вниз от прямой при уменьшении длины волны, что может быть объяснено вкладом в рассеяние малого числа (несколько процентов) крупных частиц. Это дает основания выдвинуть предположение о систематической ошибке при определении количества крупных частиц в гидрозолях методом DLS [4].

Литература

1. Bohren C. F., Huffman D. 1983. Absorption and scattering of light by small particles. Wiley, New York, 530 pp.
2. S. Tomita, M. Fujii, S. Hayashi, Phys. Rev. B, 66, 245424-1-7, (2005).
3. A.Ya. Vul', E.D. Eydelman, L.V. Sharonova, A.E. Aleksenskiy, S.V. Konyakhin. Scattering and absorption light in nanodiamond hydrosols. International Conference New Diamond and Nano Carbons (NDNC2010). May 15-19, 2010. Suzhou, China. Abstract book, contributed oral talk O111, p. 130.
4. С. В. Коняхин, Е. Д. Эйдельман, А. Е. Алексенский, Л. В. Шаронова, А. Я. Вуль. Оптические свойства и распределения по размерам гидрозолей наноалмазов детонационного синтеза. (направлено в ЖТФ)

Молекулярно-лучевая эпитаксия и структурные исследования слоев NiF_2 на поверхностях (111) и (110) флюорита.

***К. В. Кошмак*, А. Г. Банщиков, А. В. Крупин, Н. С. Соколов, С. М. Сутурин, В. П. Улин, М. А. Яговкина**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (904) 559-54-40, эл. почта: kvk_17@mail.ru

Известно, что дальнейший прогресс в создании новых энергонезависимых магнитных носителей памяти ограничен суперпарамагнитным пределом. Это ограничение связано с уменьшением энергии магнитной анизотропии ферромагнитных нано-

частиц. Когда эта энергия становится сравнимой с энергией тепловых колебаний, направления намагниченности частиц могут быть изменены спонтанно, что стирает ранее записанную информацию. Одним из перспективных путей для преодоления суперпарамагнитного предела является использование в ячейках памяти эффекта обменного смещения, характерного для гетероструктуры ферромагнетик — антиферромагнетик [1]. Хотя эффект обменного смещения был обнаружен довольно давно [2], микроскопические механизмы его появления до сих пор остаются неясными [3]. Для уточнения этих механизмов, фториды переходных металлов с тетрагональной кристаллической структурой типа рутил, весьма привлекательны из-за их относительно простой антиферромагнитной структуры ниже температуры Нееля. Отличительной особенностью фторида никеля, по сравнению с фторидами марганца и железа, является наличие слабого ферромагнетизма в антиферромагнитной фазе [4]. Более того, было показано, что при высоких давлениях и температурах кристаллическая структура NiF_2 изменяется на орторомбическую [5], магнитные свойства которой не исследованы. В этой работе были изучены процессы эпитаксиального роста, морфологии поверхности и кристаллической структуры слоев NiF_2, выращенных на гетероэпитаксиальных подложках CaF_2/Si.

Эпитаксиальные пленки NiF_2 выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на химически инертных буферных слоях CaF_2 на подложках Si(001), обладающих анизотропным наноструктурированным рельефом поверхности, а также на планарной поверхности CaF_2 на Si(111) [6]. Несмотря на большое несоответствие параметров решетки фторидов никеля и кальция, в обоих случаях наблюдался хорошо выраженный эпитаксиальный рост. Контроль роста осуществлялся при помощи дифракции быстрых электронов (ДБЭ).

В результате серии экспериментов, было установлено, что в случае использования двухстадийного роста NiF_2 на поверхности CaF_2(110), значительно упрощается картина ДБЭ, что позволило надежно идентифицировать дифракционные рефлексы. Анализ картин ДБЭ и рентгеновской дифракции показал, что при использовании двухстадийного роста, NiF_2 кристаллизуется в стабильной тетрагональной фазе со следующими эпитаксиальными соотношениями: [001]NiF_2 ‖ [1-10]CaF_2; (100)NiF_2 ‖ (111)CaF_2. Картины, снятые при помощи АСМ, показали хорошо упорядоченные однодоменные кристаллиты NiF_2, с латеральным размером 50x100 нм^2. Однодоменный рост кристаллитов объясняется наличием отжига и небольшим углом наклона источника NiF_2 относительно нормали к подложке.

При помощи электронных и рентгеновских дифракционных измерений было установлено, что при росте NiF_2 на планарной поверхности CaF_2(111) происходит формирование метастабильной орторомбической фазы. Наблюдаемый эффект метаста-

бильной стабилизации является достаточно сильным в полученных гетероструктурах. Это позволило получить образцы микронной толщины, достаточной для проведения нейтронно-дифракционных измерений, с целью определения магнитного порядка в метастабильной фазе NiF_2.

Литература

1. V. Skumryev, S. Stoyanov, Yong Zhang, G. Hadjipanayis, D. Givord, J. Nogues, Nature **423** (2003) 850
2. W.H.Meiklejohn, C.P.Bean, Phys. Rev. **102** (1956) 5
3. J.Nogues, I.K.Schuller, J. Magnetism and Magn. Materials **192** (1999) 203-232
4. A.H.Cooke, K.A.Gehring, R.Lazenby, Proc. Phys. Soc. **85 (**1965), 967-977
5. J. D. Jorgensen, T. G. Worlton, A.E. Austin, J.Phys.Chem.Solids **30** (1969) 1282.
6. N.S.Sokolov, S.M.Suturin, V.P.Ulin, L.Pasquali, G.Selvaggi, S.Nannarone, Appl. Surf. Sci. **234** (2004) 480

ЭПР исследования монокристаллов $PbGa_2S_4$, активированных ионами диспрозия

Д. Д. Крамущенко, **Г. Р. Асатрян, А. В. Гурин**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-20, эл. почта: dorota@rambler.ru

В работе впервые обнаружены и исследованы спектры электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) ионов Dy^{3+} в монокристаллах тиогаллата свинца $PbGa_2S_4$. На основании подробного исследования ориентационных зависимостей и сверхтонкой структуры (СТС) спектров ЭПР монокристаллов тиогаллата свинца, активированных диспрозием, можно однозначно утверждать, что мы наблюдаем спектры от ионов 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. Экспериментально наблюдаемые две группы по шесть линий в каждой представляют собой компоненты СТС для нечетных изотопов диспрозия, а центральная интенсивная линия принадлежит четному изотопу. Отношение расстояний между линиями СТС в каждой группе соответствует отношению ядерных магнитных моментов нечетных изотопов диспрозия, отношение интенсивностей наблюдаемых линий в спектре ЭПР соответствует природной распространенности изотопов.

Обнаружено три типа различных парамагнитных центров ионов Dy^{3+} (обозначаемых нами как Dy_1, Dy_2 и Dy_3) в тиогаллате свинца. Ионы диспрозия внедряясь в $PbGa_2S_4$, замещают ионы Pb^{2+} в кристаллической решетке. Наблюдение трех неэквивалентных парамагнитных центров ЭПР соответствует трем структурным положениям Pb_1, Pb_2 и Pb_3 ионов свинца в кристаллической решетке $PbGa_2S_4$, приведенных ранее

в работе [1]. Из экспериментально измеренного соотношения интегральных интенсивностей спектров ЭПР нами получено, что концентрация центров Dy_1 и Dy_2 примерно в пять раз меньше, чем центров Dy_3.

Таким образом, зарегистрированные спектры ЭПР принадлежат ионам Dy^{3+}, основное состояние которых соответствует нижнему Штарковскому подуровню G_6 терма $^4H_{15/2}$ и могут описываться спиновым Гамильтонианом аксиальной симметрии с эффективным спином S = 1/2. Определены константы сверхтонкого взаимодействия двух нечетных изотопов диспрозия и главные значения g тензора для всех трех типов парамагнитных центров. Наблюдается резкая зависимость ширины линии ЭПР иона Dy^{3+} от ориентации кристалла $PbGa_2S_4$, которая качественно соответствует увеличению расстояния между компонентами магнитной СТС в спектрах ЭПР и обусловлена неразрешенной суперсверхтонкой структурой (ССТС) от лигандов.

Замещение Pb^{2+} на Dy^{3+} требует зарядовой компенсации, выяснение механизма которого требует детальных дальнейших исследований.

Литература

1. В. Н. Каменщиков и др., ФТТ, 49, 338 (2007).

Обработка данных магнитных измерений при формировании магнитного поля Гатчинского изохронного циклотрона (ГИЦ-80) проектируемого для медицинского комплекса

***С. Е. Кучер*, Н. К. Абросимов**

ПИЯФ РАН им. Б. П. Константинова, Гатчина, Россия
тел: (81371) 4-64-64, (81371) 4-60-13, эл. почта: svetlada2@rambler.ru, abros@pnpi.spb.ru

Одной из наиболее важных проблем, возникающих при создании ИЦ, является формирование изохронного магнитного поля ускорителя. Магнитное поле ИЦ должно обеспечивать:

1. Устойчивые замкнутые осевые траектории ускоряемых частиц при всех значениях импульса частиц;
2. Изохронность, т.е. постоянство частоты обращения ускоряемых частиц при всех значениях импульса частиц;
3. Устойчивость радиальных и вертикальных бетатронных колебаний

Разработана программа для обработки данных магнитных измерений численными методами, которая позволяет по измеренной в цилиндрической системе координат карте поля при формировании магнитного поля ИЦ, для всех значений импульса рассчитать замкнутые осевые траектории ускоряемых частиц, определить частоту обращения частиц в измеренном магнитном поле и вычислить частоты радиальных и вертикальных бетатронных колебаний. Исходными данными для расчета являются

полученные при обработке результатов магнитных измерений по методике, изложенной в работе [1]: двухмерный массив значений вертикальной составляющей магнитного поля и два двумерных массива значений производной вертикальной составляющей поля по радиусу и по азимуту.

Программа написана в среде разработки Borland Delphi на языке pascal.

Приведены результаты обработки:

1. распределение среднего измеренного и сглаженного магнитного поля по радиусу, распределение среднего измеренного и сглаженного магнитного поля по азимуту на одном элементе периодичности на некотором радиусе,
2. производные индукции магнитного поля по радиусу и по азимуту для разных радиу-сов,
3. построение замкнутых осевых траекторий для всех значений импульса,
4. определение частоты обращения частиц в измеренном магнитном поле,
5. расчет частот радиальных и вертикальных бетатронных колебаний.

Литература

1. С. Е. Кучер, Н. К. Абросимов, С. И. Воробьев, Г. А. Рябов. Сглаживание и дифференцирование экспериментально измеренного распределения магнитного поля в зазоре электромагнита циклотрона, ПЖТФ, Т36, В6 (2010).
2. Н. К. Абросимов и др. Обработка данных магнитных измерений при формировании магнитного поля изохронного циклотрона, Препринт ПИЯФ-2773, Гатчина (2008).

Влияние условий кристаллизации на процессы стабилизации и рекомбинации зарядов в приповерхностных слоях полиэтилена.

***Д. В. Лебедев*, Л. П. Мясникова, В. А. Марихин, Е. И. Радованова**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-17, эл. почта: lebedev_84@mail.ru

С целью выяснения влияния условий кристаллизации полиэтилена на структуру его приповерхностного слоя проведено исследование пленок ПЭ, закристаллизованных в различных условиях, при помощи метода термолюминесценции, индуцированной плазмой. Плазмоиндуцированная термолюминесценция (ПИТЛ) представляет собой свечение, возникающее при нагреве вещества, предварительно подвергнутого воздействию низкотемпературной плазмы при низкой температуре. Она обусловлена процессами стабилизации и рекомбинации зарядов в приповерхностных слоях полимера толщиной около 5 нм.

Известно, что при ионизации полимеров электроны стабилизируются на центрах захвата или другими словами в электронных ловушках. Электронные ловушки могут иметь физическую (микропустоты, образованные дефектными участками молекул) и химическую (молекулы акцепторов) природу [1]. Процесс высвобождения электро-

нов из ловушек является термоактивационным и определяется молекулярной подвижностью [2]. Высвобождение электронов приводит к рекомбинации зарядов в полимерной матрице и сопровождается люминесценцией.

Для ряда полиэтиленов, приготовленных при различных условиях кристаллизации, записаны кривые свечения (кривые зависимости интенсивности люминесценции от температуры), отображающие процесс рекомбинации зарядов. Обсуждаются природа центров захвата и процесс их опустошения, вызванный, размораживанием различных форм молекулярной подвижности в температурных областях релаксационных переходов.

На основании анализа спектрального состава и сопоставления полученных результатов с литературными данными идентифицированы центры люминесценции. Найдено, что общее количество электронных ловушек в приповерхностных слоях пленок ПЭ (площадь под кривой свечения) зависит от условий кристаллизации, причем оно выше у образцов, полученных при длительной кристаллизации расплава, чем у закаленных образцов. Это свидетельствует о том, что при длительной кристаллизации на поверхность выталкивается большее количество низкомолекулярных фракций и нерегулярных конформеров, чем при закалке, поскольку при быстром охлаждении расплава такое эффективное фракционирование, по-видимому, не успевает произойти. Общее количество электронных ловушек на поверхности пленок увеличивается с молекулярной массой ПЭ, что отражает, по-видимому, рост числа конформационных дефектов на поверхности из-за затруднения переноса вещества к растущим граням кристаллитов в связи с повышением вязкости расплава. Вклад в интенсивность кривой свечения в области гамма-перехода (100 — 160 К) во всех закристаллизованных образцах выше, чем в закаленных, в то время как вклад в области β-перехода (170-220 К), напротив, во всех случаях выше у закаленных образцов. Наблюдаемые эффекты обсуждаются в терминах структурных неоднородностей в кристаллических и неупорядоченных областях полиэтилена.

Литература

1. L. Zlatkevich. Radiothermoluminescence and Transitions in Polymers. Chapter 3, 4. Springer Verlag, N.Y. (1987).
2. В. Г. Никольский и др., ФТТ т. **5** в. 8, 2248 (1963).

Получение и исследование наноматериалов с высокой удельной поверхностью в системе SiO_2-SnO_2

***Е. В. Мараева*, Д. Б. Чеснокова, В. А. Мошников**

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
тел: (812) 234-30-16, эл. почта: jenvmar@mail.ru

Пористые нанокомпозиционные материалы на основе металлооксидных соединений играют важную роль в сенсорике, микро- и наноэлектронике, перспективны в качестве мембран для топливных элементов в водородной энергетике, применяются для повышения эффективности каталитических слоев в топливных элементах, а также для хранения и транспортировки газов. Одной из наиболее распространенных систем для синтеза пористых нанокомпозитов является система SiO_2- SnO_2. Многие вопросы, связанные с условиями получения и свойствами ксерогелей в виде порошков и нанокомпозитных слоев системы SiO_2- SnO_2 достаточно хорошо изучены [1, 2, 3]. Однако данные о связи характера пористости и удельной поверхности нанокомпозитов с условиями их формирования и составом в указанной системе крайне ограничены.

В настоящее время наиболее удобным способом получения композиционных материалов с высокой степенью пористости является золь-гель процесс.

Целью настоящей работы было исследование влияния условий формирования (температурно-временные режимы сушки и термообработки, значения pH среды) и составов золь-гель системы SiO_2-SnO_2 на величину удельной поверхности порошков ксерогелей.

Оценка величины удельной поверхности проводилась с помощью прибора серии Сорби, в котором реализуется явление физической адсорбции азота на исследуемом образце — адсорбенте. Для измерения объёма адсорбированного газа используется метод тепловой десорбции, а дальнейшее определение удельной поверхности проводится по методу Брунауэра, Эммета, Теллера.

Изучение влияния величины pH среды на величину удельной поверхности показало возрастание удельной поверхности при уменьшении значения pH для ксерогелей одинакового состава. Также было исследовано влияние температурно-временных режимов термической обработки ксерогелей на конечную величину удельной поверхности. При сушке геля происходит его деформация, и для данной серии материалов удельная поверхность может в незначительной степени уменьшаться.

Для серий образцов, полученных при одинаковых условиях синтеза (pH среды, температурно-временные режимы сушки и термообработки) была построена концентрационная зависимость удельной поверхности. По характеру изменения удельной

поверхности ксерогелей от состава полученную зависимость можно условно разделить на две области. В одной из них, отвечающей низкому содержанию олова в системе от 0 до 10% SnO_2, наблюдается резкий рост удельной поверхности ксерогелей при добавлении диоксида олова. Вторая область (10 — 100% SnO_2) соответствует постепенному спаду значения удельной поверхности при увеличении доли SnO_2. В каждой из областей экспериментальные точки можно аппроксимировать линейными функциями. Характер концентрационной зависимости воспроизводился при исследовании нескольких партий ксерогелей, следовательно, можно считать, что полученная зависимость удельной поверхности отражает закономерность, общую для золь-гель системы SiO_2-SnO_2.

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние условий гелеобразования и состава золь-гель системы SiO_2-SnO_2 на удельную поверхность порошков ксерогелей. Впервые получена концентрационная зависимость удельной поверхности ксерогелей для золь-гель системы SiO_2-SnO_2 . На основании этой зависимости предложена модель, согласно которой ксерогели с максимальной пористостью и удельной поверхностью могут быть сформированы из золь-гель системы, состав которой соответствует области перехода из гомогенного в гетерофазное состояние.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» по гос. контракту № П 399, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по направлению «Создание и обработка композиционных керамических материалов» (НК-677П).

Литература

1. Максимов А. И., Мошников В. А., Таиров Ю. М., Шилова О. А. Основы золь-гель технологии нанокомпозитов. 2-е издание. СПб.: ООО «Техномедиа»: Изд-во «Элмор», 2008. 225 с.
2. Удалов Ю. П., Германский А. М., Жабрев В. А., и др. Технология неорганических порошковых материалов и покрытий функционального назначения. СПб., Изд-во «Янус», 2001. 428 с.
3. Мошников В. А., Шилова О. А. Золь-гель-нанотехнология // В кн. Нанотехнология: физика, процессы, диагностика, приборы / Под ред. В. В. Лучинина, Ю. М. Таирова. М.: Физматлит, 2006. С.205–249.

Адаптация атомно-силовой микроскопии для исследований живых клеток.

***И. А. Няпшаев*, А. В. Анкудинов**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-17, эл. почта: xokage@mail.ru

Доклад сфокусирован на особенностях применения атомно-силовой микроскопии (АСМ) для проведения количественных неразрушающих исследований живых биологических объектов. Живая клетка, окруженная физиологическим раствором, оказывается слишком мягким для АСМ объектом. Стандартный, слишком острый зонд (радиус закругления кончика 10-15 нм) просто открепляет от подложки и разрушает клетку, загрязняясь в процессе этого ее фрагментами. Проблема решается, если исключить разрушающие свойства стандартного зонда. Для этого авторы разработали способ надежного закрепления на кончике АСМ зонда частицы калиброванной формы и субмикронных размеров, которая докладывалась в работе [1]. Были изготовлены специализированные зонды (сферической формы и диаметром от 250 до 900 нм), которые позволили нам реализовать АСМ исследования механических характеристик живых клеткок. Демонстрируется достигнутый уровень субмикронного пространственного разрешения в неразрушающих измерениях рельефа и локального модуля упругости клеточных линий L41, A549, а также HeLa.

Работа поддержана грантом научной школы РФНШ-3306.2010.2 и проектом «УМНИК».

Литература

1. Няпшаев И. А., Анкудинов А. В., Атомно-силовая микроскопия мягких объектов с помощью наноколлоидного зонда, труды Конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-запада «Физика СПб», Санкт Петербург 29-30 октября 2009, стр. 90

Математическое моделирование подводного взрыва вблизи свободной поверхности

Н. В. Петров

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-45, эл. почта: nikita.ppk@gmail.com

Существует множество явлений, для понимания которых необходим анализ ударно-волновых нагрузок при быстром локальном выделении энергии. Известен ряд технологических решений, позволяющих использовать фокусировку ударных волн, кумуляцию при взрыве или разрежение после взаимодействия волн с поверхностями. Кроме того, исследование явлений, сопровождающих подводный взрыв, необходимы для развития механики жидкости и газа, в частности, механики гетеро-

генных сред. Целью настоящей работы является численное исследование локального энерговыделения в жидкости вблизи свободной поверхности, а также создание инструмента для численного моделирования подводных взрывов вблизи свободной поверхности.

В рамках разработанной математической модели [1] обеспечивается возможность описания распространение волн сжатия и разрежения в жидкости, их взаимодействие со свободной поверхностью и распространение в газе. С возникновением волн разрежения в жидкости связано развитие кавитации, возникающей при понижении уровня давления ниже некоторого критического давления, которое, в частном случае, равно давлению насыщения.

В качестве жидкости рассматривается вода, уравнение ее состояния — баротропное уравнение Тэйта. Рассматривается двумерное, нестационарное течение.

Задача решается численно методом конечных объемов с использованием схемы Родионова. Применение этой схемы подразумевает решение задачи о распаде разрыва на границе ячеек расчетной сетки на каждом шаге по времени. Следует заметить, что для воды данная задача не имеет аналитического решения из-за сильно нелинейного уравнения состояния.

Проведено сравнение результатов численного моделирования взрыва с экспериментальными данными. Детально проанализирована структура течения сопровождающего подводный взрыв вблизи поверхности. Показано, что сформулированный алгоритм моделирования позволяет адекватно описывать процессы, сопровождающие подводный взрыв вблизи поверхности [2, 3].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №09-08-00660, а также Государственного контракта № 02.740.11.0201

Литература

1. Петров Н. В., Исследование локального энерговыделения в воде вблизи свободной поверхности, Материалы конференций политехнического симпозиума «молодые ученые — промышленности Северо-Западного региона», СПб, Изд-во Политехн. ун-та, 2010, — сс. 47-49.
2. Kleine H, Tepper S, Takehara K, Etoh T.G, Hiraki K, Cavitation induced by low-speed underwater impact, Shock Waves, Springer Berlin Heidelberg, 2009, pp. 895-900.
3. Кедринский В. К., Гидродинамика взрыва, издательство сибирского отделения РАН, Новосибирск, 2000, с. 47.

Инновационная методика анализа спектров EXAFS в задачах исследования биологических объектов и современных материалов

***М. Д. Шарков*, К. Ю. Погребицкий, М. Е. Бойко**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-79-85, эл. почта: mischar@mail.ioffe.ru

Разработан новый метод анализа данных спектроскопии EXAFS (Extended X-Ray Absorption Fine Structure — дальняя тонкая структура спектров рентгеновского поглощения). На основе вариационного принципа создан новый метод выделения из спектра EXAFS осциллирующей составляющей [1], вид которой связан с атомной структурой анализируемого образца. Исходя из анализа спектров EXAFS ряда металлов (V, Cr, Co, Cu, Zr, Ag), установлены диапазоны для границ окна Фурье-преобразования осцилляций EXAFS, приводящие к наиболее корректным результатам EXAFS-анализа.

На основе разработанной методики анализа данных EXAFS-спектроскопии обработаны спектры EXAFS человеческого белка церулоплазмина вблизи K-края Cu, а также двух образцов трифилита $LiFePO_4$, — материала, применяемого в современных аккумуляторах, — вблизи K-края Fe. В результате сравнения данных EXAFS белка с данными, полученными для других соединений, содержащих атомы меди, сформулирована гипотеза о возможном атомном окружении Cu в белке [2]. На основе сравнительного анализа результатов обработки EXAFS двух образцов трифилита и других соединений, содержащих Fe, сформулировано предположение о возможном составе образцов. В частности, сделано предположение о наличии в образцах трифилита примесных фаз маггемита γ-Fe_2O_3.

Литература

1. М. Д. Шарков и др., ЖТФ 77, №8, 131 (2007).
2. К. Ю. Погребицкий и др., ФТП 44, №6, 753 (2010).

Взаимодействие поляризованного света и периодических наноструктур, покрытых тонкой плёнкой металла

***И. А. Словинский*, Р. П. Сейсян, М. Э. Сасин**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: +7 (905) 272-02-45, (812) 292-79-94
эл. почта: ilya@slovinsky.ru, Rseis@ffm.ioffe.ru, Sasin@ffm.ioffe.ru

Сегодня плазмоника является перспективной областью нанофотоники. В ее рамках изучается взаимодействие электромагнитных волн с электронами проводимости в металлах на поверхности и с металлическими наноструктурами. При характерных размерах этих структур сравнимых или меньших с длиной волны наблюдается

ряд интересных эффектов. Первым обнаруженным эффектом этой области принято считать аномалии Вуда [1], которые проявляются в отклонении в спектрах отражения для дифракционных решеток, а именно появление ярких и темных полос в спектрах, расположенных рядом друг с другом. Исследования плазмонных структур демонстрируют интересные результаты, возникающие в достаточно хорошо изученной области — физика металлов, если в исследуемых объектах сформированы наноразмерные структуры.

В работе исследовалось взаимодействие поляризованного света и периодических наноструктур, которые представляли собой решетку, сформированную на поверхности полупроводниковой подложки и покрытых тонкой пленкой золота. Структура на поверхности полупроводниковой подложки формировалась при помощи интерференционной литографии с использованием гелий-кадмиевого лазера и последующим ионно-реактивным травлением и нанесением пленки золота методом вакуумного напыления. Измерительный комплекс представляет собой спектрографическую установку, которая позволяет регистрировать спектры отражения образца при нормальном падении и с расходимостью светового пучка, приближенной к условиям считывания полупроводникового лазера.

При обработке полученных спектров были получены зависимости величины поляризационного контраста от длины волны, угла между векторами поляризации света и решетки и другие. Поляризационный контраст — это отношение интенсивности отраженного света при угле между вектором поляризации и решетки, равным нулю, к интенсивности при угле отличным от нуля (10, 20, .., 90). Для некоторых образцов эта величина достигала значения в несколько десятков раз.

Плазмоника является очень перспективным направлением и, как следствие, предлагается большое количество возможных реализаций приборов, основанных на новых принципах: плазмонные волноводы и коммутаторы [2], нанолинзы [3], наноинтерферометр и другие оптические наноприборы [4], работающих на излучении одномодового полупроводникового лазера. Описанные в работе зависимости поляризационного контраста могут применяться для увеличения плотности записи на оптических носителях [5]. На основе того, что поляризационный контраст меняется в разы при изменении угла между поляризацией света и вектором решетки, то можно построить систему в высокой степенью дискретизации по углу, что ложиться в основу повышения плотности записи оптических носителей.

Литература

1. R. W. Wood Phil. Mag. 4, 396 (1902).
2. H. A. Atwater Sci. Am. Inc. 58 (2007).
3. Z. Sun, H. K. Kim Appl. Phys. Lett. 85, 642 (2004).
4. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Stefan A. Maier. Springer Verlag (2007).
5. Р. П. Сейсян Патент №2195026 (2002).

Азотно-вакансионные дефекты в спеченных массивах детонационных наноалмазов

***А. А.Солтамова*, В. А. Солтамов, Д. О. Толмачев, Ф. М. Шахов, С. В. Кидалов, А. Я. Вуль, П. Г. Баранов**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-20, эл. почта: alex.soltamova@hotmail.com

Азотно-вакансионные (NV) дефекты в алмазе являются наиболее перспективными объектами в магнитометрии [1], био медицине [2] и квантовой информатике [3]. Основным методом создания NV дефектов является облучение моно, микро и нанокристаллов алмаза и последующий отжиг при температурах 800 — 900°C; также используются ионная имплантация азота в сверхчистый алмаз. Данные методы являются разрушающими и, следовательно, сильно ухудшают качество образцов. Более того, вероятность создания NV-дефектов вышеуказанными методами сильно зависит от размера образцов и NV-дефекты в нанокристаллах с размерами менее 20 нм практически не создаются [4]. Таким образом, на данных момент остро стоит вопрос разработки эффективного метода создания NV-алмазов для развития приборов и технологий основанных на уникальных свойствах NV-дефектов.

В работе исследовались детонационные наноалмазы (ДНА), подвергнутые спеканию при высоком давлении (6ГПа) и температуре (800°C). После спекания образцы представляли собой массивы со средним линейным размером порядка 10 мкм. Размер частиц, составляющих массивы, определялся методом рентгеновской дифракции и составил 5.5 нм [5]. При возбуждении образцов светом с длиной волны λ= 532 нм наблюдалась характерная бесфононная линия на длине волны 637 нм, соответствующая NV- дефектам в алмазах [6]. В сигналах оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР), соответствующих NV-дефектам, наблюдалось уменьшение интенсивности фотолюминесценции (PL) в момент электронного парамагнитного резонанса, обусловленное существованием спин-зависимого оптического канала.

Проведенные методом электронного парамагнитного резонанса исследования показали, что в спеченных ДНА образуются NV-дефекты в чрезвычайно высоких концентрациях, достигающих 1% (10^{20}-10^{21} атомов/см^{3}). Такие гигантские концентрации NV-дефектов были получены в алмазах впервые, при этом наиболее интересным является тот факт, что образцы не подвергались предварительному облучению. Также в ходе исследований было установлено, что наряду с NV-дефектами в спеченном ДНА также присутствуют одиночные атомы азоты примерно в таких же концентрациях. Более того, исследования показали, что микроразмерные агрегаты представляют собой ориентированные системы, обладающие свойствами объемных кристаллов, в которых обнаружены области двойникования. Процесс получения NV-наноалмазов

в процессе процедуры спекания является новым технологическим процессом, открывающим широкие перспективы для создания и применения данных материалов.

Литература

1. Taylor, J. M. *et al.*, *Nature Physics* 4, 810-816 (2008)
2. Chang, Y.-R. *et al.*, *Nature Nanotech.* 3, 284 — 288 (2008)
3. Wrachtrup, J. & Jelezko, F., *J. Phys.: Condens. Matter* 18, 807- 824 (2006)
4. Bradac, C. Nano Letters 9, 3555-3564 (2009)
5. Kidalov, S. V., Shakhov F. M., Vul' A.Ya. & Ozerin A.N. *Diamond Relat. Mater*. 19, 976-980 (2010)
6. Davies, G. & Hamer, M. F. Proc. R. Soc. Lond. A 348, 285–298 (1976)

Исследование пространственной локализации временного шума при цифровой передаче сигналов в канале связи

Б. Г. Подласкин, Е. Г. Гук, *А. А. Сухарев*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 247-99-87, +7 (921) 932-50-17
эл. почта: bgp@holo.ioffe.rssi.ru, yoghurt_is_here@mail.ru

В работе исследованы возможность и особенности реализации метода пространственной локализации временных шумов канала связи для случая передачи по каналу цифрового сигнала. В результате моделирования пространственной локализации временного шума канала с использованием преобразования Адамара со специальным упорядочиванием базисных функций показано качественное сходство процессов пространственной локализации шума для аналоговых и цифровых сигналов при оценке влияния шумов через вероятность ошибки распознавания сигналов.

Тезисы

1. Показано, что для цифровых каналов связи, возможно использование преобразования Адамара для осуществления борьбы с шумами на основе метода пространственной локализации временного шума.
2. Показано, что форма локализации временного шума является схожей для аналоговой и цифровой передач сигнала.
3. Использованием различного упорядочивания базисных элементов можно добиться локализации шума в заданной области передаваемого сигнала. Таким образом, можно осуществлять очищение наиболее информативных областей сигнала.
4. Предлагаемый метод в качестве метода обработки может рассматриваться инвариантно к способу передачи сигнала в канале и применяемым при этом способам кодирования.

Литература

1. Подласкин Б. Г. Пространственная фильтрация временного шума при реализации преобразования Адамара на фотоприемной матрице. ЖТФ, т.77, в.4, 2007, с. 139.
2. Б. Г. Подласкин, Е. Г. Гук и А. А. Сухарев «Развитие теории двумерного преобразования Адамара для пространственной локализации аддитивного шума» ЖТФ, т.78, в.8, 2008, с. 9-13.
3. Van Trees H.L. Detection, Estimation and Modulation Theory. Part I. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1968.
4. Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. Москва, Санкт-Петербург, Киев. Издательский дом «Вильямс». 2003, 1095 с.
5. Jonson D. Digital Communication in the Presence of Noise. http://cnx.org/content/m0546/2.14/

Возбуждение плазмон-поляритонной волны в металлической пленке на поверхности оптических волноводов в подложках $LiNbO_3$

***Н. В. Тогузов*, И. В. Ильичев, А. В. Шамрай**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-36, эл. почта: ntw_05@mail.ru

Плазмон-поляритонная волна — это электромагнитная волна, локализованная на границе раздела двух сред, имеющих диэлектрические проницаемости противоположных знаков, например, металл и диэлектрик [1]. Высокая степень локализации электромагнитного поля на границе раздела обуславливает высокую чувствительность плазмон-поляритонных датчиков [2]. Перспективным направлением в развитии устройств на основе возбуждения плазмон-поляритонной волны является их комбинация с хорошо развитой технологией изготовления диэлектрических волноводов [3]. Более того, оптические волноводы в ниобате лития обладают электрооптическими, пьезоэлектрическими и нелинейными свойствами, что потенциально позволяет расширить область применения плазмон-поляритонных датчиков.

В данной работе описываются две конфигурации интегрально-оптических устройств на основе возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Первая конфигурация — это интегрально-оптический поляризатор, имеющий хорошее согласование с волокном SMF-28. В качестве материалов для изготовления поляризаторов предложено использовать металлическую пленку алюминия с диэлектрическим буферным слоем Al_2O_3. Это комбинация материалов позволяет изготавливать поляризатор в едином технологическом цикле в установке вакуумного магнетронного напыления. Исследовано влияние параметров структуры (толщины металлической пленки и диэлектрического буферного слоя) на ее оптические свойства. Найдена оптимальная конфигурация поляризатора. При толщине алюминиевой пленки более 100 нм и толщине диэлектрического буферного слоя 15 нм коэффициент выделения поляризации составляет 19 дБ/мм, а вносимые потери порядка 0,1 дБ/мм, что находится на уровне лучших мировых аналогов.

Помимо поляризатора, изучен интегрально-оптический датчик показателя преломления на основе брэгговской решетки. Он представляет собой фоторефрактивную брэгговскую решетку записанную в оптическом волноводе, поверх которой нанесена плазмон-поляритонная структура. Высокая селективность решетки в сочетании с высокой чувствительностью поверхностного плазмон-поляритонного резонанса к изменениям показателя преломления внешней среды позволяет детектировать малые изменения показателя преломления за счет регистрации сдвига центральной длины волны. Оптимизация чувствительности датчика может быть осуществлена путем подбора геометрических параметров плазмон-поляритонной структуры и брэгговской решетки. Проведены экспериментальные измерения показателя преломления жидкостей.

Литература

1. H. Raether, Surface Plasmons (Springer-Verlag, New York, 1988).
2. J. Homola, "Present and future of surface plasmon resonance biosensors (review)», Anal. Bioanal. Chem. 377, 528-539 (2003).
3. P. V. Lambeck, "Integrated optical sensors for the chemical domain,» Meas. Sci. Technol. 17, R93-R116 (2006).

Инварные свойства поверхности $FeNi_3$(110) по данным спин-поляризационной электронной оже-спектроскопии.

***А. Б. Устинов*, В. Н. Петров**

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
тел: (812) 552-77-90, эл. почта: ustinov@tuexph.stu.neva.ru

Методом спин-поляризационной электронной оже-спектроскопии (СПЭОС) было проведено исследование поляризации вторичных электронов, выходящих из кристалла $FeNi_3$(110). Исследование проводилось при напылении на образец плёнок железа различной толщины.

Возбуждение образца производилось неполяризованным электронным пучком. Необходимый в данной методике анализ вторичных электронов по энергии проводился посредством специально изготовленного анализатора типа цилиндрическое зеркало [1]. Для анализа электронов по направлению спина использовался компактный детектор поляризации Мотта [2]. Оба прибора были разработаны в нашей научной группе.

Перед каждым измерением образец $FeNi_3$(110) подвергался очистке путём многократного отжига и бомбардировки ионами аргона.

Была произведена запись зависимостей поляризации вторичных электронов от намагниченности образца при различных толщинах плёнки Fe на его поверхности.

Полученные зависимости представляли собой гистерезисы, что типично для ферромагнитного образца. Было показано, что при напылении на поверхность исследуемого образца тонкой плёнки Fe определённой толщины появляется расщепление «крыльев» получаемого гистерезиса.

Наблюдение методом СПЭОС за низковольтными оже-пиками железа и никеля показало, что при напылении плёнки Fe поляризация пика железа существенна и практически не меняется. Тогда как поляризация пика никеля, изначально несущественная, в области где проявляется эффект расщепления гистерезиса сильно возрастает и имеет знак, противоположный поляризации пика железа. При дальнейшем напылении железа поляризация пика никеля вновь угасает.

Причиной зафиксированного поведения поверхностной намагниченности $FeNi_3$ является изменение концентрации Fe и Ni на поверхности при напылении, и переход её в инварное [3] состояние. При этом поверхностная подрешётка атомов никеля демонстрирует антиферромагнитное, по отношению к объёму образца $FeNi_3$(110), упорядочение.

Литература

1. V.N. Petrov and A.S. Kamochkin: Energy analyzer for spin polarized Auger electron spectroscopy, Rev. Sci. Instrum. 75(5), 1274 (2004).
2. V.N. Petrov, V.V. Grebenshikov, A.N. Andronov, P.G. Gabdullin, and A.V. Maslevtcov: Ultrafast compact classical Mott polarimeter, Rev. Sci. Instrum. 78 (2), 025102 (2007).
3. Седов В. Л. : Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара, М.: Наука, 1987, 288с.

Изучение возможности получения энергии от альтернативных источников на основе пьезосистем

В. И. Зубцов

Полоцкий государственный университет, Новополоцк, Беларусь
тел: +375 (214) 52-19-45, эл. почта: subcv@rambler.ru

В настоящее время во всем мире необходимы новые решения в области обеспечения энергией, которые бы отвечали требованиям защиты окружающей среды. В этой связи разработку на основе пьезосистем альтернативных источников электрической энергии (энергоустановок), например, для автомобиляй с двигателем внутреннего сгорания при зарядке аккумуляторных батарей, гибридных автомобилей при добавления тягового усилия посредством электродвигателя к усилию от основного (внутреннего сгорания) двигателя, а также электромобилей, где для получения тяговых усилий используются аккумуляторные батареи, трудно переоценить.

Использование на автотранспорте источников на основе пьезосистем вместо традиционных генераторов на электромагнитной индукции дает ряд преимуществ:

значительное уменьшение веса и габаритов, стоимости изготовления, упрощение конструкции, широкие возможности увеличения КПД, экологическая чистота при изготовлении и утилизации и др.

Конструктивно такой источник может представлять собой твердотельный электромеханический преобразователь на основе пьезоэлектрика, на который нанесены электроды и у которого вектор поляризации ориентирован по отношению к электродам [1-3]. К настоящему времени группа пьезопреобразователей по многообразию решаемых задач одна из наиболее обширных, ряд этих устройств по своим зксплуатационным показателям превосходят преобразователи, выполненные на иных физических принципах.

Сдерживающими факторами применения пьезоэлектриков (в частности из пьезокерамики) для разработки вышеупомянутого источника являются сравнительно низкая их временная и температурная стабильность, высокая точность обработки поверхностей пьезоэлектрика, сопрягаемых с передающими усилия элементами конструкции, а также большое внутреннее сопротивление на низких частотах, так как пьезоэлектрик с электродами представляет собой емкость; в результате на выходе преобразователя трудно получить значительные токи. В настоящее время налажено производство пьезокерамик с улучшенными физико-механическими свойствами, что позволяет решать проблему увеличения удельной мощности пьезокерамических преобразователей, не усложняя их конструкций.

В создаваемых электромобилях в качестве энергоустановок используют аккумуляторы, которые могут обеспечить высокую удельную мощность, но обладают низкой удельной энергией, что обуславливает ограниченное время пробега — нужна зарядка аккумулятора.

С учетом создания новых материалов и инженерных решений в использовании пьезосистем новый источник энергии для электромобилей будет обладать по сравнению с аккумулятором более высокой удельной энергией, долговечностью, простотой обслуживания, лучшей экологичностью.

Предварительные расчеты показывают, что использование не самых лучших материалов и тем более не создаваемых специально для таких источников электрической энергии позволяет получать электрические токи (2 — 2,5) А с 1,5 кг массы пьезоэлектрика.

Инженерно-физическими аспектами разработки таких источников являются выбор материала и типа колебаний пьезоэлектрика, конструктции и температурного режима, согласование с нагрузкой и некоторые др.

Литература

1. Зубцов В. И. Физические основы работы пьезорезонансных аналоговых преобразователей и расширение диапазона линейности измерения // Приборы и системы. Управление, Контроль, Диагностика. — 2000. — №2. — С. 57-61.
2. Зубцов В. И. Математическое моделирование процессов колебаний пьезопластины с целью разработки преобразователей // Вестник Полоцкого государственного университета. Сер. Фундаментальные науки. — 2004. — № 12. — С. 111-120.
3. Зубцов В. И. Организация и планирование испытаний пьезопреобразователей механических напряжений // Приборы и средства автоматизации. — 2002. — №12. — С.61-67.

Исследование порошковых люминофоров на основе $Y(Ta,Nb)O4:Tb^{3+}$ методом катодолюминесценции

А. Н. Трофимов **[1], М. В. Заморянская[1], М. В. Назаров[2]**

[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

[2]Институт Электронной Инженерии и Нанотехнологий, Кишенёв, Молдова

Рентгеновские люминофоры ($YTaO_4$, $YNbO_4$) показывают существенное поглощение в рентгеновском диапазоне и излучают в ультрафиолетовом и синем диапазоне электромагнитного спектра. Эти люминесцирующие материалы являются эффективными люминофорами для медицинской рентгенографии, где они используются в плёнках и экранах, а так же в электронных детекторах систем электронной рентгенографии, томографии и флюорографии. В люминофорах на основе $Y(Ta,Nb)O_4$ люминесценция в синей области относится к TaO_4^{3-}- и/или NbO_4^{3-}-группам кристаллической решётки. Введение в состав люминофоров редкоземельных ионов, таких как Eu^{3+}, Tb^{3+}, Gd^{3+}, Sm^{3+}, Dy^{3+}, Pr^{3+}, приводит к частичному замещению ими иттрия в кристаллической решётке. В результате в более длинноволновой области появляются полосы излучения, связанные с редкоземельными ионами.

В работе исследовались порошки на основе танталата/ниобата иттрия, легированного тербием ($Y(Ta_{1-x}Nb_x)O_4:Tb$)

Излучательные свойства порошков исследовались методом локальной катодолюминесценции. Методом сканирующей электронной микроскопии определялись размеры зёрен порошков. Состав порошков и отдельных зёрен определялся методом рентгеноспектрального микроанализа. При помощи рентгеноструктурного анализа были определены размер кристаллитов и параметры кристаллической решётки.

Методом локальной катодолюминесценции было установлено, что порошки являются неоднородными. Исследования при помощи сканирующей электронной микроскопии и рентгеноспектрального микроанализа подтвердили неоднородность и показали, что зёрна порошков различны по размеру и формируют размерные фрак-

ции, отличающиеся по составу. Наиболее однородным оказался порошок $YNbO_4$:Tb. При этом средние составы порошков вполне соответствуют заданным при изготовлении.

Было установлено, что во всех образцах количество излучательных полос Tb^{3+} одинаково. Их соотношение и тонкая структура одинаковые у $YTaO_4$:Tb и Y(TaNb)O_4 и отличаются от $YNbO_4$:Tb. Структура спектра редкоземельного иона зависит от локальной симметрии окружения. Рентгеноструктурные исследования показали, что порошки $YTaO_4$:Tb и Y(TaNb)O_4 имеют одинаковую кристаллическую структуру (параметры решётки отличаются в пределах погрешности), тогда как кристаллическая структура $YNbO_4$:Tb заметно отличается.

Сравнение интенсивностей полос Tb^{3+} порошков при одинаковых условиях возбуждения показало, что наибольшей интенсивностью обладает образец $YTaO_4$:Tb. Порошки Y(TaNb)O_4:Tb и $YNbO_4$ имеют сравнимые интенсивности. Измерение времён затухания КЛ показало, что наиболее длинные времена у полос Tb^{3+} образца $YTaO_4$:Tb, что свидетельствует о том, что образцы Y(TaNb)O_4:Tb и $YNbO_4$:Tb имеют большую вероятность безызлучательного перехода Tb^{3+} в основное состояние. Этим и объясняется большая интенсивность КЛ образца $YTaO_4$:Tb.

Таким образом, наибольшей эффективностью КЛ обладает порошок $YTaO_4$:Tb, являясь при этом достаточно неоднородным, тогда как порошок $YNbO_4$ показывает низкую интенсивность КЛ, но достаточно однороден.

Добавление умеренного количества Nb в матрицу $YTaO_4$ (образец Y(TaNb)O_4:Tb) не изменило кристаллическую структуру матрицы, однако повысило вероятность безызлучательной дезактивации иона Tb.

POSTDEADLINE

Повышение светосилы кристалл-дифракционного эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона

С. *В. Чекменев*[1], П. Ю.Григорьев[1], В. В.Воронин[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
[2]Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Гатчина
Эл. почта: stas_chekmenev@hotmail.com

В работе рассматривается возможность повышения светосилы кристалл-дифракционного эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона. Изучение электрического момента (ЭДМ) нейтрона является чрезвычайно важным для современной физики элементарных частиц. Данный эксперимент является менее затратной альтернативой экспериментам на современных суперколлайдерах и несет информацию о фундаментальных свойствах элементарных частиц. Он основан на использовании нецентросимметричных кристаллов, проходя через которые нейтрон оказывается в огромных электрических полях ~(10^8 -10^9) В/см [1].

Как известно, одной из проблем данного эксперимента является его низкая светосила, т.к. для него необходимы монохроматичные нейтроны (разброс длин волн не должен превышать $\Delta\lambda/\lambda$~10^{-5}) [2]. Таким образом, задача данной работы заключается в увеличении потока нейтронов фиксированной длины волны.

В качестве одного из возможных методов предлагается использовать импульсные высокопоточные источники нейтронов, например создающийся в данный момент Европейский Импульсный Источник (ESS). Для повышения потока нейтронов нужной длины волны предлагается использовать подвижный монохроматор, скорость движения которого скоррелирована с импульсом нейтронов из источника так, чтобы после отражения от монохроматора скорость нейтрона в лабораторной системе отсчета была фиксирована.

В работе проведены подробные аналитические расчёты, позволяющие теоретически оценить реализуемость данной идеи.

Для проведения численной оценки разработана компьютерная модель установки. Предварительные результаты расчета уже подтверждают возможность увеличения светосилы на порядок по сравнению с неподвижным монохроматором.

Литература

1 Алексеев В. Л., Воронин В. В., Лапин Е. Г., Леушкин Е. К., Румянцев В. Л., Сумбаев О. И., Федоров В. В., ЖЭТФ, (1989) **96** 1921-1926.

2 V.V. Fedorov, M. Jentschel, I.A. Kuznetsov, E.G. Lapin, E. Leli`evre-Berna, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, S.Yu. Semenikhin, T. Soldner, F. Tasset, V.V. Voronin, Yu.P. Braginetz, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A **611** (2009) 124-128

К теории квазиравновесных состояний конденсированных систем с внутренними степенями свободы частиц

***Н. В. Евстигнеева*, А. Ю. Захаров, М. И. Бичурин**

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого
тел: +7 (921) 729-30-17, эл. почта: nadya1203.89@mail.ru

Физические свойства реальных твёрдотельных гетерогенных систем предопределяются как характеристиками компонентов и их взаимодействий, так и технологией приготовления образцов. Важность технологии обусловлена тем, что полное термодинамическое равновесие в твёрдотельных системах, как правило, не успевает установиться за время существования образца. Это обстоятельство препятствует прямому применению методов статистической термодинамики к исследованию подобных систем.

Цель данной работы состоит в построении теории микрогетерогенных состояний систем, характеризующихся двумя типами систем свободы:

1. Быстрые степени свободы, время релаксации которых значительно меньше времени существования образца;
2. Медленные («замороженные») степени свободы, по которым равновесия не достигнуты за время существования образца.

Работа основана на обобщённой решёточной модели [1] с учётом внутренних степеней свободы частиц [2,3]. Рассмотрена конденсированная система, в которой «замороженными» степенями свободы являются перемещения атомов (т.е., пространственное распределение предопределено технологией приготовления образца). Быстрыми переменными являются электрические и магнитные моменты структурных единиц сегнетоэлектриков и/или магнетиков. В частном случае многокомпонентной

системы, один из компонентов которой состоит из дипольных частиц, уравнения для пространственного распределения электрических моментов имеют вид

$$\left[-\frac{1}{6}Q^{(2)}\Delta - Q^{(0)} + \lambda(\mathbf{r})\right]u^{\alpha}(\mathbf{r}) - E^{\alpha}(\mathbf{r}) = 0,$$

где $Q^{(s)} = \int Q(\mathbf{r})\,|\,\mathbf{r}\,|^{s}\,d\mathbf{r}$, $Q(\mathbf{r})$ – дальнодействующая часть диполь–дипольного потенциала в кристалле, $E^{\alpha}(r)$– компонента напряжённости внешнего электрического поля, $u^{\alpha}(r)$– компонента локального дипольного момента, удовлетворяющая условию нормировки $\sum_{\alpha=1}^{3}\left(u^{\alpha}\right)^{2} = D^{2}$, Δ — оператор Лапласа. При отсутствии внешнего электрического поля это уравнение аналогично матричному уравнению Шрёдингера для функции $E^{\alpha}(r)$. Условие нормировки делает возможным нахождение неизвестного множителя Лагранжа $\lambda(r)$ по аналогии с тем, как условие нормируемости волновой функции в квантовой механике позволяет установить спектр.

Этот результат показывает, что в решении проблем классической статистической термодинамики квазиравновесных систем с внутренними степенями свободы могут быть использованы методы квантовой механики.

Литература

1. А. Ю. Захаров, М. И. Бичурин // Наноструктуры. Математическая физика и моделирование. 2010, Т. 2, №1, с.25–53.
2. A.Yu. Zakharov, M.I. Bichurin // arXiv:0809.1495v1 [cond-mat.stat-mech] 9 Sep 2008, 17pp.
3. A.Yu. Zakharov, M.I. Bichurin // arXiv:0910.0861v1 [cond-mat.stat-mech] 5 Oct 2009, 12pp.

Магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических тонкопленочных структурах

Т. О. Фирсова.

Новгородский государственный университет имени Ярослава
тел: +7 (951) 724-82-59, эл. почта: s170025@std.novsu.ru

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в возникновении поляризации под действием магнитного поля, и, наоборот, возникновении намагниченности под действием электрического поля. В феррит — пьезоэлектрических структурах МЭ эффект связан с механическим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрической систем. Магнитное поле, вследствие магнитострикции, вызывает в ферритовой компоненте деформации среды с частотой внешнего магнитного поля, которые, посредством механического взаимодействия передаются в пьезоэлектрическую фазу, в результате чего происходит изменение поляризации. Это изменение поляризации приводит к возникновению между обкладками образца электрического напряжение,

которое и измеряется на эксперименте. В последнее время активно исследуется магнитоэлектрический (МЭ) эффект в тонкопленочных феррит-пьезоэлектрических структурах, выращенных на подложке. Поскольку активная МЭ пленка выращивается на подложке, то очевидно, что МЭ эффект в таких структурах будет зависеть не только от свойств пленки, но и от свойств подложки. Колебания, возникающие в активном МЭ слое передаются в подложку через границу раздела и возбуждают в подложке вынужденные колебания. Подложка в данном случае играет роль пассивной среды, однако она существенно влияет на величину МЭ эффекта.

В данной работе на примере простой модели проанализировано влияние подложки на величину МЭ эффекта в структуре феррит — пьезоэлектрическая — пассивная подложка. Исследованы физические механизмы эффекта. На основе совместного решения уравнений эласто- и электродинамики получено выражение для частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению через параметры, характеризующие феррит-пьезоэлектрический слой и подложку. Исследовано влияние толщины активного слоя и толщины подложки на величину эффекта. Показано, что с увеличением толщины подложки уменьшается величина эффекта и, кроме того, частота электромеханического резонанса практически не зависит от толщины феррит-пьезоэлектрического слоя и определяется в основном геометрическими размерами и параметрами подложки. Определено условие, при котором МЭ эффект имеет максимальное значение. Проанализирована частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению. Частота резонанса зависит как от геометрических размеров пластинки и параметров, характеризующих механические свойства ферритового и пьезоэлектрического слоев, так и от характеристик подложки. Величина эффекта очень сильно зависит от отношения толщины пленки к толщине подложки. Для структуры магнитоэлектрическая феррит-пьезоэлектрическая пленка, выращенная на пассивной подложке, величина эффекта резко уменьшается с увеличением толщины пленки.

Молекулярно-пучковая эпитаксия ZnTe на InAs(001) для создания полупроводниковых приборов с гетеровалентным интерфейсом

Г. В. Климко, **С. В. Сорокин, И. В. Седова, С. В. Гронин, С. В. Иванов**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

Гибридные псевдоморфные A^2B^6/A^3B^5 полупроводниковые гетероструктуры, содержащие ненапряженный бездефектный гетеровалентный интерфейс (например, InAs/ZnTe или InAs/CdSe, $\Delta a/a \sim 0.7\%$) в активной области, являются перспективными для создания лазеров среднего ИК диапазона [1] и приборов спинтроники [2, 3]. Ра-

нее было продемонстрировано успешное выращивание эпитаксиальных слоев ZnTe на поверхности InAs(001) с реконструкцией (2x4)As, приготовленной с использованием процедуры химической пассивации в водном растворе $(NH_4)_2S$ [2] или Na_2S [3] с последующим термическим отжигом поверхности. Однако, детальных исследований фазовой диаграммы гетероэпитаксии ZnTe/InAs ранее не проводилось.

В настоящей работе слои ZnTe толщиной до 0.6 мкм выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) с использованием 2-камерной установки МПЭ STE3526 SemiTEq. Применялся прямой радиационный способ нагрева подложки. Слои ZnTe осаждались как непосредственно на подложки n-InAs(001), так и на поверхность гетероструктуры AlGaAsSb/InAs с незавершенной КЯ для получения гетеровалентных структур с 2-DEG. При этом поверхность InAs подвергалась предростовой химической пассивации в водном растворе Na_2S [3], затем высокотемпературному отжигу в отдельной камере роста A^3B^5. Далее образцы передавались через вакуум в камеру роста соединений A^2B^6. Осаждение слоев ZnTe осуществлялось на поверхности InAs(001) с различной реконструкцией посредством одновременного открытия потоков Zn и Te, причем отношение потоков атомов Te/Zn на поверхности роста изменялось в диапазоне 0.5-5.0. Для измерения эквивалентных давлений в падающих потоках Zn и Te использовался ионизационный манометр Байярда-Альперта. Температура роста T_S варьировалась в пределах 260-360°C. Для мониторинга реконструкции поверхности роста использовался метод дифракции быстрых отраженных электронов на (ДБОЭ), а по осцилляциям интенсивности отраженного луча в ДБОЭ контролировалась скорость роста ZnTe.

Основные результаты ростовых экспериментов можно сформулировать следующим образом.

1. Двумерный механизм роста ZnTe на InAs реализуется только при (2x4)As реконструкции поверхности InAs и преимущественно Te-обогащенной поверхности (Te/Zn>1). При этом наблюдается (2x1)Te реконструкция поверхности ZnTe. Рост на (4x2)In-реконструированной поверхности InAs неизбежно приводит к фазе трехмерного зародышеобразования на начальной стадии гетероэпитаксии ZnTe/InAs, продолжительность которой слабо зависит от T_S и Te/Zn.

2. Медленный радиационный нагрев подложки InAs в камере A^2B^6, даже в случае плавной регулировки мощности, подаваемой на нагреватель, может приводить к десорбции As и смене реконструкции поверхности InAs из (2x4)As в (4x2)In уже при T_S>300°C, что ограничивает T_S на начальной стадии роста.

3. Двумерный характер роста ZnTe сохраняется в широком диапазоне параметров T_S=280-360°C и 1<Te/Zn<5.0, с постепенным ухудшением морфологии при больших значениях Te/Zn.

4. Найдена температурная зависимость соотношения потоков Te/Zn, соответствующих стехиометрическим условиям на поверхности роста ZnTe — смешанная реконструкция (2x1)Te&c(2x2)Zn, а также обнаружена слабая зависимость скорости роста ZnTe от соотношения потоков Te/Zn в Te-обогащенных условиях в отличие от случая МПЭ ZnSe/GaAs [4].

С использованием оптимальных начальной стадии и условий роста ZnTe/InAs(001) (1<Te/Zn<1.5, T_S=280°C) получены гетеровалентные структуры с AlSb/20nm-InAs/ZnTe КЯ с подвижностью электронов до 8500 см^2/(В·сек) при 300К, что более чем в полтора раза превышает ранее достигнутые результаты [3].

Литература

1. S.V. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett. 82, 3782 (2003).
2. P. Grabs et al., Appl. Phys. Lett. 80, 3766 (2002).
3. S.V. Ivanov, Appl. Phys. Lett. 84, 4777 (2004).
4. S.V. Ivanov et al., J. Crystal Growth 159, 16 (1996).

Методика экспериментального исследования термоэлектрических свойств игольчатых микрообразцов нанокомпозитов импульсным методом

С. Е. Ганго, *М. Н. Кондратьева,* С. В. Трифонов

Псковский государственный педагогический университет им. С. М. Кирова
тел: (8112) 75-23-18, эл. почта: svtrifonov@mail.ru

1. В работах [1 — 3] описана методика импульсного измерения термо-э.д.с. образцов размерами 30 —100 мкм. В настоящей работе эта методика усовершенствована, что позволило впервые экспериментально исследовать анизотропию термоэлектрических свойств нанокомпозитов I/AFI, полученных введением наночастиц йода по методу В. Н. Богомолова [4] в диэлектрические матрицы — цеолитоподобные алюмофосфаты типа AFI, содержащие регулярную систему одномерных каналов диаметром 0,73 нм, расположенных вдоль оптической оси $\vec{c}$ кристалла. Результаты исследования оптических и электрических свойств нанокомпозитов I/AFI описаны в работах [5, 6].

2. Монокристаллы типа AFI, синтезированные нами гидротермальным способом [7 — 9], представляли собой гексагональные призмы с размерами ~ 40 мкм x 40 мкм x 150 мкм. Использованная нами усовершенствованная измерительная ячейка позволяла двумя способами зажимать исследуемые игольчатые микрокристаллы между верхним электродом (заточенной электрохимическим способом в растворе КОН вольфрамовой иглой) и нижним электродом (золотой фольгой, под которой по-

мещался нагревательный элемент). Для компенсации термо-э.д.с. на контакте W — Au можно было использовать вторую такую же вольфрамовую иглу, установленную непосредственно на золотой электрод.

3. В случае, когда исследуемый образец располагался горизонтально, термоток протекал в направлении, перпендикулярном оси $\vec{c}$ кристалла. При этом наши эксперименты показали, что нанокомпозиционный материал I/AFI на основе матрицы типа AFI обладает удельной термо-э.д.с., величина и знак которой отличаются от соответствующего значения коэффициента Зеебека массивного кристаллического йода $S_{I/AFI} \approx -0.001S_I$ [10]. В другом случае микрокристалл устанавливался вертикально. При этом термоток протекал параллельно оси $\vec{c}$ кристалла и обнаруживал заметную температурную зависимость.

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

Литература

1. С. Е. Ганго, В. Н. Марков, В. Г. Соловьёв, ПТЭ 6, 123 (1998).
2. С. Е. Ганго, Вестник Новгородского государственного университета, Сер.: Естественные и технические науки 23, 30 (2003).
3. С. Е. Ганго, В. Г. Соловьев, Вестник Псковского государственного педагогического университета, Сер.: Естественные и физико-математические науки 8, 88 (2009).
4. В. Н. Богомолов, УФН 124, 171 (1978).
5. J. T. Ye, Z. K.Tang, G. G. Siu, Appl. Phys. Lett. 88, 073114 (2006).
6. V. G. Solovyev, S. V. Trifonov, V. L. Veisman, Nano Science & NanoTechnology: An Indian Journal (2010), in press.
7. G. Finger, J. Richter-Mendau, M. Bülow et al., Zeolites 11, 443 (1991).
8. S. V. Trifonov, M. S. Ivanova, V. N. Markov, S. V. Pan´kova, V. L. Veisman, V. G. Solovyev, Glass Phys. Chem. 33, 259 (2007).
9. V. G. Solovyev, M. S. Ivanova, S. V. Pan´kova, S. V. Trifonov, V. L. Veisman, in Zeolites: Structure, Propeties and Applications, edited by T. W. Wong, NY: Nova Science Publishers, 2009, Chapter 5, P. 77.
10. М. Н. Кондратьева, С. В. Трифонов, Современные проблемы наноэлектроники, нанотехнологий, микро- и наносистем: Труды школы молодых ученых, Ульяновск: УлГУ, 2010, С. 84.

Самосветящиеся кристаллы для иммобилизации радионуклидов

***Я. В. Кузнецова*[1], М. В. Заморянская[1], Б. Е. Бураков[2]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-82, эл. почта: yana@mail.ioffe.ru
[2]Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, С-Петербург
тел: (812) 346-11-86

Тенденции последних лет в области переработки радиоактивных отходов основываются на технологии разделения высокоактивных отходов (ВАО). Эта технология

использует остекловывание как метод переработки Cs-Sr-фракции ВАО, и создает условия для более эффективной иммобилизации актиноидной (трансурановой) фракции. Существуют также актиноидосодержащие отходы сложного химического состава, полученные в результате производства ядерного оружия. Наиболее перспективным способом переработки высокорадиоактивной актиноидной фракции считается, в настоящий момент, иммобилизация в керамике. Такой подход базируется на результатах исследований [1], показавших, что при определенных условиях синтеза и выборе керамической матрицы возможно полное включение актиноидов в кристаллическую решетку керамики. При этом сохраняется геохимическое подобие актиноидосодержащих кристаллических фаз устойчивым природным акцессорным минералам. Вхождение радионуклидов в кристаллическую структуру обеспечивает радиационную и экологическую безопасность керамики.

В настоящей работе предлагается иммобилизировать актиноидную фракцию в процессе создания самосветящихся кристаллов. Принцип действия таких кристаллов основан на передаче энергии радионуклида центрам люминесценции (ионам-активаторам — редкоземельным ионам, ионам переходных элементов и проч.), что вызывает самосвечение кристаллов. При этом как радионуклиды, так и активаторы входят в состав кристаллов. В качестве матриц предлагается использовать монокристаллические аналоги керамических матриц для утилизации актиноидной фракции. Предлагаемые нами самосветящиеся кристаллы могут найти применение как компактные источники бесперебойного питания, оптоэлектронные пары, датчики положения и др.

В докладе будут приведены теоретические и экспериментальные результаты по синтезу самосветящихся кристаллов.

Литература

1. Б. Е. Бураков и др. Труды Радиевого института им. В. Г. Хлопина, 11, 65-104 (2006).

Солитоны в одномерной антиферромагнитной цепочке S=1 спинов.

***Ф. Е. Орленко*[1], Е. В. Орленко[1], Г. Г. Зегря[1, 2]**

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
тел: (812) 297-78-71, эл. почта: fadler@mail.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-67, эл. почта: zegrya@theory.ioffe.ru

Интерес к одномерным цепочкам ионов со спинами S=1 возник давно, начиная с известных работ Халдане [1], в которых высказано было предположение о том, что полный спин всей цепочки проявляет себя в основном состоянии как экспонен-

циально спадающая спин-спиновая корреляция и появления щели в спектре возбуждений. Это так называемое «предположение Халдане» сегодня получила надёжные подтверждения в многочисленных экспериментах. Одноионная анизотропия с соответствующим проявлением магнитных свойств существует в многочисленных соединениях, например в $CsNiCl_3$ (слабая аксиальная анизотропия), NENP $[Ni(C_2H_8N_2)_2 NO_2)ClO_4]$ (слабая аксиальная анизотропия), $CsFeBr_3$, NENC$[Ni(C_2H_8N_2)2\ Ni(CN)_4]$, и DTN $[NiCl_2{-}4SC(NH_2)_2]$ (сильная планарная анизотропия).

В работах Халдане анализировались промежуточные фазы путём изучения расширенной S=1 — модели с учетом биквадратного члена в обменном взаимодействии (квадрат отскалярного произведения операторов спина двух ионов), использовался при этом модельный гамильтониан с неопределёнными коэффициентами. Мы покажем, что система частиц с произвольным, отличным от ½ спином, может быть описана в спиновом представлении непосредственно, исходя из первых принципов [2]. В настоящей работе мы внесём существенные добавления в выражения для основного состояния антиферромагнитной S=1 цепочки, а также получим аналитические выражения для возбуждений, которые носят нелинейный характер. Мы покажем возможность существования нелинейных спиновых волн в указанной системе, а также возможность формирования солитона.

Спиновый гамильтониан системы N попарно взаимодействующих j=1 частиц при прямом K обменном вкладе A имеет вид

$$\hat{H}_{int} = \sum_i \left[K_{i,i+1} + A_{i,i+1} \left\{ \left(\hat{\vec{s}}_i \cdot \hat{\vec{s}}_{i+1} \right)^2 + \hat{\vec{s}}_i \cdot \hat{\vec{s}}_{i+1} - 1 \right\} \right].$$

Такой вид гамильтониана определяет наличие нелинейных решений и даёт повод к изучению возбуждений, носящих нелинейный характер. Получена энергия основного состояния цепочки взаимодействующих с ближайшими соседями ионов со спинами S=1 . При этом полный спин всей цепочки будет равен Σ=1, а удельная намагниченность стремится к значению

$$M = \frac{2m_{ion}}{N}$$

Мы покажем также, что возбуждения носят нелинейный характер и формируются в виде так называемого dark-bright -солитона.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009-2013 годы» (Госконтракт П2326).

Литература

1. F. D. M. Haldane ., Phys. Rev. Lett. 50, 1153 (1983).
2. E. Orlenko., IJQC 10, 2838 (2007).

Магнитные поля звезд с сильным истечением вещества: тестирование при помощи поляриметрии

М. Ю. Пиотрович

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН
эл. почта: mike@gao.spb.ru.

Многие звезды с магнитным полем являются источниками как теплового, так и нетеплового излучения. Тепловое излучение это эмиссия от свободно-свободных переходов тепловых электронов в ионизированном звездном ветре. Хорошо известно, что у всех горячих звезд есть звездный ветер, и у всех них ожидается наличие теплового излучения. Существенная доля горячих звезд также испускает нетепловое излучение, которое обычно приписывается синхротронному излучению релятивистских электронов. Это означает, что у этих звезд есть магнитные поля.

Основная цель этой работы состоит в том, чтобы продемонстрировать, что поляризация, получающаяся в результате рассеяния излучения звезды на звездном ветре в присутствии магнитного поля, позволяет вычислить скорость потери массы этой звезды. Мы показываем, что рассеянное излучение приобретает интегральную линейную поляризацию из-за неоднородного распределения углов фарадеевского поворота плоскости поляризации даже для сферически симметричного звездного ветра. Таким образом, появление широкополосной линейной поляризации является характерным признаком наличия звездного ветра у звезд ранних спектральных классов O и B, включая гелиевые Bp звезды.

Литература

1. Bohlender D.A., Brown D.N., Landstreet J.D., Thompson I.B., 1987, ApJ, 323, 325.
2. Bohlender D.A., Landstreet J.D., 1990, ApJ, 220, 215.
3. Bolton C.T., 1994, Astrophys.Sp.Sci., 221, 95.
4. Gnedin Yu.N., Natsvlishvili T.M., 2000, "Magnetic Fields of Stars: The Interaction between Observations and Theory", Astrophys.Sp.Sci.Rev., 10, 1.
5. Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A., 1980, Sov.Astron.Lett., 6, 344.
6. Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A., 1984, AStrophys.Sp.Sci., 102, 375.
7. Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A., 1997, "Basic Mechanisms of Light Polarization in Cosmic Media", Astrophys.Sp.Sci.Rev., 10, 1.
8. Groote D., Hunger K., 1982, Astron.Astrophys., 116, 64.
9. Groote D., Hunger K., 1997, Astron.Astrophys., 319, 250.
10. Huovelin J., 1990, "Observations and Analysis of Polarization in Cool Stars, Report 4/1990", Observatory and Astrophys. Laboratory, Univ. of Helsinki, Finland.
11. Kazantsev S.A., Feautrier N., Henoux J.-C., Liaptsev A.V., Luchikina V.V., 1994, «Impact Spectropolarimetry in the Hydrogen Hα Line: Present Atomic Data and Astrophysical Applications», Astron.Astrophys.Rev., 6, 1.
12. Kazantsev S.A., Henoux J.-C., 1995, Astrophys.Sp.Sci.Library, 200, 1.
13. Leroy J.-L., 1990, Astron.Astrophys., 237, 237.

14. Shore S.N., Brown D.N., 1990, ApJ, 365, 665.
15. Shore S.N., Brown D.N., Sonnenborn G., Landstreet J.D., Bohlender D.A., 1990, ApJ, 348, 242.
16. Silant'ev N.A., Gnedin Yu.N., Krymskii T.Sh., 2000, Astron.Astrophys., 357, 1151.
17. Smith M.A., Groote D., 2001, Astron.Astrophys., 372, 208.

Исследование влияния характеристик поверхности на свойства и поведение жидкости методом молекулярной динамики

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

[1]Санкт-Петербургский Филиал Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН
тел: (812) 247-23-65, эл. почта: natalya@scc.ioffe.ru
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-71-45, эл. почта: ai@zhmakin.ru

Развитие микро- и нанотехнологий в последние десятилетия привело к выделению и бурному развитию новых направлений, находящихся на стыке различных разделов науки. Одним из таких направлений является изучение поведения жидкости в микро- и наномасштабах.

Микрофлюидика или микрогидродинамика рассматривает жидкости на масштабах менее миллиметра (1000 нм — 1 мм), нанофлюидика — на масштабах менее микрона (1 нм — 1000 нм). В рамках обоих направлений изучаются поведение, свойства, способы управления и контроля жидкости на соответствующих масштабах, при которых жидкость проявляет свойства нетипичные для нее в макромасштабе [1-3]. К таким нетипичным свойствам относятся, к примеру, резкое увеличение или уменьшение вязкости вблизи стенок микро- и нанокапилляров, изменение термодинамических параметров жидкости, а также специфическая химическая активность на границе раздела твердой и жидкой фаз. Число Рейнольдса в случае типичного прибора на основе микрофлюидики принимает значения в диапазоне примерно $10^{-6} \div 10$ при характерных скоростях рабочей жидкости (к примеру, воды) около 1 мкм/с — 1 см/с и радиусе канала 1 — 100 мкм. При одинаковом числе Рейнольдса для жидкости и газа, их свойства и поведение будут различны (важными становятся эффекты поверхностного натяжения, межмолекулярного взаимодействия и др.).

Методы, используемые при исследовании поведения и свойств жидкостей в объеме и на макромасштабах становятся неприменимы. Поведение и свойства жидкостей в значительной степени определяются характеристиками поверхностей (морфология, смачиваемость и др.). Аномальное поведение воды вблизи поверхности воспроизводится в молекулярно-динамических моделях [4, 5], полноценное применение которых стало возможным только в последние десятилетия с развитием вычислительной техники, теоретических основ и практического применения результатов исследований (микро- и нанотехнологии в электронике, медицине, биологии и др.).

Соответственно, понимание влияния характеристик поверхности (морфология, смачиваемость и др.) на поведение и свойства жидкостей на микро- и наномасштабах являются необходимыми для разработки механизмов управления и контроля поведения и свойств жидкостей. Как следствие, для успешного практического применения, например, при разработках «лабораторий-на-чипе», самоочищающихся поверхностей, антифризов, доставки лекарств в организме, криохирургии, низкотемпературной консервации клеток и органов для дальнейших применений (трансплантация, выращивание тканей, сохранение генетических материалов и т. д.) и многих других применений, где фигурирует взаимодействие жидкости и поверхности в микро- и наномасштабах.

В докладе будут представлены некоторые результаты исследования влияния характеристик микро- и наноповерхностей на поведение и свойства воды [6].

Литература

1. Squires T. M. and Quake S. R., Rev. Mod. Phys. 77, 977(2005).
2. Eijkel J. C.T. and van den Berg A., Microfluid Nanofluid 1, 249(2005).
3. Whitesides G. M., Nature 442, 368(2006).
4. Bizzarri A. R. and Cannistraro S., J. Phys. Chem. B 106, 6617(2002).
5. Phillips J. C. et al., J. Comput. Chem. 26, 1781 (2005).
6. Жмакин А. И. и Подольская Н. И., в сборнике «Вопросы математической физики и прикладной математики», 2010, Ред. Э. А. Тропп и Е. В. Галактионов, ФТИ им. Иоффе, СПб, в печати.

Фундаментальные причины выполнения пороговых условий генерации замкнутой моды в полупроводниковых Фабри-Перо лазерах

***А. А. Подоскин*, С. О. Слипченко, А. Ю. Лешко, Д. А. Винокуров, А. Л. Станкевич, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов.**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
тел: (812) 292-73-79) , эл. почта: podoskin_s_s@mail.ru

В современных мощных полупроводниковых лазерах используются оптически высокосовершенные гетероструктуры, внутренние оптические потери в которых составляют величину менее 1см$^{-1}$ при внутреннем квантовом выходе близком к 100% [1, 2]. Конструктивно, в основе высокомощных лазеров лежит конструкция с полосковой геометрией электрического контакта. Такая конструкция в направлении, перпендикулярном оптической оси резонатора, представляет собой многосекционную структуру, включающую активную секцию под полосковым омическим контактом и пассивные области, ограничивающие активную секцию. Главная особенность такой конструкции заключается в том, что секции изолированы электрически, но имеют оптическую связь между собой. Использование полосковой конструкции в сочетании

с высокосовершенной гетероструктурой, позволило достичь непрерывных и импульсных уровней возбуждения более 20 и 150 А, соответственно. В результате излучаемые мощности с апертуры 100 мкм в непрерывном режиме генерации превышают 15 Вт [1, 3], а в импульсном 140 Вт [4, 5]. Однако, при достижении столь высоких уровней возбуждения и оптической мощности в лазерах с полосковой конструкцией наблюдаются эффекты насыщения ватт-амперной характеристики и срыва генерации излучения в результате возникновения замкнутой моды (ЗМ) в объеме лазерного кристалла [4—8].

В рамках данной работы проведен анализ фундаментальных причин выполнения пороговых условий для ЗМ и наступления полного или частичного срыва генерации Фабри-Перо моды (ФПМ). Проведено исследование оптических и электрических характеристик полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур с низкими оптическими потерями. Были исследованы спектры спонтанного излучения, оптических потерь и усиления в лазерной гетероструктуре с квантово-размерной активной областью при различных уровнях оптической и электрической накачки. Показано, что инжектированные носители заряда приводят к нетемпературному сужению ширины запрещенной зоны квантово-размерной активной области. При плотностях тока накачки 1кА/см^2 смещение длинноволновой границы достигает 30 мэВ. Для полученных спектров оптических потерь, характерно наличие интенсивного краевого пика поглощения в длинноволновой области спектра. Установлено, что рост концентрации как инжектированных, так и фотогенерированных носителей заряда ведет к снижению амплитуды краевого пика в спектре поглощения. Были определены основные параметры, определяющие величину порога генерации ЗМ: фактор латерального оптического ограничения, разница в величинах поглощения для в активном полоске и пассивных областях для ЗМ и ФПМ, величина расстройки спектров поглощения и усиления пассивных областей и активного полоска. Показано, что для лазерных диодов полосковой конструкции можно найти такой спектральный диапазон, в котором усиление в области полоскового контакта положительно, а потери в пассивных областях близки к нулю, вследствие чего возможна генерация в режиме ЗМ и срыв генерации ФПМ.

Литература

1. С. О. Слипченко и др., ФТП, 38, 1477 (2004).
2. G. Erbert et al., IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, vol.11, 1217 (2005).
3. P. Crump et al., Proc. of SPIE, vol. 7198, 719814 (2009).
4. X. Wang et al, Proc. of SPIE, vol. 7198, 71981G (2009).
5. С. О. Слипченко и др., ФТП, 40, 1017 (2006).
6. H. Wenze et al., IEEE J. Quantum Electron, vol. 41, 645, (2009).
7. С. О. Слипченко и др., ФТП, 43, 1409 (2009).
8. А. Ю. Лешко и др., ФТП, 36, 1393 (2002).

Особенности модового состава излучения в полупроводниковом лазере на основе двумерного фотонного кристалла

***О. И. Румянцев*[1,2], Н. Ю. Гордеев[1]**

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

[2]Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий РАН

тел: (921) 771-33-29, эл. почта: rumyantsev.oleg@gmail.com

Полупроводниковые торцевые лазеры, обладающие высокой выходной мощностью, малой расходимостью выходного излучения и работающие в одномодовом режиме необходимы для многих приборных применений, таких как оптическая передача данных, системы оптических измерений, создания датчиков химических веществ и в других областях. Для уменьшения расходимости излучения и увеличения выходной мощности приборов необходимо увеличивать ширину оптического волновода, что, однако, приводит к генерации излучения на нескольких частотах и необходимости использования дорогостоящих и громоздких систем фильтрации [1].

В настоящей работе рассматривается полупроводниковый лазер на основе двумерного фотонного кристалла, работающий на длине волны 980 нм. В вертикальном направлении периодическое изменение показателя преломления создается в процессе эпитаксии приборной структуры. Волноводная мода локализована на так называемом «оптическом дефекте», т.е. слое с большим показателем преломления (или большей толщиной) [2, 3], в котором располагается активная область. Использование концепции фотонного кристалла позволяет значительно увеличить толщину волновода и уменьшить вертикальную расходимость излучения до значений меньше 5 град. В латеральном направлении периодическое изменение показателя преломления формируется за счет создания многополосковой структуры. Вследствие близкого расположения полосков в латеральном направлении формируется единая оптическая мода излучения, общая для всей излучающей апертуры. При общей ширине излучающей области 200 мкм горизонтальная расходимость выходного излучения составляет величину меньше 1 град [4].

Для исследования структуры мод излучения проведены измерения дальнего поля излучения, ближнего поля и спектров излучения. Демонстрируется близкий к одномодовому режим работы приборов на осциллирующей TE моде с мощностью выходного излучения вплоть до 4.2 Вт в непрерывном режиме. Проведено численное двумерное моделирование волновода лазера. Определены оптические моды, имеющие наибольшие значения коэффициента оптического ограничения. Обнаружено влияние порядка латеральной моды на распределение интенсивности в вертикальном направлении. Показано, что осциллирующая мода имеет больший коэффициент оптического ограничения, чем фундаментальная мода. Проводится сравнение

экспериментальных результатов с результатами моделирования. Рассматриваются пути оптимизации конструкции волновода для возбуждения генерации на фундаментальной моде.

Литература

1. F. Träger, O. Svelto et al., Springer, 2007
2. J.D. Joannopoulos et al., Princeton University Press, 2008
3. N.N. Ledentsov et al., Opt. Eng. 41(12) 3193–3203, Dec 2002.
4. N.Yu. Gordeev et al., Proc. of SPIE, 6889, 68890W, 2008

Кристалл-дифракционный метод исследования малых воздействий на нейтрон

***Е. О. Вежлев*[1], В. В. Федоров[1,2], В. В. Воронин[2], И. А. Кузнецов[2], Е. Г. Лапин[2], С. Ю. Семенихин[2], Ю. П. Брагинец[2]**

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
тел: (812) 552-75-31 , эл. почта: egorrb@yandex.ru
[2]Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Гатчина
тел: (81371) 463-12, эл. почта: vfedorov@pnpi.spb.ru

Недавно был предсказан [1] и экспериментально обнаружен [2] эффект существенного «замедления» нейтрона при дифракции по Лауэ при углах Брэгга θ_B, близких к $\pi/2$. Было показано, что время пребывания нейтрона в кристалле растет с увеличением угла дифракции как ($tg^2\theta_B$) и может быть увеличено, как минимум, на порядок при θ_B~84°÷86°. Такое явление должно приводить к усилению эффектов, обусловленных влиянием внешней силы, действующей на дифрагирующий нейтрон, поскольку увеличивается время воздействия этой силы. Таким образом, при больших углах дифракции, кроме известного фактора дифракционного усиления [3], существует дополнительный фактор, обусловленный увеличением времени пребывания нейтрона в кристалле. Действие внешней силы на нейтрон приводит к изменениям его направления движения и длины волны. Для дифрагирующего нейтрона это эквивалентно изгибу кристаллографической плоскости и изменению межплоскостного расстояния, т.е. некоторой деформации кристалла. В тоже время при упругом изгибе кристалла изменяется симметрия задачи, например, возникает новый одномерный вектор — так называемая упругая сила Като, меняя направление (знак) которой относительно исследуемой силы, можно получить изменяющийся скаляр, который, в свою очередь, является новым измеримым эффектом.

Обнаруженное явление [4,5] значительного усиления влияние малых воздействий на нейтрон, дифрагирующий по Лауэ при углах Брэгга, близких к $\pi/2$, открывает новые перспективы по исследованию малых сил, действующих на нейтрон.

Важно отметить, что совершенство кристалла является определяющим для данного эксперимента, т.к. от него напрямую зависит точность, достижимая в данном подходе. Поэтому в процессе проведения экспериментальных исследований планируется раз-

вивать отработанную методику [6] анализа совершенства кристаллов, необходимых в эксперименте.

Проведенный предварительный анализ данной методики и серия тестовых экспериментов показали, что для имеющихся в наличии кристаллов кремния и потоков современных пучков холодных нейтронов, можно достичь чувствительности к внешней силе лучше чем ~10^{-17} эВ/см, что составляет ~10^{-8} от гравитационной силы, действующей на нейтрон в поле Земли. Такая чувствительность позволяет провести проверку эквивалентности инертной и гравитационной масс нейтрона с точностью $\sigma(m_i/m_G)$~10^{-5} — 10^{-6}, что более чем на порядок выше существующей [7].

Литература

1. V. V. Fedorov, V. V. Voronin, and E. G. Lapin, J. Phys.G 18, 1133 (1992).
2. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, Письма в ЖЭТФ 71, 110 (2000).
3. A. Zeilinger, C.G. Shull, M.A. Horne and K.G. Finkelstein, Phys. Rev. Lett., **57**, 3089 (1986).
4. V. V. Fedorov, I. A. Kuznetsov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenikhin, V. V. Voronin, Письма в ЖЭТФ 85, 90 (2007).
5. В. В. Воронин, И. А. Кузнецов, Е. Г. Лапин, С. Ю.Семенихин, В. В. Федоров, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2009, том 72, №2, с. 1–7.
6. С. Ю. Семенихин, Ю. П. Брагинец, В. В. Воронин, И. А. Кузнецов, Е. Г. Лапин, В. В. Федоров, Я. А. Бердников, А. Я. Бердников, Е. О. Вежлев, Анализ совершенства кристаллов кварца для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом, Препринт ПИЯФ — 2818, 2009.
7. В. В. Воронин, Ю. П. Брагинец, Е. О. Вежлев, И. А. Кузнецов, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, Анализ дифракционного эксперимента по проверке слабого принципа эквивалентности для нейтрона Препринт ПИЯФ-2849, 2010.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Физика твердого тела и физика полупроводников 3

Поиск ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом
Ю. П. Брагинец 3

Исследование методом лазерной рефлектометрии кинетики адсорбции/десорбции Ga в системе AlGaN при молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией
П. А. Асеев, В. Н. Жмерик, А. М. Мизеров 4

Нанопористый фосфид индия: изготовление и оптические свойства
А. В. Атращенко 5

Спиновая поляризация дырок в разбавленном магнитном полупроводнике (Ga, Mn)As
Р. С. Басистый, В. Ф. Сапега 7

Охлаждение двумерного электронного газа терагерцовым излучением
Г. В. Будкин 8

Генерация терагерцового излучения в широкоапертурных антеннах при высоком уровне возбуждения
В. Н. Трухин, *А. С. Буйских*.....10

Структурные эффекты в шевронном смектике С* во внешнем электрическом поле
К. Г. Черняк 11

Оптическая характеризация коллоидных квантовых точек типа ядро/оболочка CdTe/CdSe.
Т. В. Чижова, А. С. Гуревич, Р. Б. Васильев 12

Фотоэлектрические свойства гранулированных пленок кремния, полученных методом лазерного электродиспергирования
Д. А. Андроников, *О. С. Ельцина*, Ю. С. Вайнштейн, О. М. Сресели, С. А. Гуревич 13

Антиструктурные дефекты в стеклообразных и кристаллических халькогенидных полупроводниках.
П. В. Гладких 15

Локальная модификация поверхностного потенциала n-GaAs
В. В. Гончаров, П. Н. Брунков, Н. Ю. Гордеев, В. М. Лантратов, Н. А. Калюжный, С. А. Минтаиров, С. Г. Конников.....16

Спиновая ориентация электронов в квантовых ямах при импульсном возбуждении линейно поляризованным светом.
В. А. Горелов 18

Определение состава стекол мышьяк-селен методом рентгенофлуоресцентного анализа
М. Ю. Кожокарь 19

Анизотропия оптических свойств квантовых точек In(Ga)As
А. А. Красивичев, А. М. Надточий, С. А. Блохин,Л. Я. Карачинский, А. П. Васильев, М. В. Максимов, А. Е. Жуков, Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов 21

Модификация пленок наноструктурированного кремния
А. В. Кукин, Е. И. Теруков, Д. В. Кошкина.....22

Определение состава бинарных халькогенидных стекол Ge-S и Ge-Se методом рентгенофлуоресцентного анализа.
А. В. Николаева, А. В. Погудина 23

Термоэлектрические свойства аморфных и нанокристаллических Si-M (M=Cr, Mn) тонких пленок
С. В. Новиков, А. Т. Бурков, J. Schumann 24

Вынужденная рекомбинация горячих носителей в узкозонных полупроводниках.
Н. В. Павлов, Г. Г. Зегря 26

Фазовые диаграммы четверных соединений $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N$
Н. И. Подольская, А. И. Жмакин 27

Влияние рентгеновского излучения на химический состав стекол $As_{1-x-y}S_xAg_y$ методом рентгенофлуоресцентного анализа в режиме on line
Т. Ю. Рабчанова.....28

Резонансный перенос энергии между двумя квантовыми точками
Д. М. Самосват, О. П. Чикалова-Лузина, Г. Г. Зегря.....29

Катодолюминесцентные и структурные исследования нанокомпозитов опал — $ZnS:Mn^{2+}$ и опал — GaN
И. И. Шишкин, Е. Ю. Трофимова, Д. А. Курдюков, В. Г. Голубев, А. А. Ситникова, М. В. Заморянская.....30

Учет внутренних степеней свободы в квазирешеточной модели многокомпонентных систем
А. А. Шнайдер 32

Идентификация мелких донорных центров в монокристаллах AlN методом ЭПР.
В. А. Солтамов, И. В. Ильин, А. А. Солтамова, Д. О. Толмачев, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов.....33

Исследование влияния поверхностно активных веществ на структурное совершенство нитридов III группы
П. Н. Сорокоумов, Ю. В. Жиляев, В. В.Зеленин, С. Н. Родин, Ш. Ш. Шарофидинов, В. Н. Пантелеев.....34

Высокоэффективные электрокаталитические системы с применением новейших материалов
Е. Е. Терукова 36

Вторичная модуляционная неустойчивость спиновых волн в ферромагнитных пленках
А. Б. Устинов 37

Электронно-микроскопическое исследование слоев GaN, выращенных на подложках Si(111) с использованием буферных слоев SiC и AlN
Н. В. Веселов, Л. М. Сорокин, М. П. Щеглов, А. Е. Калмыков, В. Н. Бессолов, Н. А. Феоктистов, А. В. Осипов, С. А. Кукушкин 39

Астрономия и астрофизика 40

Обзор последних результатов по измерению легких адронов в области промежуточных и больших поперечных импульсов в столкновениях тяжелых релятивистских ядер на коллайдере RHIC
Я. А. Бердников, Д. *А. Иванищев*, В. Г. Рябов, Ю. Г. Рябов, В. М. Самсонов 40

Внесолнечные планеты
Р. В. Балуев 41

Исследование хаотичности галактических орбит методом NAFF
Е. С. Бирюкова 42

Изучение свойств адронов на ускорителях промежуточных энергий
А. А. Дзюба 44

Расчет обратного тока позитронов в пульсарных трубках радиопульсаров.
А. И. Цыган, *О. А. Гогличидзе*, Д. П. Барсуков 45

Разделение нормальных и сверхтекучих мод в пульсирующих нейтронных звездах
Е. М. Кантор, М. Е. Гусаков 46

Сжимаемость ядерной материи и нейтронные звезды
Е. Л. Крышень, Б. Л. Бирбраир 47

О релаксации в звездных системах
Д. В. Овод 48

Моделирование распределения темной материи в звездных системах
Н. В. Распопова 49

Эволюция нанокластеров алмаза в несовершенные углеродные луковичные структуры в условиях межзвездной среды
С. Г. Ястребов, *А. В. Сиклицкая*, Р. Смит 49

Наблюдения активных областей и солнечных радио-всплесков в миллиметровом диапазоне на радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им Н. Э. Баумана: методика наблюдений и первые результаты
В. В. Смирнова, *В. Г. Нагнибеда, В. С. Рыжов* 50

Разработка многофункционального программного пакета Ample 3 для исследования малых тел Солнечной системы
Т. Г. Вега 52

Полупроводниковые приборы и структуры 54

Неравномерность протекания тока и его учёт при определении характеристик поверхностно облучаемых фотодиодов на основе p-InAsSbP/n-InAs.
М. В. Чаус , А. Ю. Рыбальченко , Б. А. Матвеев , В. И. Ратушный 54

Формирование и исследование газочувствительных наноструктурированных пленок диэлектрик-полупроводник
С. С. Карпова, И. А. Пронин, Д. Б. Пинская 56

Высокоэффективные GaInAsSb/GaAlAsSb и InAs/InAsSbP p-i-n фотодиоды для спектрального диапазона чувствительности 1.1-4.0 мкм
Г. Г. Коновалов, И. А. Андреев, С. С. Кижаев, Е. В. Куницына, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев 57

Результирующее последовательное сопротивление многопереходных солнечных элементов и однопереходных фотоэлектрических преобразователей
М. А. Минтаиров, *Н. М. Лебедева,* Е. Е. Горохова....59

Применение метода дифракции отраженных быстрых электронов для исследования механизмов релаксации упругих напряжений в гетероструктурах системы (Al,Ga)N во время их роста с использованием технологии молекулярно-пучковой эпитаксии
Д. В. Нечаев, А. М. Мизеров, В. Н. Жмерик....60

Низкотемпературный рост слоев GaN методом хлоридной газофазной эпитаксии
С. Н. Родин 62

Влияние толщины поверхностного окисла на электронные свойства поверхности n-InN
М. Э. Рудинский 63

Электростатический потенциал поверхности (0001) эпитаксиальных слоев n-InN
М. Э. Рудинский 64

Фотоэлектрические преобразователи энергии теплового промышленного излучения на основе Ge p-n переходов
Н. А. Калюжный , *Р. А. Салий* , В. В. Евстропов 65

Фотолюминесценция наногетероструктур на основе сплавов CdHgTe
А. В. Шиляев, Н. Л. Баженов, К. Д. Мынбаев....67

Миниатюрный классический спиновый анализатор
А. Б. Устинов, В. Н. Петров....69

Фотодиоды для спектрального диапазона 2.5 — 4.8 мкм
В. В. Шерстнёв, *Д. А. Старостенко*, И. А. Андреев, Г. Г. Коновалов, Ю. П. Яковлев 70

Физика лазеров 72

Инфракрасные (3-5 мкм) линейки и светодиоды с фотонными кристаллами для газовых сенсоров на основе твердых растворов InAs.
М. В. Чаус, Б. А. Матвеев 72

Быстродействующие вертикально-излучающие лазеры: основа локальных сетей и оптических межсоединений в ближайшем будущем
Л. Я. Карачинский.....74

Температурная и токовая зависимость ширины спектра генерации лазера на квантовых точках
В. В. Коренев, А. В. Савельев, А. Е. Жуков, А. В. Омельченко.....75

Перестраиваемые лазеры в средней ИК-области спектра на модах шепчущей галереи
В. В. Шерстнев, *М. И. Ларченков*, Е. А. Гребенщикова, А. М. Монахов, А. Н. Именков, А. Н. Баранов, Ю. П. Яковлев 76

Полупроводниковые лазеры спектрального диапазона 1.3 мкм на квантовых точках с высокой температурной стабильностью длины волны лазерной генерации
А. С. Паюсов , Л. Я. Карачинский , И. И. Новиков , Ю. М. Шерняков , Н. Ю. Гордеев , М. В. Максимов , С. С. Михрин , М. Б. Лифшиц , В. А. Щукин , Н. Н. Леденцов 77

Восстановление изображений с использованием набора пространственных спекл-картин, сформированных несколькими длинами волн
Н. В. Петров, В. Г. Беспалов 79

Управление модовой структурой торцевого полупроводникового лазера посредством модуляции эффективного показателя преломления
И. Г. Савенко, И. В. Иорш, М. А. Калитеевский, Н. Ю. Гордеев 80

Природа волнообразного течения процесса деградации внешней квантовой эффективности InGaN/GaN светодиодов
Е. И. Шабунина, А. Е. Черняков, В. А. Забродский, П. В. Петров 81

Изучение пространственных мод полудисковых лазеров на основе квантово-размерных наногетероструктур AlGaAsSb/InGaAsSb
А. Н. Именков, В. В. Шерстнев, А. М. Монахов, Е. А. Гребенщикова, М. А. Сиповская, *Д. И. Тарасов*, М. И. Ларченков, А. Н. Баранов, Ю. П. Яковлев. 82

Физика плазмы 84

Нестационарные процессы для ионов в электрическом поле
А. Б. Герасименко, А. Я. Эндер, И. А. Эндер 84

Ионный ток на зонд в плазме низкого давления с учетом объёмной ионизации и столкновений с атомами
В. С. Игнахин, В. И. Сысун 85

Плазменная аэродинамика: управление высокоскоростным полетом
С. А. Поняев.....87

Квантовая оптика 88

Излучение одиночных квантовых точек и их ансамблей
А. В. Савельев 88

Актуальные проблемы современной науки и техники 90

Отсутствие фононов в некоторых неупорядоченных средах
Я. М. Бельтюков 90

Численное исследование течений газосодержащей жидкости в сложных трехмерных каналах под действием силы тяжести с учетом газовыделения
А. С. Чернышев 91

Спин-волновая линия задержки с щелевыми антеннами
Ю. Л. Етко 92

Исследование особенностей формирования наноструктурированных материалов с фрактальным иерархическим строением пор современными методами нанодиагностики
И. Е. Грачева 94

О проблеме точности измерений и создания 3-D моделей при использовании лазерного сканирования для сохранения памятников
И. Д. Григорьева, В. А. Парфенов, В. О. Тишкин, А. В. Терещенко.....95

Катодолюминесцентные свойства иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом
К. Н. Гуляева, А. Н. Трофимов, М. В. Заморянская.....97

Использование спектров оптической плотности гидрозолей алмазных наночастиц при анализе распределений частиц по размерам
С. В. Коняхин, Е. Д. Эйдельман.....98

Молекулярно-лучевая эпитаксия и структурные исследования слоев NiF_2 на поверхностях (111) и (110) флюорита.
К. В. Кошмак, А. Г. Банщиков, А. В. Крупин, Н. С. Соколов, С. М. Сутурин, В. П. Улин, М. А. Яговкина.....99

ЭПР исследования монокристаллов $PbGa_2S_4$, активированных ионами диспрозия
Д. Д. Крамущенко, Г. Р. Асатрян, А. В. Гурин.....101

Обработка данных магнитных измерений при формировании магнитного поля Гатчинского изохронного циклотрона (ГИЦ-80) проектируемого для медицинского комплекса
С. Е. Кучер, Н. К. Абросимов 102

Влияние условий кристаллизации на процессы стабилизации и рекомбинации зарядов в приповерхностных слоях полиэтилена.
Д. В. Лебедев, Л. П. Мясникова, В. А. Марихин, Е. И. Радованова 103

Получение и исследование наноматериалов с высокой удельной поверхностью в системе SiO_2-SnO_2
Е. В. Мараева, Д. Б. Чеснокова, В. А. Мошников 105

Адаптация атомно-силовой микроскопии для исследований живых клеток.
И. А. Няпшаев, А. В. Анкудинов.....107

Математическое моделирование подводного взрыва вблизи свободной поверхности
Н. В. Петров 107

Инновационная методика анализа спектров EXAFS в задачах исследования биологических объектов и современных материалов
М. Д. Шарков, К. Ю. Погребицкий, М. Е. Бойко 109

Взаимодействие поляризованного света и периодических наноструктур, покрытых тонкой плёнкой металла
И. А. Словинский, Р. П. Сейсян, М. Э. Сасин.....109

Азотно-вакансионные дефекты в спеченных массивах детонационных наноалмазов
А. А.Солтамова, В. А. Солтамов, Д. О. Толмачев, Ф. М. Шахов, С. В. Кидалов, А. Я. Вуль, П. Г. Баранов 111

Исследование пространственной локализации временного шума при цифровой передаче сигналов в канале связи
Б. Г. Подласкин, Е. Г. Гук, *А. А. Сухарев*.....112

Возбуждение плазмон-поляритонной волны в металлической пленке на поверхности оптических волноводов в подложках $LiNbO_3$
Н. В. Тогузов, И. В. Ильичев, А. В. Шамрай.....113

Инварные свойства поверхности $FeNi_3$(110) по данным спин-поляризационной электронной оже-спектроскопии.
А. Б. Устинов, В. Н. Петров.....114

Изучение возможности получения энергии от альтернативных источников на основе пьезосистем
В. И. Зубцов.....115

Исследование порошковых люминофоров на основе Y(Ta,Nb)O4:Tb^{3+} методом катодолюминесценции
А. Н. Трофимов , М. В. Заморянская, М. В. Назаров 117

POSTDEADLINE 119

Повышение светосилы кристалл-дифракционного эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона
С. *В. Чекменев*, П. Ю.Григорьев, В. В.Воронин 119

К теории квазиравновесных состояний конденсированных систем с внутренними степенями свободы частиц
Н. В. Евстигнеева, А. Ю. Захаров, М. И. Бичурин 120

Магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических тонкопленочных структурах
Т. О. Фирсова. 121

Молекулярно-пучковая эпитаксия ZnTe на InAs(001) для создания полупроводниковых приборов с гетеровалентным интерфейсом
Г. В. Климко, С. В. Сорокин, И. В. Седова, С. В. Гронин, С. В. Иванов 122

Методика экспериментального исследования термоэлектрических свойств игольчатых микрообразцов нанокомпозитов импульсным методом
С. Е. Ганго, *М. Н. Кондратьева,* С. В. Трифонов.....124

Самосветящиеся кристаллы для иммобилизации радионуклидов
Я. В. Кузнецова, М. В. Заморянская, Б. Е. Бураков.....125

Солитоны в одномерной антиферромагнитной цепочке S=1 спинов.
Ф. Е. Орленко, Е. В. Орленко, Г. Г. Зегря 126

Магнитные поля звезд с сильным истечением вещества: тестирование при помощи поляриметрии
М. Ю. Пиотрович.....128

Исследование влияния характеристик поверхности на свойства и поведение жидкости методом молекулярной динамики
Н. И. Подольская, А. И. Жмакин.....129

Фундаментальные причины выполнения пороговых условий генерации замкнутой моды в полупроводниковых Фабри-Перо лазерах
А. А. Подоскин, С. О. Слипченко, А. Ю. Лешко, Д. А. Винокуров, А. Л. Станкевич, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов.....130

Особенности модового состава излучения в полупроводниковом лазере на основе двумерного фотонного кристалла
О. И. Румянцев, Н. Ю. Гордеев 132

Кристалл-дифракционный метод исследования малых воздействий на нейтрон
Е. О. Вежлев, В. В. Федоров, В. В. Воронин, И. А. Кузнецов, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, Ю. П. Брагинец 133

Лицензия ЛР № 020593 от 07.08.97
Подписано в печать 20.10.2010. Формат 60x84/16.
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