Молодежная конференция (школа-семинар) по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-запада

29 — 30 октября 2009 года

Тезисы докладов

Санкт-Петербург, 2009 г

Организаторы семинара

Российская академия наук
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
Saint-Petersburg Chapter of Lasers and Electro-Optics Society (LEOS)

Программный комитет

Аверкиев Никита Сергеевич (ФТИ) — председатель
Варшалович Дмитрий Александрович (ФТИ)
Воробьев Леонид Евгеньевич (СПбГПУ)
Карачинский Леонид Яковлевич (ФТИ, СПб ФТНОЦ РАН)
Кучинский Владимир Ильич (СПбГЭТУ, ФТИ)
Новожилов Виктор Юрьевич (СПбГУ)
Пихтин Никита Александрович (ООО «Эльфолюм», ФТИ)
Рудь Василий Юрьевич (СПбГПУ)
Соколовский Григорий Семенович (ФТИ, IEEE LEOS)
Сурис Роберт Арнольдович (ФТИ)
Тарасенко Сергей Анатольевич (ФТИ)

Организационный комитет

Соколовский Григорий Семенович (ФТИ, LEOS), *председатель*
Азбель Александр Юльевич (КЦФЕ)
Дюделев Владислав Викторович (ФТИ)
Карачинский Леонид Яковлевич (ФТИ, СПб ФТНОЦ РАН)
Кузнецова Яна Вениаминовна (ФТИ)
Лосев Сергей Николаевич (ФТИ)
Петров Павел Вячеславович (ФТИ)
Поняев Сергей Александрович (ФТИ)

Молодежная конференция 2009 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.

Физика твёрдого тела и физика полупроводников

Сканирующая зондовая микроскопия наноразмерных структур: диагностика и литография

М. С. Дунаевский[1], А. Н. Титков

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 272-93-17, эл. почта: Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

В последнее десятилетие уделяется много внимания исследованию свойств низкоразмерных твердотельных структур с линейными размерами порядка десятков нанометров и менее. Структуры столь малых размеров обычно называются наноструктурами и могут проявлять удивительные свойства отличные от свойств объемных материалов. Важнейшую роль играют методы диагностики наноструктур. Одним из интенсивно развиваемых направлений диагностики наноструктур на сегодняшний день является сканирующая-зондовая микроскопия (СЗМ). СЗМ — это семейство экспериментальных методов изучения локальных свойств поверхности, основанных на регистрации взаимодействия твердотельного острого зонда с изучаемой поверхностью. Зонд сканирует поверхность и в зависимости от типа взаимодействия зонд-поверхность можно с нанометровым разрешением измерять: а) топографию поверхности, б) потенциал поверхности, в) твердость поверхности и другие важные свойства поверхности. Результатом измерения является двумерная карта распределения поверхностных свойств, в простейшем случае это может быть, например, трехмерная топография поверхности. Методы зондовой микроскопии обладают нанометровым разрешением, что обусловлено нанометровой остротой зонда (радиус закругления кончика СЗМ-зонда Rtip<10нм). Природа взаимодействия зонда с поверхностью может быть разной. Так например, зонд покрытый магнитным покрытием будет «чувствовать» магнитные силы, таким образом можно реализовать магнито-силовую микроскопию [1]. Зонд, покрытый проводящим покрытием будет способен детектировать электростатическое взаимодействие в режиме электро-силовой микроскопии [2]. В настоящий момент СЗМ насчитывает свыше десятка различных методов, позволяющих выполнять микроскопию различных свойств поверхности с нанометровым разрешением.

СЗМ позволяет исследовать самые разные объекты: квантовые точки и квантовые ямы, нанотрубки, нановискеры, каталитические наночастицы металлов (Ni, Co, Pt, Pd и др.), моноатомные ступени, атомы и атомарные кластеры, сегнетоэлектрические и магнитные домены, ДНК, полимеры и тонкие органические пленки, вирусы и другие биологические объекты. Как правило, СЗМ применяется для исследования объектов,

лежащих на поверхности. Однако, существуют определенные подходы, которые позволяют как бы »заглянуть в объем» и получить информацию о наноструктурах закрытых покровными слоями. В докладе будут рассмотрены три подхода:

1) скалывание образцов с заращенными наноструктурами с последующей СЗМ-визуализацией,
2) стравливание покровных слоев с получением доступа к наноструктурам,
3) зарядка наноструктур с последующей визуализацией дальнодействующего кулоновского потенциала.

Сканирующая-зондовая микроскопия также предоставляет возможность для нанолитографии — локальной модификации поверхности под зондом, то есть также является методом создания наноструктур. Будут рассмотрены следующие виды СЗМ-нанолитографии:

а) Локальное анодное окисление под СЗМ-зондом,
б) Гравировка (процарапывание) поверхности мягкого материала СЗМ-зондом,
в) Перенос материала с СЗМ-зонда на поверхность и наоборот материала с поверхности на зонд.

Также будет рассмотрена зарядовая СЗМ-нанолитография — создание СЗМ-зондом в тонкой диэлектрической пленке локальных заряженных участков. Основное преимущество СЗМ-нанолитографии заключается в возможности формировать СЗМ-зондом тонкий литографический рисунок на поверхности с шириной линий 10 нм. Характерная ширина литографических линий связана с радиусом закругления кончика СЗМ-зонда, который может составлять 10 нм и менее. Это положительным образом отличает СЗМ-литографию от методов оптической литографии, где минимальный формируемый рисунок определяется дифракционным пределом, связанным с длиной волны используемого света. Основным недостатком СЗМ-литографии является относительно низкая скорость формирования рисунка.

Литература

1. Y. Martin, H. K. Wickramasinghe, Appl. Phys. Lett. , 50, 1455, (1987)
2. Y. Martin, D. W. Abraham, H. K. Wickramasinghe, Appl. Phys. Lett. , 52, 1103, (1988).

Диагностика полупроводниковых газочувствительных наноструктурированных композитов с многоуровневой системой пор методами атомно-силовой микроскопии и тепловой десорбции

И. Е. Грачева

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 234-30-16, (812) 234-31-64, эл. почта: iegrachova@mail.ru

В последние годы широкое применение в нанотехнологии находят золь-гель процессы, не являющиеся термодинамически равновесными. Продуктами золь-гель технологии в микроэлектронике, как правило, являются слои, к которым предъявляются требования гладкости, сплошности и однородности по составу. Для газочувствительных сенсоров нового поколения больший интерес представляют технологические приемы получения пористых нанокомпозитных слоев с управляемыми и воспроизводимыми размерами пор. В работе представлены результаты исследований атомно-силовой микроскопии процессов формирования и эволюции полупроводниковых фрактальных объектов на основе металлооксидов, полученных золь-гель методом, особенно на этапе перехода фрактальных агрегатов в лабиринтные и сетчатые структуры (нанокомпозиты анализировались на зондовой нанолаборатории Ntegra Terma, NT-MDT, г. Зеленоград) [1]. Достоинствами атомно-силовой микроскопии являются возможность прямого наблюдения фрактальных структур и в отличие от косвенного метода малоуглового рассеяния рентгеновских лучей проведения анализа не только порошков ксерогеля, но и пленочных структур. Впервые экспериментально определены несколько различных этапов эволюции фрактально агрегированных систем на основе диоксидов олова и кремния: одновременного протекание диффузионно-лимитируемой и кластерно-кластерной агрегации; формирование сферических форм; развитие лабиринтных структур; образование перколяционных сетчатых структур. В режиме фазового контраста в «tapping mode» удалось зафиксировать тот факт, что проводящие ветви исследуемых перколяционных структур состоят из системы открытых мезопор размером порядка 10 нм. Проведен расчет площади поверхности нанокомпозитов двумя способами: методом количественного анализа атомно-силовых изображений с помощью специально созданного программного продукта в среде LabVIEW и методом Брунауэра — Эммета — Теллера (БЭТ) по тепловой десорбции азота на приборе серии СОРБИ (модификация СОРБИ N. 4.1, ЗАО «МЕТА», г. Новосибирск). Количественные расчеты атомно-силовых изображений были сопоставлены с экспериментальными данными по исследованию удельной поверхности наноструктур методом БЭТ. Обнаружено, что значения площади поверхности нанообъектов по результатам обработки атомно-силовых изображений, в 100-1000 раз меньше величины площади, вычисленной по данным метода тепловой десорбции. Это свидетельствует о факте существования системы пор размером менее 2 нм, вносящих основной вклад в развитость поверхности. С учетом результатов атомно-

силовой микроскопии и сорбометрии была предложена иерархическая модель образования наноструктурированных слоев в золь-гель процессах. Для структур с перколяционным строением были выявлены новые эффекты [2], наблюдающиеся при экспонировании в атмосфере восстанавливающих газов пористых наноструктур на основе металлооксидов, которые могут быть положены в основу новой методики диагностики однородности перколяционных ветвей сетчатых нанообъектов. Диагностика на основе таких новых эффектов наиболее перспективна для анализа трехмерных наноструктур, которые представляют интерес в виду того, что на их основе могут быть созданы сенсоры нового поколения, селективно определяющие состав газовой среды [3]. Из предложенной модели газочувствительных структур с иерархией пор следует, что увеличение чувствительности сетчатых полупроводниковых сенсорных слоев может быть реализовано путем создания в зернах системы наноразмерных пор высокой плотности распределения, обеспечивающей эффективную модуляцию процессов токопротекания в перколяционных сетчатых структурах. Это было реализовано с помощью целенаправленного введения оксида индия в систему на основе диоксидов олова и кремния.

Литература

1. Gracheva I. E. , Spivak Y. M. , MoshnikovV. A. AFM techniques for nanostructures materials used in optoelectronic and gas sensors // Eurocon-2009. International IEEE Conference, May 18-23, 2009. — Saint-Petersburg, Russia, 2009. — P. 1250-1253.
2. Автоматизированная установка для измерения газочувствительности сенсоров на основе полупроводниковых нанокомпозитов // И. Е. Грачева, А. И. Максимов, В. А. Мошников, М. Е. Плех // Приборы и техника эксперимента. — 2008. — № 3. — С. 143-146.
3. Грачева И. Е. , Мошников В. А. Возмущающее электрическое воздействие с переменной частотой как новая перспектива для увеличения чувствительности и селективности в системах типа «электронный нос» // Известия Российского государственного педагогического университета *им. А. И. Герцена.* Естественные и точные науки. Физика. — 2009. — № 11 (79). — С. 100-107.

Моделирование диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа на основе обобщенной решеточной модели

М. А. Захаров

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого,
Великий Новгород, Россия

тел: (8162) 62-75-52, эл. почта: ma_zakharov@list.ru

Предложен метод расчета диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа при наличии растворимости компонентов в твердом состоянии, основанный на применении обобщенной решеточной модели [1], учитывающей различия в атомных размерах компонентов, образующих раствор. Разработан метод, позволяющий сводить расчет диаграмм состояния бинарных систем с промежуточными

фазами при отсутствии диссоциации химических соединений к самосогласованному расчету цепочки диаграмм состояния отдельных подсистем с помощью универсальных нелинейных преобразований концентрационных переменных [2]. При этом химические соединения, образующиеся в растворе, рассматриваются как самостоятельные "молекулярные" компоненты системы. Проведено сравнение с рядом диаграмм состояния реальных бинарных растворов эвтектического типа.

Литература

1. Е. Л. Корзун, С. В. Терехов, ЖФХ 61, 1186 (1987).
2. М. А. Захаров, ФТТ 49, 2204 (2007).

Исследование особенностей процесса роста фотонно-кристаллических структур на основе опаловых матриц методом брэгговского отражения

И. В. Годунова, *М. В. Яников*

Псковский государственный педагогический университет им. С. М. Кирова, Псков, Россия

тел: (8112) 75-23-18, эл. почта: losthighway@mail.ru

В последние десятилетия в центре внимания многих исследователей находятся фотонные кристаллы (ФК), обладающие системой фотонных энергетических зон, в которых запрещено существование электромагнитного (ЭМ) излучения с длинами волн, соизмеримыми с периодом структуры [1-3].

В роли ФК могут выступать благородные опалы, упорядоченная структура которых образована плотно упакованными сферами с диаметрами порядка длины волны видимого света. Эта структура способна играть роль трехмерной дифракционной решётки для ЭМ излучения данной области спектра. Вследствие брэгговской дифракции на этой решетке свет с определёнными длинами волн не проникает в опал, что проявляется в виде максимумов в спектрах отражения $\mathrm{R}(\lambda)$ и коррелирующих с ними минимумов в спектрах оптического пропускания $T(\lambda)$ образцов. Их положение для не слишком больших углов падения θ описывается уравнением $\lambda^2=4a^2n^2-4a^2\sin^2\theta$. При этом введены следующие обозначения: $a=0{,}816D$ — межплоскостное расстояние для плоскостей (111) гранецентрированной кубической (ГЦК) структуры опала, D– диаметр сфер, n — эффективный показатель преломления исследуемого ФК.

Нами были исследованы брэгговские спектры отражения $\mathrm{R}(\lambda)$ нижней и верхней граней массивного образца синтетического опала достаточно большой толщины (≈ 10мм). Для проведения эксперимента использовалась установка, созданная на базе монохроматора от спектрофотометра СФ-4 [4, 5]. Угол падения θ изменялся в интервале 10-35 угловых градусов.

Произведенная последующая оценка размеров глобул отдельно для нижней и верхней граней образца позволяет зафиксировать разницу в диаметре сфер порядка 10 нм. Данный факт может быть объяснён тем, что рост ГЦК решетки опала в процессе самоорганизации приводит к образованию в нижних слоях образца сфер большего диаметра, чем в верхних слоях, и при достаточно большом количестве слоев указанный эффект может быть заметно выражен.

Авторы признательны профессору М. И. Самойловичу (ЦНИТИ «Техномаш», г. Москва) за предоставление образцов для исследования.

Работа поддержана целевой программой «Развитие научного потенциала высшей школы» Федерального агентства образования Российской Федерации.

Литература

1. В. П. Быков, ЖЭТФ 62, 505 (1972).
2. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987).
3. S. John, Phys. Rev. Lett. 58, 2486 (1987).
4. А. Е. Лукин и др., Сб. Физика в школе и вузе. В. 4, 113 (2006).
5. А. Е. Лукин и др., Труды Псковского политехнического института, № 10.1, Псков: ППИ, 2006, С. 20.

Влияние туннелирования на термоэлектрическую эффективность наноструктурированных полупроводниковых материалов

Д. А. Пшенай-Северин[1], Л. П. Булат[2]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 515-91-77, эл. почта: d.pshenay@mail.ru

[2] Санкт-Петербургский государственный университет низкотемпературных и пищевых технологий, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 575-62-44, эл. почта: bulat@gunipt.spb.ru

Термоэлектрическое преобразование энергии широко применяется для охлаждения и для генерации электроэнергии. Термоэлектрические генераторы могут найти применение в связи с возросшим в последнее время вниманием к экологическим проблемам, в частности, для утилизации бросового тепла. Все это требует поиска новых материалов для повышения эффективности термоэлектрического преобразования.

Наряду с использованием квантоворазмерных эффектов для повышения термоэлектрической эффективности в материалах, содержащих квантовые ямы и квантовые точки [1, 2], в последнее время большое внимание исследователей привлекла возможность получения наноструктурированных объемных полупроводниковых материалов с размерами наночастиц порядка 10-20 нм[3]. Технология изготовления таких материалов подразумевает измельчение исходного вещества в шаровых мельницах до получения порошка из наночастиц и последующее горячее прессование. В отличие от структур с квантовыми ямами эта технология является намного более дешевой.

Вместе с тем механизмы повышения термоэлектрической эффективности в наноструктурированных материалах окончательно не установлены. Предполагается, что в таких структурах важную роль может играть туннелирование электронов между наночастицами, а также рассеяние фононов.

В настоящей работе проводится расчет и оценка кинетических коэффициентов наноструктурированного материала в предположении, что основную роль в переносе играет туннелирование электронов между наночастицами. Проведены расчеты кинетических коэффициентов туннельного контакта в линейном приближении. Оценки для материалов на основе Bi^2Te^3 показали, что термоэдс контакта может быть достаточно высокой (порядка 300 мкВ/К при разумных значениях энергетической высоты барьера 0.8эВ [4] и величины туннельного зазора 1-3нм). Расчет кинетических коэффициентов контакта двух наночастиц был проведен с учетом различия температур электронов и фононов в предельном случае, когда туннельный барьер блокирует фононный транспорт. Оценка термоэлектрической эффективности наноструктурированных материалов на основе Bi^2Te^3 показала, что в них безразмерная термоэлектрическая добротность может достигать значений порядка 3-3.5 при комнатной температуре.

Литература

1. M. S. Dresselhaus et. al. Adv. Mater. 19, 1043(2007).
2. T. C. Harman et. al. Science 297, 2229(2002).
3. B. Poudel et. al. Science 320, 634(2008).
4. Hishinuma Y. , Moyzhes B. Y. et. al. Appl. Phys. Lett. 78, 2572(2001).

Долгоживущие гиперзвуковые моды в трехмерных гиперзвуковых фотонно-фононных кристаллах на основе синтетических опалов

А. С. Саласюк[1], А. В. Щербаков[1], А. В. Акимов[1], С. Ф. Каплан[1], С. А. Грудинкин[1], А. Б. Певцов[1], В. Г. Голубев[1], Д. Р. Яковлев[1,2], T. Berstermann[2] и M. Bayer[2]

[1] ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-7174, факс: (812) 297-1017, эл. почта: salasyuk@mail.ioffe.ru

[2] Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany

тел: 0231 755-35-32,факс: 0231 755-36-74, эл. почта: manfred.bayer@tu-dortmund.de

В работе представлены результаты исследований гиперзвуковых колебаний в трехмерных фотонно-фононных кристаллах на основе пленок синтетических опалов. В таких системах существует одновременно периодическая модуляция диэлектрической проницаемости и периодическая модуляция акустического импеданса на масштабе порядка длины волны света. В результате модуляции акустического импеданса в колебательном спектре фононных кристаллов появляются запрещенные зоны. Это значит, что в идеальном кристалле распространение упругих колебаний с частотой, лежащей внутри запрещенной зоны, будет полностью подавлено.

В реальной структуре должно наблюдаться увеличение времени жизни локализованных упругих колебаний, частоты которых попадают внутрь фононной запрещенной зоны. Наименее изученными в настоящее время являются трехмерные фононные кристаллы, в которых запрещенная фононная зона лежит в гига-, терагерцовой (10^9-10^{12} Гц) областях частот. Поиску долгоживущих упругих мод в таких кристаллах посвящена данная работа.

В качестве исследуемых структур были выбраны плёночные синтетические опалы — плотноупакованные в гранецентрированную кубическую решетку сферы аморфного оксида кремния (a-SiO_2) диаметром 350 нм, осаждённые на кварцевую подложку. Исследовались опалы с различным количеством монослоёв (3-10) и различной степенью спекания (взаимного проникновения сфер a-SiO_2 друг в друга). Колебания составляющих опал сфер возбуждались с помощью гиперзвукового оптоакустического преобразователя — алюминиевой плёнки толщиной 100 нм, нанесённой на поверхность образца. Пленка освещалась мощными лазерными импульсами длительностью ~100 фс и плотностью энергии до 2 мДж/см$^{2.}$ В результате быстрого термического расширения алюминиевой пленки в образец впрыскивался импульс деформации — когерентный волновой пакет акустических колебаний с частотой до 10^{11} Гц. Возбужденные таким образом колебания кристалла детектировались с высоким временным разрешением по модуляции интенсивности отраженного от образца пробирующего лазерного импульса, синхронизированного с импульсом возбуждения («pump-probe» метод). Принцип детектирования колебаний основан на модуляции фотонно-кристаллических свойств опала и соответствующей модуляции коэффициента отражения для света с длиной волны, лежащей в пределах фотонной стоп-зоны [1].

Фурье-анализ полученных сигналов показал, что спектр акустических колебаний, в котором присутствуют как долгоживущие, так и быстрозатухающие колебательные моды, зависит от структурных параметров исследуемых образцов. Быстрозатухающая мода с частотой 11 ГГц проявляется во всех измеренных сигналах и может быть связана с лэмбовскими колебаниями одиночных сфер [1, 2]. Долгоживущая (~1 нс) мода с частотой 7.5 ГГц обнаружена лишь в колебательных спектрах образцов с высоким структурным совершенством и низкой степенью спекания. Колебания с частотой 7.5 ГГц могут быть связаны с поверхностной или иной локализованной модой, частота которой лежит в пределах фононной запрещенной зоны. Такая интерпретация полученных результатов основана на сопоставление экспериментальных данных с расчетами фононной зонной структуры реальных опалов (с учетом границ и конечного количества монослоев) [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, ФАНИ, РАН и DFG.

Литература

1. A. V. Akimov et al. , Phys. Rev. Lett. 101, 033902 (2008).
2. Y. Tanaka et al. , J. Phys. : Conf. Series 92, 012107 (2007).

Влияние размерной неоднородности ансамбля квантовых точек на форму плотности оптических переходов

В. В. Николаев, Н. С. Аверкиев

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

эл. почта: valentin.nikolaev@mail.ioffe.ru

Мы предлагаем новый тип нормализованных функций распределения, который может быть использован для моделирования плотности оптических переходов, спектров поглощения и дифференциального поглощения структур, содержащих массивы квантовых точек. Новый метод соединяет простоту стандартного подхода, использующего функции Гаусса, с более полным описанием влияния размерной неоднородности на оптические свойства ансамблей квантовых точек.

В настоящее время, неустранимым свойством массивов квантовых точек (КТ) созданных методами самоорганизации, является разброс размеров КТ внутри ансамбля. Размерная дисперсия приводит к существенному неоднородному уширению дискретных линий оптических переходов КТ [1,2].

Для описания данного явления наиболее часто применяется метод, предложенный Асряном и Сурисом [2]. В случае, если распределение квантовых точек по размеру хара энергии n -ного оптического перехода от характерного размера точки w можно линеаризовать в окрестности среднего размера точек, то энергетическая плотность n -ных оптических переходов $g_n(\hbar\omega)$ будет пропорциональна $g_n(\hbar\omega) \propto \rho(x)/\delta\varepsilon_n$, где $\hbar\omega$ - энергия фотона, $\rho(x) = \exp\left(-x^2/2\right)/\sqrt{2\pi}$ — функция Гаусса, $x = (\hbar\omega - \overline{E}_n)/\delta\varepsilon_n$ - относительная энергия фотона, $\overline{E}_n$ — энергия перехода в КТ среднего размера и $\delta\varepsilon_n$ - параметр неоднородного уширения [2]. В связи с тем, что функции $f_n(w)$ в большинстве случаев не известны, при моделировании оптических спектров КТ величины $\overline{E}_n$ и $\delta\varepsilon_n$ обычно рассматриваются как подгоночные параметры. В этом случае данный метод не позволяет оценить размерную дисперсию КТ в структуре, кроме того, в некоторых экспериментах наблюдается отклонение оптических пиков КТ от симметричной Гауссовой формы.

Для описания зависимости энергий оптических переходов КТ от размера мы предлагаем использовать функции вида $f_n(w) = A_n / w^{\gamma} + \tilde{E}_g$. В этом случае вместо Гауссового распределения, мы получаем асимметричное нормированное распределение следующего вида:

$$\rho_{\gamma,\xi}(x) = \frac{\Omega_{\gamma,\xi}^{\gamma+1}(x)}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\Omega_{\gamma,\xi}(x)-1}{\xi}\right)^2\right),$$

для $x > -1/(\gamma\xi)$ и $\rho_{\gamma,\xi}(x) = 0$ для $x \le -1/(\gamma\xi)$, $\Omega_{\gamma,\xi}(x) = 1/(1+\gamma\xi x)^{1/\gamma}$. Дополнительный параметр $\xi = \delta w / \overline{w}$, равный отношению среднеквадратичного отклонения размеров КТ к среднему значению размера, численно характеризует размерную дисперсию. Новый метод был применен для моделирования экспериментальных спектров дифференциального поглощения слоев КТ, полученных в работе [3], что позволило получить большее согласие теории и эксперимента, чем использование функций Гаусса.

Литература

1. W. -Y. Wu et al. , Appl. Phys. Lett. 51, 710 (1987).
2. L. V. Asryan and R. A. Suris, Semicond. Sci. Technol. 11, 554 (1996).
3. М. М. Соболев и др., ФТП 43, 512 (2009).

Нелинейные эффекты при росте полупроводниковых нитевидных нанокристаллов

М. А. Тимофеева

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел. (812) 699-40-09 эл. почта: timofeeva_m@list.ru

Нитевидные нанокристаллы обладают рядом уникальных физических свойств, что открывает обширные перспективы для их применения в наноэлектронике и нанофотонике.

В настоящей работе, проведено исследование кинетической модели роста ННК по механизму «пар-жидкость-кристалл» с учетом линейных и квадратичных вкладов по длине ННК L [1]. Было получено нелинейное уравнения для скорости роста ННК в стационарном режиме:

$$\frac{dL}{dH} = \frac{a_0 + a_1 L + a_2 L^2}{1 + \chi\delta L} \qquad (1)$$

здесь H-Vt — эффективная толщина осаждения, V- скорость осаждения, t- время роста. В работе проведен теоретический анализ формулы (1) и коэффициентов a_0, a_1, a_2, χ, δ в результате которого было выделено шесть возможных режимов роста ННК:

- режим неограниченного роста;
- режим полуограниченного роста (в этом случае короткие ННК, с $L_0 < L_r$ достигают предельной длины L_a и прекращают рост, а достаточно длинные ННК с начальной длиной $L_0 > L_r$ растут неограниченно);
- режим ограниченного роста под всеми каплями образуются ННК длиной L_a;
- режим продолжающегося роста короткие ННК $L_0 < L_r$ с исчезают, а длинные ННК с $L_0 > L_r$ растут неограниченно;

- режим усредняющего роста (короткие ННК с $L_0 < L_r$ исчезают, а ННК с $L_0 > L_r$ асимптотически стремятся к L_a);
- режим исчезновения ННК, при котором роста под каплями не происходит, а имеющиеся на поверхности ННК распадаются;

Одним из наиболее важных результатов, полученных в представленной работе, является обоснование возможности выращивания «затравочных» ННК определенной длины, что в некоторых случаях позволяет осуществлять их дальнейший рост, при условиях, в которых рост из капель невозможен [1]. Количественное сравнение результатов теории с экспериментом позволяет определить значение диффузионной длины и пересыщения в капле.

Литература:

1. В. Г. Дубровский, Н. В. Сибирёв, М. А. Тимофеева. ФТП в.43, с.1267 (2009)

Элементное картирование поверхности методом рентгенофлуоресцентного микроанализа

А. С. Бахвалов[1], *Е. В. Чижова*[2]

[1]Институт аналитического приборостроения РАН, ЗАО "Научные приборы", Санкт-Петербург, Россия

тел:8 (911) 730-02-46, эл. почта: atg2001@inbox.ru

[2]Институт аналитического приборостроения РАН, ЗАО "Научные приборы", Санкт-Петербург, Россия

тел:8 (904) 557-13-50, эл. почта: ev_chizhova@mail.ru

Элементное картирование поверхности представляет собой один из современных способов исследования объектов [1]. Метод позволяет визуализировать распределение химических элементов по поверхности объекта с неравномерным составом, а так же дает возможность исследования влияния состава на свойства твердой поверхности. В основе элементного картирования поверхности лежит принцип рентгеновской флуоресценции. Метод рентгенофлуоресцентного анализа положен в основу одной из последних разработок ЗАО «Научные приборы » — рентгеновского аналитического микроскопа РАМ-30μ. Фокусировка излучения рентгеновской трубки прибора осуществляется поликапиллярной рентгеновской линзой. Размеры фокусного пятна линзы, определяющего величину области анализа, варьируются в широких пределах и зависят от пространственного разрешения линзы.

РАМ-30μ

- Прибор сочетает в себе аналитические возможности рентгеновской флуоресценции, проникающую способность рентгеновских лучей и увеличивающие возможности микроскопа.

- В режиме элементного микроанализа проводится качественный, количественный и полуколичественный анализ в диапазоне от натрия до урана.
- Возможно проведение автоматического анализа в выбранных оператором точках объекта. Выбор точек проводится по оптическому изображению, по картам распределения элементов или по рентгенографическому изображению.
- Встроенный детектор рентенографических изображений позволяет одновременно проводить анализ как поверхностной, так и внутренней структуры образца.
- Анализ на наличие легких элементов возможен благодаря системе вакуумирования измерительной камеры.
- Максимальная площадь сканируемой поверхности составляет 150×150 мм.

Применение метода

Микроанализатор РАМ-30μ может быть использован в лабораториях НИИ и промышленных предприятий, в области материаловедения, в электронной промышленности, минералогии, производстве элементов микроэлектроники, в медицине, фармакологии, экологии, археологии [2]. Прибор позволяет исследовать также микрообъекты в таких областях как ювелирная промышленность (исследование природных включений), микроэлектроника (анализ микросхем, исследование влияния поверхности на работу полупроводниковых приборов), криминалистика (анализ микрообъектов криминалистической экспертизы).

Литература

1. B. Scruggs, M. Haschke, L. Herczeg, J. Nicolosi. XRF mapping: new tools for distribution analysis. // Advances in X-ray Analysis. 2000. V 42. P. 19-25.
2. K. Sugihara, M. Satoh, Y. Hayakawa, A. Saito, T. Sasaki. Applications of Micro XRF for the Analysis of Traditional Japanese "Ainu" Glass Beads and other Artifacts. // Advances in X-ray Analysis. 2000. V 42. P. 161-170.

Квантование сверхтока и андреевское отражение в кремниевых наноструктурах

А. А. Кудрявцев, Н. Т. Баграев, Л. Е. Клячкин, А. М. Маляренко, Г. А. Оганесян, Д. С. Полоскин

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

тел: (812) 292-73-15, эл. почта: impurity.dipole@mail.ioffe.ru

Туннельная спектроскопия используется для изучения транспорта дырок в сандвич-наноструктуре типа сверхпроводник — сверхузкая самоупорядоченная кремниевая квантовая яма (СККЯ) p-типа — сверхпроводник на поверхности Si (100) n-типа, в которой ширина квантовой ямы меньше длины когерентности и фермиевской длины волны [1, 2, 3]. Туннельные ВАХ высокого разрешения демонстрируют квантование сверхтока, характеристики которого определяются позициями уровней размерного квантования дырок в СККЯ [1, 3]. Причем корреляция в туннелировании одиночных

дырок и куперовских пар проявляется в идентичности осцилляций ВАХ сверхтока при T<Tc и осцилляций ВАХ проводимости при T>Tc [2, 3]. Кроме эффекта Джозефсона, прямая и обратная ВАХ впервые идентифицируют процессы многократного андреевского отражения двумерных дырок в СККЯ, которые ответственны за микроскопический механизм, ответственный за сверхпроводящий эффект близости [1]. Исследование проводимости двумерных дырок в плоскости СККЯ свидетельствует о наличии когерентного туннелирования в условиях спинозависимого многократного андреевского отражения между ограничивающими ее сверхпроводящими δ — барьерами [3, 4].

Литература

1. A. A. Kudryavtsev et al. , Physica C, 468, 840 (2008).
2. A. A. Kudryavtsev et al. , In «Charge transfer and vibronic states in ionic-covalent systems. Subtitle: Theory, experiment and applications», ed by V. S. Vikhnin and G. K. Liu; Springer / Tsinghua University Press; the Springer Series of Topics in applied Physics or Solid State Sciences, pp 121-154 (2009).
3. А. А. Кудрявцев и др., ФТП, том 43, выпуск 11, (2009)
4. A. A. Kudryavtsev et al. , JINR (accepted)

Сверхпроводящие свойства кремниевых наноструктур

А. А. Кудрявцев, Н. Т. Баграев, Л. Е. Клячкин, А. М. Маляренко

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

тел: (812) 292-73-15, эл. почта: impurity.dipole@mail.ioffe.ru

Сверхпроводящие свойства кремниевых сандвич-наноструктур на поверхности Si (100) n-типа, которые представляют собой сверхузкие кремниевые квантовые ямы p-типа, ограниченные δ — барьерами, сильнолегированными бором, проявляются в измерениях температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, термо-эдс, теплоемкости и статической магнитной восприимчивости [1, 2, 3]. Данные исследований циклотронного резонанса, сканирующей туннельной микроскопии и ЭПР идентифицируют наличие в наноструктурированных δ — барьерах одиночных тригональных дипольных центров бора, B(+)-B(-), с отрицательной корреляционной энергией, которые сформированы вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, 2B(0) => B(+) + B(-) [1, 3]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что эти центры с отрицательной корреляционной энергией ответственны за перенос дырочных биполяронов малого радиуса, который, по-видимому, лежит в основе механизма высокотемпературной сверхпроводимости, Tc=145K [1, 3]. Причем значение величины сверхпроводящей щели, 0.044 эВ, определенное с помощью измерений критической температуры при использовании вышеуказанных методик, практически идентично данным локальной туннельной спектроскопии и прямой регистрации туннельных ВАХ [3, 4, 5]. Квантование характеристик сверхпроводимости кремниевых сандвич-нано-

структур проявляется в температурных и полевых зависимостях теплоемкости и статической магнитной восприимчивости, которые демонстрируют осцилляции второго критического поля и критической температуры, возникающие вследствие квантования сверхтока [1].

Литература

1. A. A. Kudryavtsev et al. , In «Charge transfer and vibronic states in ionic-covalent systems. Subtitle: Theory, experiment and applications», ed by V. S. Vikhnin and G. K. Liu; Springer / Tsinghua University Press; the Springer Series of Topics in applied Physics or Solid State Sciences, pp 121-154 (2009).
2. A. A. Kudryavtsev et al. , AIP, p. 551 (2009).
3. А. А. Кудрявцев и др., ФТП, т. 43, выпуск 11, (2009)
4. A. A. Kudryavtsev et al. , Physica B (accepted), doi:10.1016/j. physb. 2009.08.248
5. A. A. Kudryavtsev et al. , Physica B (accepted), doi:10.1016/j. physb. 2009.08.247

Лазерная спектроскопия полупроводниковых наноструктур, функционализированных раковыми клетками MDA-MB-435, для нанобиометрических применений и ранней диагностики социально значимых болезней

Ф. Б. Байрамов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, С. -Петербург, Россия

тел: (812) 297-72-40, эл. почта: bairamov@mail.ioffe.ru

Выполнены фундаментальные исследования неупругого рассеяния света, нового класса нанобиоматериалов — полупроводниковых квантовых точек (CdS, CdSe/ZnS), функционализированных с биомедицинскими материалами (на примере раковых клеток MDA-MB-435), а также микрокристаллов белков (лизоцима, RecA, спинномозговой жидкости и др.). Показано, что заманчивые перспективы создания такого класса функционализированных нанобиоматериалов, в которых достигается согласование и объединение индивидуальных свойств каждой из составляющих — полупроводниковых квантовых точек (и биомедицинских материалов, в целостной структуре, представляет значительный интерес, для исследования, ранее не изученных, фундаментальных свойств таких интегрированных систем. Установлено, что селективная функционализация полупроводниковых квантовых точек с биомакромолекулами эффективно осуществляется с помощью пептидов, построенных из последовательности аминокислот CGGGRGDS, CGGGRVDS, CGGIKVAV и CGGGLDV. При этом чередование последовательности концевых аминокислот в каждом индивидуальном пептиде RGDS, RVDS, IKAV, и LDV сконструировано таким образом, что они содержат последовательности, соответственно, обладающие (RGDS) и не обладающие (RVDS) сродством к специфическим трансмембранным клеточным структурам — интегринам $\alpha\nu\beta3$ раковых клеток MDA-MB-435. Выявлена роль размерного квантования наночастиц

и функционализации с биомедиинскими окружением в определении оптических свойств таких наноструктур. Получена информация о молекулярных механизмах взаимодействия и высокоизбирательного связывания неорганических наночастиц со специфическими биомолекулами, представляющая интерес для молекулярной биофизики и для новых высокотехнологичных применений в нанобиотехнологии. Показано, что на основе полученных результатов исследований могут быть разработаны высокоэффективные методики ранней диагностики социально значимых заболеваний на молекулярном уровне, бионаномаркеры и наносредства для целенаправленной доставки и точной локализации лекарственных препаратов к пораженным клеткам-мишеням.

Работа поддержана грантами РФФИ (№.06-02-16304) и Президиума Российской Академии Наук «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» (№27, 2009).

Литература

1. «Structural Properties and Dynamics of Low-Energy Collective Excitations of Water and lysozime» F Bayramov, et al. , Phys. Stat. Sol. (c), 1, 3134-3137, (2004).
2. «Selective Functionalization of semiconductor Quantum Dots with Biomedical structures», F. B. Bayramov et al. , Molecular Genetics, Biophysics, and Medicine Today, Bresler Memorial Lectures, St. Petersburg, Petersburg Institute of Nuclear Physics, 2007, p. 405-414.
3. «Inelastic Laser Light Scattering Spectroscopy and Functionalization of Semiconductor Quantum Dots With Peptides and Integrins of Cancer Cells for Biophotonic Applications". F. B. Bayramov, et al. , Journal of Physics: Conference Series, 93, 012046 (2007).
4. «Selective Functionalization of Semiconductor Quantum Dots With Short Peptides and Integrins of Cancer Cells for Biophotonic Applications», F. B. Bayramov, et al. , Physics, Chemistry, and Applications of Nanostructures. World Scientific, Singapore, 2007. p. 511-515.
5. «Semiconductors and Biomedical Structures for Nanobiometric Applications», F. B. Bayramov, et al. , Proceedings International Federation for Medical and Biological Engineering, 2008, Springer, NY, 20, 594-597.
6. «Селективная функционализация полупроводниковых квантовых точек с биомедицинскими структурами для нанобиометрических применений», Ф. Б. Байрамов и др., Международный форум по нанотехнологиям Rusnanotech 08, Сборник тезисов докладов нанотехнологических секций, Роснано, Москва, 2008, 217-218.
7. «Самоорганизованный рост и лазерная спектроскопия неупругого рассеяния света микрокристаллов белка RecA из E. Coli», Ф. Б. Байрамов, Препринт ПИЯФ, 30, 2009, с. 31-56.

Сравнительный анализ механизмов эмиссии носителей из In(Ga)As квантовых точек

Е. С. Шаталина[1], А. С. Паюсов[1], М. В. Максимов[1], А. М. Надточий[2], С. А. Блохин[2]

[1]АФТУ РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 297-31-82, эл. почта: Shatalina@mail.ioffe.ru

[2]Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, Санкт-Петербург, Россия

Самоорганизующиеся квантовые точки (КТ) чрезвычайно перспективны для создания нового поколения лазеров и других оптоэлектронных приборов. Для оптимизации их характеристик необходимы исследования спектра энергетических состояний, а также особенностей кинетики носителей в массиве КТ. Цель данной работы состояла в анализе механизмов эмиссии носителей в зависимости от структурно-оптических параметров КТ с помощью спектроскопии фототока.

Обнаружено, что для InAs/InGaAs КТ в матрице GaAs уменьшение температуры приводит не только к коротковолновому сдвигу спектров поглощения, но и к последовательному исчезновению вклада в фототок от основного состояния и от возбужденных состояний при температуре до T_o=100К. Приложение обратного смещения (более 3В) приводит к появлению в низкотемпературном спектре фототока пиков, соответствующих энергетическим состояниям в КТ. Такое поведение коррелирует с результатами для InAs КТ в матрице GaAs [1] и может трактоваться следующим образом: при нулевом смещении основным механизмом эмиссии носителей является термическая активация и понижение температуры ниже T_o приводит к подавлению термического выброса носителей из КТ, в тоже время приложение внешнего электрического поля ведет к активизации другого механизма эмиссии носителей — тунеллирования через потенциальный барьер. В случае InAs/InGaAs КТ в матрице AlGaAs, обладающих большей энергией локализации носителей в КТ, характерная температура T_o достигает 150К, тогда как для InGaAs КТ в матрице GaAs, обладающих меньшей энергией локализации экситона, температура T_o падает до 70К.

Принципиально иное поведение было выявлено в случае вертикально-связанных InGaAs КТ в матрице GaAs: существенный вклад КТ в фототок сохраняется даже при низких температурах (вплоть до 20К). С одной стороны, приложение обратного смещения не приводит к заметному изменению формы спектра (как при 20К, так и при 300К). С другой стороны, при приложении к исследуемой структуре прямого смещения более ~0.7В, сигнал от КТ практически полностью пропадает (как при 300К, так и при 20К). Полученные результаты позволяют заключить, что вклад термической активации в фототок несущественен даже при комнатной температуре, а тунеллирование является доминирующим механизмом эмиссии носителей из КТ. Согласно работе [2], можно предположить, что электронное связывание КТ при вертикальном складировании, возникающее при толщинах спейсерного слоя порядка

высоты КТ, ведет к образованию минизон, которые обеспечивают эффективное туннелирование и разделение фотогенерированных носителей в массиве связанных КТ.

Выявлено, что δ-легирование примесью p-типа несвязанных InAs/InGaAs КТ в матрице GaAs кардинально изменяет эволюцию спектров фототока с температурой: вклад КТ в фототок сохраняется во всем диапазоне температур, что позволяет сделать вывод о преобладании туннеллирования над остальными механизмами эмиссии носителей из КТ. Причина такого поведения подлежит дальнейшему исследованию.

В работе были получены спектры фототока для разного типа КТ в широком диапазоне температур и при приложении прямого/обратного смещения. Проведенные исследования позволили идентифицировать механизмы эмиссии носителей из КТ и продемонстрировать эффект электронного связывания КТ.

Работа была поддержана СПБНЦ РАН и программой фундаментальных исследований Президиума РАН.

Литература

1. P. W. Fry et. al. , Phys. Rev. B 62, 16 784 (2000).
2. N. N. Ledentsov et. al. , Phys. Rev. B 54, 8743 (1996).

Формирование и свойства наночастиц аморфного кремния, получаемых методом лазерного электродиспергирования

А. В. Кукин, С. А. Гуревич, В. М. Кожевин, Д. А. Явсин, Е. И. Теруков, В. Ю. Давыдов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 297-2245, эл. почта: post@mail.ioffe.ru

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 SiNx, SiOx, 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 настоящей работе, впервые с использованием метода лазерного элекродиспергировпния получены такие пленки и представлены экспериментальные данные по ряду их свойств.

При получении пленок методом лазерного электродиспергирования были получены пленки с размером нанокластеров ~2 нм, о чем свидетельствуют результаты полученные с помощью просвечивающее микроскопии. В тоже время кремний остается в аморфном состоянии, на что указывают спектры полученные с помощью рамановской спектроскопии. Оптические измерения показали, что ширина оптической запрещенной зоны в этом материале составляет порядка 3 эВ. Измерения спектров фотолюминесценции при возбуждении азотным лазером с энергией 3.7 эВ, показало наличие фотолюминесценции при комнатной температуре с максимумом в районе 2 эВ. Наблюдаемые свойства свидетельствуют о проявлении квантовых свойств, обусловленных ограничением в пространстве волновых функций аморфных кремниевых кластерных квазичастиц в твердом теле. Полученные экспериментальные данные анализируются на основании моделей, основанных на таком подходе.

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.

Использование спектров экстинкции гидрозолей наноалмазов при характеризации частиц по размерам

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

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

тел: (812) 292-71-07, эл. почта: roch@ya.ru

[2]Государственная химико-фармацевтическая академия, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-71-07, эл. почта: eidelman@mail.ioffe.ru

Порошки наноалмазов и их гидрозоли привлекают внимание исследователей, так как обладают множеством полезных с точки зрения технологии особенностей. Активно ведется изучение их оптических [1], трибологических, реологических [2] и тепловых свойств. Некоторые образцы гидрозолей наноалмазов имели густой черный цвет, тогда как и вода и макроскопические кристаллы алмаза прозрачны в видимом диапа-

зоне. Для объяснения этого факта было выдвинуто предположение [1] о том, что часть поверхности алмазных частиц переходит при их получении в графитоподобную фазу.

Оптическая плотность гидрозоля наноалмазов зависит от сечения экстинкции наноалмазных частиц, которое в свою очередь является суммой сечений поглощения и рассеяния. Выражения для сечений содержат поляризуемость частицы. Для ее нахождения решалась задача о том, как меняет внешнее электромагнитное поле помещенная в него двухслойная частица. Ответ зависит [3] от соотношения размера алмазного ядра и толщины поверхностного графитоподобного слоя, а также от диэлектрических проницаемостей ядра, поверхностного слоя и внешней среды. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости графита в направлениях, параллельном и перпендикулярном радиусу были взяты из работы [4].

Выяснилось, что спектр экстинкции гидрозоля наноалмазных частиц не может быть удовлетворительно объяснен в предположении, что в гидрозоле представлены частицы, слабо различающиеся по радиусам (т.н. «унимодальная модель»). «Бимодальная модель», в которой считалось, что в гидрозоле присутствуют частицы двух характерных размеров позволила добиться согласия, но содержала большое количество подгоночных параметров.

Недавно в нашей лаборатории методом динамического лазерного рассеяния были получены экспериментальные данные о количественном распределении наноалмазных частиц в гидрозоле по размерам. Оказалось, что размеры частиц лежат в диапазоне от 10 до 150 нм, что согласуется с невозможностью объяснить спектр гидрозолей в рамках «унимодальной модели».

Были проведены расчеты, в которых суммировались вклады частиц всех размеров в оптическую плотность гидрозоля («мультимодальная модель»). Эти расчеты позволяют уточнить интерпретацию эксперимента по определению количественных распределений частиц в гидрозоле по размерам. Получено, что теоретическая зависимость оптической плотности гидрозоля наноалмазов от длины волны для многих образцов стабильно совпадает с экспериментальной, будучи домноженной на коэффициент, равный 0.3. Это может быть следствием того, что концентрация частиц в гидрозоле неравномерна из-за их постепенного осаждения.

Также совпадения удалось добиться в случае пренебрежения последними несколькими столбцами гистограммы распределения частиц по размерам с последующей ее перенормировкой. Этот результат может быть интерпретирован как вероятная ошибка в экспериментальном получении распределения при определении крупных частиц. Другой трудностью является невозможность учета слияния алмазных наночастиц в агрегаты в период между снятием спектра и измерением распределения частиц по размерам.

Литература

1. E. D. Eidelman, Y. I. Siklitsky, L. Y. Sharonova, M. A. Yagovkina, A. Ya. Vul', M. Takahashi, M. Inakuma, M. Ozawa, E. Ōsawa, Diamond and Related Materials, v. 14, Is. 11, p. 1765-1769, (2005).
2. A. Ya Vul', E. D Eydelman, M. Inakuma, E. Ōsawa, Diamond and Related Materials, v. 16, Is. 12, p. 2023-2008, (2007).
3. S. Tomita, M. Fujii, S. Hayashi, Phys. Rev. B, 66, 245424-1-7, (2005).
4. B. T. Drain, H. M. Lee, Astrophys. J. , 285, 89, (1984).

Исследование технологии выращивания эпитаксиальных слоев арсенида галлия на германиевой подложке методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений

Д. А. Кудряшов, Р. В. Левин, Б. В. Пушный, Е. П. Ракова

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 297-51-69, эл. почта: kudryashovda@gmail.com

В настоящее время оптоэлектронные приборы изготавливаются, в основном, на подложках из полупроводниковых соединений типа AIIIBV (например, GaAs, InP, GaSb). Возможно уменьшение стоимости подложки при использовании германия или кремния в качестве материала для ее изготовления. Кроме того это сделает возможным создание интегрированных приборов, использующих все преимущества развитой полупроводниковой базы на кремнии и германии.

В настоящее время нет подробных результатов исследований закономерностей роста GaAs и его твердых растворов на германии. Исследователи приводят лишь частичные данные по особенностям технологических процессов роста в вышеуказанной системе, при этом не раскрывая суть закономерностей роста и зависимости электрофизических характеристик полученных материалов от условий выращивания.

Целью данной работы является получение GaAs на германиевой подложке с качеством, приемлемым для практического применения в полупроводниковых приборах.

Арсенид галлия выращивали на подложках p-Ge(100)6º(111) с использованием метода газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОСГФЭ) на установке AIX-200 при давлении в реакторе 100 мбар. В качестве реагентов использовали TEGa и AsH^3. Газом-носителем служил водород. Температуру роста изменяли в пределах 550-700 ºC, соотношение V/III варьировалось в диапазоне 5-80. Толщина пленки GaAs составляла около 500 нм.

Было определено, что эпитаксиальный рост GaAs на германиевой или кремниевой подложке на начальной стадии происходит по 3D-механизму, что влечет образование многочисленных структурных дефектов [1]. Поэтому, необходимым условием сниже-

ния числа дефектов в растущей пленке является формирование буферного слоя GaAs при пониженных температурах и высоких скоростях роста.

Наилучшая морфология поверхности (без рельефа) наблюдалась у образцов, выращенных при T=550 ºC и соотношении потоков источников пятой и третьей группы в газовой фазе равной 60. На границе слой-подложка отсутствуют каверны и иные неоднородности. Спектр фотолюминисценции (при 77К) арсенида галлия, выращенного на германии выявляет два отчетливых максимума. Первый пик (1,50 эВ), согласно [2] отвечает переходам в GaAs, легированном германием с донорного уровня Ge^{Ga} в валентную зону и имеет полуширину (FWHM) 12 мэВ, что характерно для качественных полупроводниковых слоев; второй, более размытый пик (1,23 эВ и FWHM=130 мэВ) соответствует переходам с донорного (Ge^{Ga}) на акцепторный (V^{Ga}) уровень [2]. По данным рентгеновской дифрактометрии (XRD) полуширина кривой качания GaAs составляет 25", что соответствует качеству наилучших образцов, полученных нами ранее эпитаксиальных слоев GaAs на GaAs-подложке, а также полученными зарубежными исследователями [3]. Таким образом, разработанная нами технология выращивания GaAs на германии может быть использована для изготовления широкого спектра полупроводниковых структур.

Литература

1. Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков. Эпитаксия GaAs на кремниевых подложках: современное состояние исследований и разработок. Успехи физических наук, том 178, №5, 2008 г.
2. Guy Brammertz et al. Low-temperature photoluminescence study of thin epitaxial GaAs films on Ge substrates. J. Appl. Phys. 99, 093514 (2006)
3. S. Scholz et al. MOVPE growth of GaAs on Ge substrates by inserting a thin low temperature buffer layer. Cryst. Res. Technol. V. 41, N. 2, P. 111 — 116 (2006)

Влияние примеси на диэлектрический отклик нанокомпозитного сегнетоэлектрика нитрита натрия

С. А. Плясцов[1], Е. Ю. Королева[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 750-48-21, эл. почта: s.plyastov@gmail.com

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-79-21, эл. почта: e.yu.koroleva@mail.ioffe.ru

Известно, что физические свойства ультрадиспергированных материалов и параметры фазовых переходов, происходящих в них, существенно отличаются от наблюдаемых в массивных материалах. Так, в частности показано, что размерный эффект может приводить к изменению рода фазового перехода, значительному росту диэлектрической проницаемости, смещению температуры фазового перехода и его размытию и т.п. Внедрение в пористые искусственные или природные матрицы позволяет получать нанокомпозитные материалы с различной топологией и размером нанокласте-

ров, причем объёмы полученных нанокомпозитные материалы могут достигать нескольких см^3.

Ранее проведенные диэлектрические исследования некоторых сегнетоэлектрических ($NaNO_2$, KH_2PO_4, сегнетова соль) и диэлектрических ($NaNO_3$, AgI) нанокомпозитных материалов показали, что для всех исследованных материалов, внедренных в пористые матрицы, наблюдается резкий рост эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита выше температуры Кюри T_C и/или при приближении к температуре плавления. [1] С целью создания материалов с заранее заданными характеристиками нами было проведено исследование влияния примесей на диэлектрический отклик нитрита натрия, внедренного в пористое стекло.

Одним из недостатков чистого нанокомпозитного $NaNO_2$ является высокая температура ФП, вблизи которой начинается рост ε. Одним из способов уменьшения температуры ФП является допирование сегнетоэлектрика диэлектриком. В качестве такой примеси был выбран диэлектрик KNO_2, т.к. он легко образует твердые растворы с $NaNO_2$, и данный твердый раствор легко проникает в матрицу. Нами были проведены исследования диэлектрического отклика твердого раствора $K_xNa_{1-x}NO_2$ с значениями концентрации калия 5% и 10%. Они показали, что характер зависимостей менятся несущественно. Происходит незначительное снижение значений ε по сравнению с чистым нанокомпозитным $NaNO_2$. Ожидаемого существенного снижения температуры фазового перехода не наблюдается. Происходит уменьшение значений tg δ на низких частотах в несколько раз. Были получены температурные зависимости параметров релаксационного процесса, т.ч. времен релаксации. Температурные зависимости времен релаксации показали, что данная характеристика подчиняется закону Аррениуса, как и в случае чистого $NaNO_2$. Для всех значений концентрации примеси были получены значения энергий активации (Ea=0.35эВ для $NaNO_2$, Ea=0.42 эВ для $K_{0.05}Na_{0.95}NO_2$, Ea=0.38 эВ для $K_{0.1}Na_{0.9}NO_2$).

В литературе [2] имеются данные о том, что температура сегнетоэлектрического фазового перехода монокристалла $Ag_{1/2}Na_{1/2}NO_2$ имеет значения чуть выше комнатной температуры. Измерения диэлектрического отклика нанокомпозитного $Ag_{1/2}Na_{1/2}NO_2$ показали, что происходит существенное изменение поведения температурных зависимостей диэлектрической проницаемости. Удалось добиться существенного снижения температуры, при которой начинается экспоненциальный рост значений диэлектрической проницаемости (с 437 К до 370 К).

Нами были получены диэлектрические спектры нанокомпозитных твердых растворов $K_xNa_{1-}NO_2$ и $Ag_{1/2}Na_{1/2}NO_2$. В случае допирования калием были произведены оценки энергии активации. Допирование калием позволило уменьшить диэлектрические потери. Допирование серебром позволило уменьшить температура, при которой начинается рост эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита.

Литература:

1. S. V. Pan`kova, V. V. Poborchii and V. G. Solov`ev. Journal of Physics: Condensed Matter, 8, L203 (1996)
2. T. Yamaguchi, K. Hamano Journal of Physical Society of Japan, Vol. 50, no. 12, pp 3956-3963 (1981)

Универсальные характеристики колебательных спектров аморфных твердых тел

Я. М. Бельтюков

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 730-92-29, эл. почта: ybeltukov@gmail.com

Одной из центральных задач физики неупорядоченных систем в настоящее время является поиск общих закономерностей колебательных свойств аморфных твердых тел (стекол). При достаточно низких частотах ω в стеклах имеются обычные звуковые возбуждения, плоские волны (фононы — продольный и поперечный звук), которые характеризуются волновым вектором $\mathbf{k}$. Соответственно это — делокализованные возбуждения. Их плотность состояний $g(\omega) \propto \omega^2$.

Согласно последним исследованиям, в низкочастотной области спектра в стеклах помимо фононов имеются квазилокальные колебательные моды [1]. Их плотность состояний $g_{\mathrm{qlv}}(\omega)$ является универсальной функцией ω. При малых частотах, ниже некоторой характерной частоты ω_{b} плотность состояний $g_{\mathrm{qlv}}(\omega) \propto \omega^4$, а при $\omega > \omega_b$, плотность состояний $g_{\mathrm{qlv}}(\omega) \propto \omega$. В результате, приведенная плотность состояний $g_{\mathrm{qlv}}(\omega)/\omega^2$ имеет широкий максимум при частоте $\omega \approx \omega_{\mathrm{b}}$. Это есть так называемый бозонный пик, теория которого была построена в работе [1].

Однако область бозонного пика в стеклах занимает лишь около 10% от всего колебательного спектра. После этого при более высоких частотах плотность колебательных состояний $g(\omega)$ выходит примерно на константу, которая простирается вплоть до максимальных частот — порядка дебаевской ω_{D} [2].

Природа этих более высокочастотных колебательных возбуждений занимающих доминирующую часть спектра до настоящего времени является не выясненной и подвергается интенсивному обсуждению в литературе [3, 4]. Главным здесь является вопрос о том, являются ли эти колебания плоскими волнами или, если они не плоские волны, являются ли они локализованными или делокализованными колебаниями. Решение этого принципиального вопроса очень важно, например, для выяснения вопроса о природе теплопроводности аморфных твердых тел в этой области частот и температур.

Для ответа на этот вопрос мы применили теорию случайных матриц. Мы показали, что при достаточно общих предположениях о свойствах динамической матрицы результаты получаются универсальными и зависят только от класса симметрии случайных матриц. Для случайной динамической матрицы M вида: $M = AA^T$, где A - произвольная несимметричная вещественная случайная матрица с $\langle A_{ij} \rangle = 0$ и конечной дисперсией $\langle A_{ij}^2 \rangle = V^2$ плотность колебательных состояний $g(\omega)$ описывается вигнеровской четвертью окружности и при малых ω стремится к константе. Это согласуется с результатами, полученными в теории финансовых рынков [5] и случайных сетей [6]. Статистика собственных частот свидетельствует о расталкивании колебательных термов. Численный анализ показывает, что степень делокализации (participation ratio) порядка 0.3, что говорит о делокализации колебательных мод. Эти результаты находится в хорошем согласии с данными численных расчетов реальных стекол в рамках методов молекулярной динамики [2].

Литература

1. D. A. Parshin, H. R. Shober, V. L. Gurevich, Phys. Rev. B 76, 064206 (2007).
2. W. Jin, P. Vashishta, R. K. Kalia, J. P. Rino, Phys. Rev. B 48, 9359 (1993).
3. J. L. Feldman, M. D. Kluge, P. B. Allen, F. Wooten, Phys. Rev. B 48, 12589 (1993).
4. P. B. Allen, J. L. Feldman, J. Fabian, F. Wooten, Phil. Mag. B, 79, 1715 (1999).
5. A. M. Sengupta, P. P. Mitra, Phys. Rev. E 60, 3389 (1999).
6. M. Barthelemy, B. Gondran, E. Guichard. Phys. Rev. E 66, 056110 (2002).

Компьютерное моделирование температурной зависимости спектров люминесценции массивов квантовых точек

С. В. Сарангов, М. Б. Смирнов

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 428-75-69, эл. почта: exciton82@mail.ru

Представлена теоретическая модель, описывающая температурную зависимость спектра фотолюминесценции (ФЛ) массивов квантовых точек (КТ) с учетом экситон-фононного взаимодействия и температурно-индуцированного перераспределения носителей в системе «КТ — смачивающий слой — барьер». Показано, что в зависимости от преобладания того или иного механизма релаксации возбуждений в температурной зависимости ширины линий ФЛ может наблюдаться как уширение, так и сужение. Этот результат показывает высокую чувствительность спектроскопии ФЛ как способа характеризации массивов КТ.

Описание модели

Температурно-индуцированное перераспределение носителей в системе «КТ — смачивающий слой — барьер» описывается системой дифференциальных уравнений, учитывающих такие факторы как тепловой выброс носителей из КТ, их возможное излучение, перезахват или захват нерадиационными центрами (дефектами) [1]. Спектральное распределение ФЛ ансамбля КТ определяется как свертка двух функций распределения — распределения возбуждений по ансамблю КТ, и спектрального распределение ФЛ отдельных КТ. Для описания последнего использована эмпирическая формула, полученная в экспериментальных исследованиях ФЛ изолированных КТ [2].

Результаты и их обсуждение

Показано, что зависимость ширины линий ФЛ ансамблей КТ от ширины спектрального распределения ФЛ отдельных КТ и ширины распределения носителей по ансамблю КТ не сводится к сумме этих величин, но является сложной немонотонной функцией, зависящей от их отношения. Среди основных факторов, определяющих температурную зависимость спектров ФЛ массивов КТ, можно выделить обмен носителями между КТ через смачивающий слой, что приводит к ассиметричному сужению распределения возбуждений по энергии, и фонон-экситонное взаимодействие, что выражается в температурном уширении спектрального распределения ФЛ отдельных КТ. Сочетание этих двух факторов определяет разнообразие наблюдаемых в экспериментах зависимостей ширины линий ФЛ от температуры. Модель применяется для интерпретации спектров ФЛ ансамблей КТ InAs, выращенных вицинальных подложках GaAs [3]. Показано, что в зависимости от ширины террас подложки получаются два типа ансамблей КТ: изолированные КТ и КТ, связанные смачивающим слоем. В спектрах ФЛ первых наблюдаются линии, монотонно уширяющиеся с температурой. Линии ФЛ вторых проявляют сложное температурное поведение: сужение линий (сопровождающееся красным сдвигом максимума) при низких температурах сменяется уширением линии (и отсутствием красного сдвига) при более высоких температурах.

Литература

1. М. Б. Смирнов и др., ФТТ, 49, 1126 (2007).
2. I. Favero et al. , Phys. Rev. B, 68, 233301 (2003).
3. В. Г. Талалаев и др., ФТП, 34, 467 (2000).

Спектроскопия полной проводимости газочувствительных наноструктур для мультисенсорных систем

С. С. Карпова

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 232-72-15, эл. почта: sskarpova@list.ru

Сенсоры на основе наноструктур, предназначенные для обнаружения и идентификации взрывчатых, наркотических и опасных веществ, представляют одно из перспективных инновационных направлений в области использования нанотехнологий в системах безопасности. Наноструктурированные пленки широко применяются для создания газовых полупроводниковых сенсоров благодаря своим электрофизическим свойствам[1].

Целью настоящей работы являлось установление новых возможностей для повышения чувствительности и селективности сенсорных систем. Для детального исследования отклика наноструктур в присутствии восстанавливающих газов-реагентов проводили анализ при наложении на образцы электрического воздействия с переменной частотой в диапазоне от 100 Гц до 1 МГц в условиях изменения температуры детектирования.

Среди технологических методов создания наноматериалов, имеющих высокую кристалличность и большую площадь поверхности, можно выделить гидропиролитический синтез. Материалом был выбран диоксид олова, так как это полупроводник n-типа, его электропроводность весьма чувствительна к состоянию поверхности[2].

Для обработки экспериментальных данных адмиттанса использовался метод комплексной плоскости, на которой адмиттанс представлялся в виде зависимостей реальных и мнимых компонент комплексной диэлектрической проницаемости (диаграммы Коула-Коула).

Для интерпретации полученных данных было разработано специальное программное обеспечение в среде LabVIEW, позволяющее по форме экспериментальных диаграмм рассчитывать значения параметров сегментов диаграмм Коула-Коула в низкочастотной и высокочастотной областях. Анализ полученных результатов свидетельствует о том, что измерения на переменном токе позволяют не только обнаруживать присутствие газов восстановителей, но и различать их, что открывает новые возможности для использования полученных наноструктур в качестве селективных газочувствительных сенсоров и создания мультисенсорных систем типа «электронный нос».

Частотные характеристики, исследованные при различных температурах, могут являться экспериментальной предпосылкой для определения межзеренного потенциального барьера, на котором происходит накопление подвижных зарядов. Рассчитаны

эффективные энергетические барьеры на границе зерен в температурном диапазоне от 300℃ до 400℃ и эффективное значение длины экранирования Дебая.

Литература

1. L. Yu. Kupriyanov. Semiconductor sensors in physico-chemical studies. Amsterdam: Elsevier, 1996.
2. С. Ю. Давыдов, В. А. Мошников, В. В. Томаев. Адсорбционные явления в поликристаллических полупроводниковых сенсорах. СПб: СПбГЭТУ, 1998. 56с.

Деструктивная интерференция Оже-рекомбинации в квантовых точках при низких температурах

Д. М. Самосват[1], В. П. Евтихеев[2], Г. Г. Зегря[3]

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

[1]*тел: (812) 292-73-67, эл. почта:samosvat@yandex.ru*

[2]*тел: (812) 292-73-32, эл. почта:evtikhiev@ mail.ioffe.ru*

[3]*тел: (812) 292-73-67, эл. почта:zegrya@theory.ioffe.ru*

Квантовые точки используются для создания лазеров и оптоэлектронных приборов. Нами ранее[1] был изучен процесс Оже-рекомбинации в таких структурах. Показано, что в этом случае матричный элемент перехода разбивается на два физически различных процесса: беспороговый и квазипороговый. Эти два процесса имеют различную физическую природу. Так, квазипороговый процесс связан с локализацией носителей заряда в открытой квантовой точке. Беспороговый процесс связан с рассеянием носителей заряда на гетеробарьере.

Недавно, в ФТИ экспериментально получены аномальные результаты для времени жизни носителей заряда в квантовой точке при низких температурах. В эксперименте наблюдается независимость времени жизни с основного состояния от уровня возбуждения. В тоже время, при высоких температурах, наблюдается падение времени жизни с основного состояния при достижении некоторого критического уровня возбуждения, что связывается с Оже-процессом, который происходит при высоких степенях заполнения квантовой точки.

Мы связывает такое поведение времени жизни при низких температурах с тем, что процесс Оже-рекомбинации подавлен в этих условиях. Это объясняется принципом Паули, который предписывает двум электронам(или дыркам) на одном энергетическом уровне в состоянии с противоположными спинами.

Нами показано, что в случае Оже перехода с основного уровня электронов и дырок, процесс Оже-рекомбинации подавлен, если на основном уровне дырок находится две дырки с противоположными спинами. Такая ситуация реализуется при низких температурах. В таком случае, вклад квазипорогового процесса полностью сокращается, а остается только вклад от беспорогового процесса. В этом случае происходит деструктивная интерференция между различными путями прохождения Оже-процесса.

То есть, в случае высоких уровней возбуждения в рекомбинацию носителей заряда с основного состояния основной вклад вносит излучательная рекомбинация.

Литература

1. ЖЭТФ, 2007 г., **131**, **6**, 1090

Определение эффективной высоты потенциального барьера в GaInP гетероструктурах с помощью метода спектроскопии полной проводимости.

К. С. Зеленцов

АФТУ РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (921) 777-49-09, эл. почта: veorg00@mail.ru

Одним из наиболее успешных направлений развития солнечных элементов является использование многопереходных гетероструктур на основе соединений A^3B^5. Однако свойства границ раздела в гетероструктурах являются одним из определяющих факторов в работе таких устройств, что обуславливает необходимость исследования свойств интерфейсов. Для исследования свойств границ раздела гетероструктур было предложено использовать метод спектроскопии полной проводимости, который заключается в измерении емкости и проводимости в зависимости от частоты, температуры и прикладываемого напряжения. Была проведена теоретическая оценка температурной зависимости величин емкости и проводимости с использованием упрощенной модели. В рамках этой модели обедненные области p-n перехода и GaAs/AlInP, AlInP/GaInP интерфейсов были представлены в виде параллельно соединенных емкостей и проводимостей. Были рассчитаны эквивалентные параллельные емкость и проводимость для всей структуры. Температурные зависимости этих величин имеют характерные особенности, сдвигающиеся в сторону большей температуры при увеличении частоты. Данный сдвиг позволяет определить эффективную высоту потенциального барьера для основных носителей заряда.

Исходя из требований к параметрам измерений, был разработан комплекс, позволяющий проводить исследования в диапазоне частот от 25 Гц до 1 Мгц и в температурных пределах 80-325 К.

На разработанном комплексе, были проведены измерения полной проводимости для структур GaInP p-n и n-p типа с широкозонным окном p-AlInP и n-AlInP, соответственно. Для p-n GaInP структуры эффективная высота потенциального барьера составила 0.6 эВ, тогда как для n-p GaInP потенциального барьера обнаружено не было. Полученные результаты находятся в полном согласии с теоретическим расчетом зонной структуры на границах раздела [1]. Наличие высокого потенциального барьера для основных носителей заряда приводит к значительному ухудшению нагрузочных характеристик солнечных элементов.

В работе [2] было предположено, что снизить величину барьера для гетероструктуры p-n типа на основе GaInP возможно при использовании двухслойного окна p-AlGaAs/p-AlGaInP. Проведенные измерения для данного типа структуры позволили экспериментально определить эффективную высоту потенциального барьера в 0.26 эВ, а также экспериментально подтвердили результаты численного моделирования [2].

Таким образом, был разработан измерительный комплекс для проведения исследований с помощью метода спектроскопии полной проводимости, были решены проблемы автоматизации и контроля. Была продемонстрирована возможность использования метода спектроскопии полной проводимости для определения величины эффективной высоты потенциального барьера для основных носителей заряда на границах раздела в гетероструктурах на основе GaInP.

Литература

1. A. S. Gudovskikh, N. A. Kaluzhniy, V. M. Lantratov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvarts, V. M. Andreev, Thin Solid Films 516 (2008) pp. 6739-6743.
2. А. С. Гудовских, Н. А. Калюжный, В. М. Лантратов, С. А. Минтаиров, М. З. Шварц, В. М. Андреев, ФТП 43 (2009) 1403.

Компьютерное моделирование колебательных спектров нанокристаллов CdS

А. А. Морозов, М. Б. Смирнов

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 428-75-69, эл. почта: andrey_m85@mail.ru

Проведено компьютерное моделирование колебательных спектров нанокристаллов кубической модификации CdS сферической формы с радиусом, изменяющимся от одной до трех постоянных ячейки. С целью выделения фононов, которые могут быть обнаружены в реальных спектроскопических экспериментах, проведен расчет интенсивностей рамановского рассеяния и ИК поглощения. В рассчитанных спектрах обнаружено наличие интенсивной линии с частотой, соответствующей фундаментальному оптическому колебанию объемного кристалла при экранировании его макроскопическим полем. Обсуждается согласование полученного результата с экспериментальными данными по рамановским спектрам нанокристаллов в стекловидных матрицах. Установлено, что для хорошего воспроизведения экспериментальных данных, модель необходимо усовершенствовать, с учетом вкладов электронной поляризации.

Описание модели

Структура нанокристаллов предполагалась идентичной кристаллической структуре кубического CdS. Два параметра модели, силовая постоянная связи Cd-S

и эффективный заряд, были выбраны так, чтобы рассчитанные частоты центрозонных колебаний, ω_{TO} и ω_{LO} согласовывались с экспериментальными значениями, 240 и 305 см$^{-1}$ [1]. Поверхностные атомы предполагались неподвижными. Это приближение согласуется с результатами исследования поверхности кристаллов CdS [2], которые показали, что атомы приповерхностного слоя обладают меньшей подвижностью по сравненю с внутренними атомами.

Результаты и их обсуждение

В рассчитанных нами спектрах можно выделить две линии интенсивные и в КР, и в ИК с частотой ~260 см$^{-1}$. Анализ форм колебаний показал, что эти линии соответствуют колебаниям, происходящим из классической оптической моды, в которой катионы и анионы синфазно смещаются в противоположных направлениях. Частота такого колебания в бесконечном кристалле принимает значение либо ω_{TO}, либо ω_{LO}, в зависимости от ориентации волнового вектора относительно поляризации фонона. Значение частоты интенсивной оптической моды, обнаруженной в нашем расчете, совпадает с «близкодействующей» частотой [3], которая соответствует оптическому фонону в объемном образце с подавленным (экранированным) макроскопическим полем. Анализ формы этой моды (собственного вектора) показал, что во внутренней части нанокристалла все атомы S и все атомы Cd имеют одинаковые и разнонаправленные смещения. Однако, смещения атомов в двух приповерхностных монослоях имеют направления противоположные тем, что имеют атомы внутри кристалла. Это и создает дополнительное деполяризующее поле, которое полностью компенсирует поле Лоренца внутри образца. В свете этого результата можно интерпретировать данные экспериментальных исследований нанокристаллов CdS во фторфосфатной стеклообразной матрице [4], в рамановских спектрах которых была обнаружена единственная высокочастотная интенсивная линия с частотой, имеющей значение между ω_{TO} и ω_{LO}. В эксперименте эта частота получалась ~290 см-1, что заметно выше нашей теоретической оценки. Это расхождение, можно объяснить недостаточностью использованной нами модели жестких зарядов, которая не учитывает вклад электронной поляризации. Такое приближение может дать не совсем хороший результат для соединений с высокой электронной поляризуемостью, т.е. с высоким значением высокочастотной поляруемости.

Литература

1. M. A. Nusimovici and J. L. Birman, Phys. Rev. , 156, 925 (1967).
2. S. Hamad, C. R. A. Catlow, J. Cryst. Growth, 294 2 (2006).
3. О. Е. Квятковский, Физика твердого тела, 27, 2673 (1985).
4. В. А. Гайсин и др., Физика твердого тела, 41, 1505 (1999).

Анизотропное диффузное рассеяние в сегнетоэлектриках релаксорах

Р. Г. Бурковский[1], С. Б. Вахрушев[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-79-21, эл. почта: rg.burkovsky@mail.ioffe.ru

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-79-21, эл. почта: s.vakhrushev@mail.ioffe.ru

Перовскитоподобные сегнетоэлектрические материалы уже более полувека широко используются в электронике и электромеханических системах. Для этих соединений характерны рекордные значения диэлектрической проницаемости, благодаря чему они заняли прочные позиции в индустрии многослойных конденсаторов и представляют значительный интерес для применения в качестве диэлектрических прослоек в микроэлектронике. Способность сегнетоэлектриков сохранять электрическую поляризацию позволяет конструировать на их основе модули энергонезависимой памяти, а их сильный пьезоэлектрический эффект используется как в прецизионных электромеханических преобразователях для сканирующих электронных микроскопов и оптических систем, так и в высокочастотных ультразвуковых устройствах для применения в медицине. Наилучшие характеристики демонстрируют перовскитоподобные соединения с общей формулой $Pb(B'_xB''_{1-x})O_3$, в которых B подрешетка беспорядочно заполнена атомами разного типа. Особенно привлекательные свойства могут быть получены, когда эти атомы — разновалентны. В таких составах наблюдается сильная частотная дисперсия диэлектрической проницаемости, свидетельствующая о большой роли релаксационных потерь, благодаря чему такие материалы были названы релаксорами. Релаксоры на порядок превосходят по своим диэлектрическим и пьезоэлектрическим характеристикам широко используемые сейчас керамики ЦТС и являются кандидатами для их замены. Однако, недостаточность понимания микроскопических механизмов, обуславливающих свойства релаксоров, представляет значительную трудность при создании новых материалов на их основе. В частности остаются неясными механизмы образования полярных нанообластей в макроскопически неполярной матрице релаксоров [1] и их взаимосвязь с областями локального химического упорядочения в B подрешетке.

В данной работе проведено исследование высокотемпературной фазы модельного релаксора магнониобата свинца методом диффузного рассеяния нейтронов. Методика основана на регистрации упругого рассеяния вблизи Брегговских отражений, которое возникает вследствие локальных искажений кристаллической решетки и является мощным инструментом для исследования металлических сплавов и других разупорядоченных соединений. Обнаружено, что высокотемпературное диффузное рассеяние, которое было открыто в релаксорах в 2004 году [2] в зонах Бриллюэна высокой симметрии, обладает значительной анизотропией в области обратной решетки с более низкой симметрией. Показано, что воспроизвести наблюдаемую анизотропию воз-

можно при помощи модели Хуанговского расеяния, в рамках которой диффузное рассеяние вызвано изотропными упругими деформациями решетки за счет наличия дефектов типа вакансий или включений. Показано, что наблюдаемые интенсивности рассеяния свидетельствуют о наличии сильной экранировки деформаций решетки на характерных длинах порядка пяти элементарных ячеек за счет большой концентрации дефектов. Маловероятно, что элементарные дефекты типа атомных вакансий или включений присутствуют в высококачественных кристаллах релаксоров и, как следствие, наблюдаемые деформации решетки обусловлены иными механизмами. Мы предполагаем, что деформации возникают в результате образования наноразмерных областей, характеризуемых отличающимся от среднего по кристаллу отношением концентраций ионов Mg^{+2} и Nb^{+5}, составляющих B подрешетку. Такие области, обладают избыточным зарядом, что приводит к изотропному сжатию окружающей решетки за счет кулоновского взаимодействия. Наличие электрически заряженных мезоскопических областей может выражаться в наблюдаемом подавлении сегнетоэлектрического фазового перехода и возникновении полярных нанообластей, обуславливающих необычные свойства сегнетоэлектриков релаксоров.

Литература

1. С. Б. Вахрушев, Р. Г. Бурковский, Физика твердого тела, 2009, /в печати/
2. H. Hiraka, S. -H. Lee, P. M. Gehring, G. -Y. Xu and G. Shirane, Phys. Rev. B, 70, 184105 (2004)

Влияние малых добавок метафосфата бария на структуру и свойства фторалюминатных стекол

А. Н. Власова, И. Н. Березуцкий, Т. В. Бочарова

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 552-76-21, эл. почта: anitavlas@yandex.ru

Хорошо известно, что активированные фторофосфатные стекла, содержащие малые концентрации фосфатов, являются перспективными для создания оптических волокон. В качестве объектов исследования в данной работе были выбраны фторалюминатные стекла с добавлением $Ba(PO_3)_2$, концентрация которого варьировалась от 0.1 до 10.0 мол. %. Одним из примечательных свойств указанных стекол является существование спектрального диапазона (от 4.4 до 5.7 мкм) в спектрах пропускания с коэффициентом пропускания порядка 50 %.

Основной целью работы являлось изучение влияния малых добавок метафосфата бария на формирование фторофосфатной сетки во фторалюминатных стеклах, которое отражается на изменении физических, химических и спектроскопических свойств.

В качестве методов исследования применялись такие методы как спектроскопия комбинационного, релеевского и мандельштам-блюллиэновского рассеяния, ЭПР спектроскопия и спектроскопия оптического поглощения γ-облученных стекол, изучение

концентрационных зависимостей плотности, показателя преломления и молекулярной рефракции.

Анализ спектров комбинационного рассеяния показал, что в стеклах, содержащих 1 мол.% $Ba(PO_3)_2$ начинается формирование пирогруппировок, в стеклах с содержанием метафосфата бария до 5 мол.% наблюдается трансформация ортогруппировок в пирогруппировки и в стеклах, содержащих 7.5 и 10.0 мол.% $Ba(PO_3)_2$ имеет место формирование цепочечной структуры. Из спектров наведенного оптического и ЭПР поглощения видно, что спектр стекла с содержанием метафосфата бария 1 мол.% занимает центральную позицию и делит все спектры на две группы. Первая группа, с концентрациями добавок метафосфата бария менее 1 мол.% характеризуется радиационными центрами, расположенными на одиночных PO^4 тетраэдрах, и связанными с фторидными дефектами. Однако, вторая группа спектров стекол с содержанием метафосфата бария свыше 1 мол.% характеризуется радиационными центрами, расположенными на $[PO_4]$ и $[PO_3]$ группировках [1, 2]. Таким образом, получено доказательство того, что формирование радиационного дефекта PO^{32-} возможно только посредством разрыва P – O – P связей.

Литература

1. Бочарова Т. В. , Карапетян Г. О. Тагильцева Н. О. , Халилев В. Д. Оптические свойства γ-облученных фторалюминатных стекол, содержащих Ba(PO3)2 // Неорганические материалы.- 2001. — Т. 37, № 8.- С. 1010-1016.
2. Bocharova T. V. , Karapetyan G. O. , Tagil'tseva N. O. , Khalilev V. D. Optical and ESR-spectroscopy investigation of γ-irradiated fluoroaluminate glass containing Ba(PO3)2// Intern. Congr. Glass. 1-6 July 2001: Extended Abstracts. — Edinburgh, Scotland, 2001.- V. 2 .- P. 869.

Взаимодействие волн пространственного заряда с магнитным полем в GaAs:Cr и InP:Fe

Д. В. Петров[1], И. В. Плешаков[2]

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

[1]*тел: +7(911) 939-11-98, эл. почта: dmitry0000@mail.ru*

[2] *эл. почта: ivanple@yandex.ru*

В настоящем докладе представлены результаты серии работ по исследованию взаимодействия волн пространственного заряда (ВПЗ) с магнитным полем в GaAs:Cr и InP:Fe. Показано, что эти взаимодействия во многих случаях приводят к значительным по величине изменениям (порядка 100% на 1 Теслу) сигнала ВПЗ, и в зависимости от геометрии эксперимента эти изменения могут быть либо квадратичными, либо линейными по приложенному магнитному полю. Также, случае GaAs:Cr, наличие отрицательной дифференциальной проводимости приводит к значительному усилению ВПЗ, по сравнению с образцом InP:Fe, где происходит затухание сигнала за счет магнетосопротивления образца.

Описание работы

ВПЗ хорошо известны по исследованиям в кристаллах со структурой силленитов, однако существует совсем немного работ, связанных с исследованиями ВПЗ в классических полупроводниках (например InP:Fe[1]). Также существует всего несколько работ, связанных с записью голограмм в присутствии магнитного поля (например, [2]) и с взаимодействием неравновесных фотоЭДС с магнитным полем [3]. Исходя из этого, не так давно мы начали изучение магнитных явлений в GaAs:Cr и InP:Fe связанных с ВПЗ и обнаружили ряд значительных по величине эффектов, в которых приложенное магнитное поле может вызывать либо квадратичные, либо линейные изменения сигнала ВПЗ — в зависимости от направления векторов электрического, магнитного полей и нормали к поверхности образца. Также на характер взаимодействия влияет и материал, из которого изготовлен образец: в InP:Fe, при геометрии, обеспечивающей квадратичный по магнитному полю эффект (вектор магнитного поля перпендикулярен поверхности образца), наблюдается ослабление сигнала на величину, соответствующую магнетосопротивлению кристалла (~%5), в то время как в GaAs:Cr, в той же геометрии происходит усиление сигнала на 25%-30% при поле 0.8 Т, что связано с наличием области отрицательной дифференциальной проводимости в ВАХ GaAs при сравнительно низких электрических полях. При геометрии, соответствующей линейному эффекту (вектор магнитного поля параллелен поверхности образца) изменения сигнала ВПЗ достигают 50%-100% при приложении 0.5 Т. Такое сильное влияние магнитного поля на ВПЗ происходит из-за значительной неоднородности параметров вглубь кристалла и отклонения траектории носителей заряда за счет силы Лоренца. Для проведения экспериментов была использована установка для возбуждения и детектирования ВПЗ в присутствии магнитного поля, описанная в [4]. Величина электрического поля составляла 0.5-5 кВ, магнитного поля — 0-0.8 Т, освещенность поверхности образца — 1 -5 мВт/см^2, контраст колеблющейся интерференционной картины — m = 0.5, частота фазовой модуляции сигнального луча — Ω = 10 Гц-100 кГц.

Представленные результаты говорят о существенном влиянии магнитного поля на ВПЗ, а также о значении геометрии эксперимента в этих взаимодействиях. И хотя на данный момент существует только качественное объяснение этих эффектов, не вызывает сомнения, что дальнейшие исследования, как теоретические, так и экспериментальные, приведут к новым интересным результатам.

Литература

1. M. P. Petrov, V. V. Bryksin, C. E. Rueter, F. Rahe, A. Emgrunt, M. Imlau, and E. Kraetzig, Phys. Rev. B 69, 24120(R) (2004). 24120(R) (2004).
2. C. Dam-Hansen, P. M. Johansen, P. M. Petersen, and V. M. Fridkin, Phys. Rev. B 52, R13098 (1995).
3. S. L. Sochava, K. Buse, and E. Kraetzig, Phys. Rev. B 51, 4684 (1995).

4. Petrov, M. P. et al. Interactions of optically generated space-charge waves with magnetic fields in semiinsulating

InP:Fe single crystals. Phys. Rev. B 76, 033202 (2007).

Управление процессом выращивания кристаллов методом низкого уровня расплава

А. А. Русанов[1], П. В. Смирнов[2]

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

[1]*эл. почта: artem.rusanov@gmal.com*

[2]*эл. почта: pvlsmir@mail.ru*

Метод низкого уровня расплава (НУР) [1] является модификацией метода Чохральского, впервые описан в [2], имеет перспективы для выращивания крупногабаритных кристаллов ниобата лития и других материалов из расплава, в том числе полупроводников.

Особенностями нашей реализации метода НУР по отношению к методу Чохральского является наличие нескольких независимых нагревателей, датчика уровня расплава и подпитки уровня расплава.

Использование датчика уровня в методе НУР, необходимо, для стабилизации уровня расплава и защиты установки от опустошения или переполнения тигля. Датчик уровня так же может быть использован для получения информации о весе кристалла (с помощью закона сохранения массы), в классическом методе Чохральского для этой цели, как правило, используется датчик веса кристалла. В случае, если точность определения веса кристалла с помощью датчика уровня расплава окажется сопоставима с точностью определения с помощью датчика веса, датчик уровня может быть использован для управления процессом роста кристаллов, а датчик веса может быть исключён из установки, что существенно упростит её конструкцию.

Разработанный нами датчик уровня, представляет собой подвижный контакт, приводимый в движение актуатором. Момент касания контактом расплава определяется по падению электрического сопротивления между контактом и расплавом. Механические характеристики датчика позволяют определять уровень с точность 5-10 микрометров.

Эксперимент показал, что сигнал датчика уровня содержит четыре компоненты [3]: компоненту, связанную с уровнем расплава, шум на уровне 5-10 микрометров; компоненту, связанную с тепловым расширением деталей ростового узла и расплава; компоненту, связанную с растворением контакта датчика, что выглядит как падение уровня расплава с постоянной скоростью. Для увеличения точности определения веса кристалла предложено провести математическую обработку показаний датчика уровня, состоящую из нескольких этапов.

- Компенсация компоненты, связанной с растворением контакта датчика, путём периодического добавления к показаниям датчика уровня заранее заданной постоянной величины.
- Учёт теплового расширения расплава и деталей ростового узла при определении изменения массы расплава в тигле, что можно сделать, поскольку график изменения температуры на нагревателях и дне тигля известен. Разработана программа, позволяющая определить уровень расплава в тигле по известным показаниям контрольных термопар.
- Цифровая фильтрация показаний датчика уровня для выделения низкочастотной компоненты сигнала, связанной с уровнем расплава в тигле.
- Аппроксимация полученных данных прямой или кривой второго порядка (метод наименьших квадратов).

Литература

1. Смирнов П. В. Заявка на патент «Способ выращивания кристаллов и устройство для его осуществления" РФ № 2006121411, решение о выдаче патента на изобретение от 11.09.2007.
2. Смирнов П. В. «Отсутствие свободной конвекции расплава в методе Чохральского в земных условиях". Тезисы докладов на XII национальной конференции по росту кристаллов, Москва 23-27 октября 2006, с. 482
3. Русанов А. А. «Структура сигнала от датчика уровня расплава (СДУР) для выращивания кристаллов методом низкого уровня расплава (НУР)». Тезисы докладов на девятой всероссийской молодёжной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург 3-7 декабря 2007, с. 18

ВИМС-Анализ низкоразмерных структур с помощью растрава косого шлифа

Б. Я. Бер[1], Д. Ю. Казанцев[1], А. П. Коварский[1], *Д. А. Николаев*[2]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-62.

[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-62, эл. почта: Kindnessss@yandex.ru

Вторично-ионная масс-спектрометрия (ВИМС) — является одним из наиболее информативных методов исследования распределения легирующих атомов по толщине твёрдотельных структур. В настоящее время наиболее остро стоит проблема анализа тонких слоев, ультрамелких p-n переходов, туннельных диодов в каскадных солнечных элементах и других низкоразмерных структур. Основным требованием при анализе таких структур является высокое разрешение по глубине.

Разрешение по глубине в ВИМС определяется несколькими факторами, зависящими от параметров ионного травления, таких как энергия пучка первичных частиц, угол падения и природы первичных частиц. Однако, при улучшении разрешения по глубине с помощью снижения энергии травящего пучка, может возникнуть ряд явлений, негативно сказывающихся на результатах исследований.

В данной работе рассматривается методика, позволяющая проводить исследование низкоразмерных структур методом ВИМС на больших глубинах без деградации разрешения по глубине. Для этого создается косой шлиф в исследуемой структуре, после чего производится картирование склона шлифа методом ВИМС.

Измерения проводились на вторично-ионном микрозонде CAMECA IMS7f магнитно-секторного типа. Косой шлиф формируется in situ травлением с помощью низкоэнергетичного первичного пучка; угол наклона шлифа и его размеры выбираются в зависимости от диапазона исследуемых глубин. Определив угол наклона шлифа можно восстановить распределение элементов по глубине.

Картирование производится в режиме микрозонда сфокусированным ионным пучком диаметра порядка 0.5 мкм.

При таком подходе разрешение по глубине не зависит от глубины залегания исследуемых структур, а определяется углом наклона шлифа и размером зонда.

Таким образом показана возможность анализа низкоразмерных структур методом ВИМС с точностью в несколько нанометров. Это в очередной раз подтверждает высокое значение метода в технологии оптоэлектроники.

О влиянии диполь-дипольного взаимодействия ядер на амплитуду дипольного эха в стеклах в магнитном поле

А. В. Шумилин[1], Д. А. Паршин[2]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 533-06-27, эл. почта: hegny@list.ru

[2]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

При температурах ниже 1К стекла проявляют ряд универсальных свойств, отличающихся от свойств аналогичных кристаллов [1]. Эти свойства принято описывать в рамках модели двухуровневых систем (ДУС). Одним них является дипольное двухимпульсное эхо — запаздывающий отклик стекла на два приложенных к нему последовательных электромагнитных импульса. Амплитуда дипольного эха может немонотонно зависеть от магнитного поля даже в стеклах, не имеющих парамагнитных центров [2]. Было показано, что этот эффект определяется спинами входящих в стекло ядер. В случае если энергия таких спинов зависит от состояния двухуровневой системы, расщепление уровней ДУС может приводить к существенной (до 1/2 от максимального значения) зависимости амплитуды эха от магнитного поля.

Впервые теория этого явления была построена для случая, когда в стекло входят ядра, обладающие электрическим квадрупольным моментом [3]. Взаимодействие этих квадрупольных моментов с внутренним электрическим полем зависит, во-первых, от ядерного спина а, во-вторых, от состояния ДУС, что, в конечном итоге приводит к зависимости амплитуды дипольного эха от магнитного поля. В нашей работе [4] мы выделили случай, в котором характерная энергия взаимодействия ядерных квадрупольных моментов с внутренним полем меньше $\hbar/\tau$ (где τ — временной интервал между двумя приложенными к стеклу импульсами). В этом случае, зависимость амплитуды дипольного эха от магнитного поля при достаточно больших магнитных полях (таких что Зеемановская энергия взаимодействия ядерных спинов с внешним магнитным полем больше чем энергия ядерных квадрупольных моментов во внутреннем поле) имеет универсальный вид, не зависящий от микроскопической структуры двухуровневых систем.

Позднее было показано, что причиной зависимости амплитуды дипольного эха от магнитного поля может служить также энергия диполь-дипольного взаимодействия ядерных магнитных моментов, зависящая от состояния двухуровневых систем [5].

В данной работе мы провели теоретическое исследование влияния магнитного поля на амплитуду дипольного эха в стеклах, вызванного диполь-дипольным взаимодействием ядерных спинов, в случае, когда энергия диполь-дипольного взаимодействия ядер меньше чем $\hbar/\tau$.

Мы показали, что в случае одинаковых взаимодействующих ядер, зависимость амплитуды дипольного эха от магнитного поля также имеет универсальный вид, не зависящий от микроскопической структуры двухуровневых систем. При этом, данная зависимость отличается от случая взаимодействия ядерных квадрупольных моментов с микроскопическим полем только вертикальным масштабом.

В случае диполь-дипольного взаимодействия различных ядер, универсальный вид зависимости нарушается и на поведение амплитуды эха в магнитном поле может влиять, например, микроскопическая структура двухуровневых систем.

Наши результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными по измерению амплитуды дипольного эха в магнитном поле в глицероле [5].

Литература

1. Amorphous Solids Low — Temperatue Properties, Ed. W. A. Phillips, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1981).
2. S. Ludwig, C. Enss, P. Strehlow and S. Hunklinger, Phys. Rev. Lett. , 88, 075501 (2002).
3. A. Wurger, A. Fleischmann, and C. Enss, Phys. Rev. Lett. , 89, 237601 (2002).
4. А. В. Шумилин, Д. А. Паршин, Письма в ЖЭТФ, 89, 143 (2009).
5. M. Bazrafshan, G. Fickenscher, M. v Schickfus, A. Fleischmann and C. Enss, J. Phys. : Conf. Ser. 92, 012135 (2007).

Исследование зарядопереноса в силикатных стеклах в процессе термо-электрополевой модификации

А. М. Кузнецов[1], А. А. Липовский[2], А. В. Омельченко[1], М. И. Петров[1].

[1]АФТУ РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 448-69-94, эл. почта:antonk@school.ioffe.ru

[2] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812)534-58-21, эл. почта: lipovskii@mail.ru

Явление термо-электрополевой модификации стекол при формировании сверхвысокого электрического поля, вблизи анодной поверхности разогретого стекла, к которому приложено постоянное электрическое напряжение, находит свое применение как в микроэлектронной технологии [1], так и при создании нелинейных и электрооптических элементов [2]. Процесс термо-электрополевой модификации также играет важную роль в электрополевом просветлении стекло-металлических нанокомпозитов [3,4]. Модификация стекол и нанокомпозитов обусловлена протеканием в них процессов массо- и зарядопереноса, интерес к которым определяется прикладной значимостью рассматриваемого явления.

Несмотря на большой объем исследований, посвященных термо-электрополевой модификации стекол, существующие модели зарядопереноса в ряде случаев неудовлетворительно описывают процесс полевой модификации. В частности распространенная модель [5] полевой модификации, учитывающая проникновения атмосферных ионов (ионов водорода H^+ или гидрония H_3O^+) внутрь стекла, оказывается несостоятельной при описании процесса полевой модификации без доступа атмосферных ионов. В работе [1] было продемонстрировано, что в этом случае под действием сверхсильного электрического поля возможно движение отрицательных ионов кислорода O^- [6] по направлению к аноду. Оба процесса, как проникновение ионов водорода, так и движение ионов кислорода, ведут к компенсации отрицательного заряда, локализованного вблизи анодной поверхности и ответственного за наличие сверхсильного электрического поля.

В представляемой работе рассматривается модель процесса термо-электрополевой модификации, учитывающая одновременное участие как ионов водорода (гидрония), так и ионов кислорода в процессе массо- и зарядопереноса в силикатном стекле. Выполненные расчеты показывают, что термо-электрополевая модификация может приводить к формированию вблизи поверхности стекла нескольких областей, существенно различающихся по химическому составу и структуре. Выполненные расчеты подтверждаются полученными авторами и литературными экспериментальными данными.

Работа выполнена в рамках аналитической ведомственной программы "Развитие научного потенциала высшей школы", проект 988.

Литература

1. P. Nitzsche, K. Lange, B. Schmidt, S. Grigull, U. Kreissig, B. Thomas, K. Herzog, Ion Drift Processes in Pyrex-Type Alkali-Borosilicate Glass during Anodic Bonding, J. Electrochem. Soc. 145 (5) (1998) 1755-1762.
2. W. Margulis, F. C. Garcia, E. N. Hering, L. C. Guedes Valente, B. Lesche, F. Laurell, I. C. S. Carvalho, Poled glasses, MRS Bulletin 23 (11)(1998) 31-35.
3. O. Deparis, P. G. Kazansky, A. Abdolvand, A. Podlipensky, G. Seifert, H. Graener, Poling-assisted bleaching of metal-doped nanocomposite glass, Appl. Phys. Lett. 85 (6) (2004) 872-874.
4. А. А. Липовский, В. Г. Мелехин, В. Д. Петриков, Оптическое просветление ионообменных стекол с наночастицами меди под действием электрического поля, Письма в ЖТФ 32 (6) (2006) 89-94..
5. R. H. Doremus, Mechanism of electrical polarization of silica glass, Appl. Phys. Lett. 87 (23) (2005) 232904-1-232904-2.
6. D. E. Carlson, Ion Depletion of Glass at A Blocking Anode .1. Theory and Experimental Results for Alkali Silicate-Glasses, Journal of the American Ceramic Society 57 (7) (1974) 291-294.

Электронная оже-спектроскопия с разрешением по спину системы Bi-$FeNi_3$(110)

А. Б. Устинов, В. Н. Петров

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 552-77-90, эл. почта: ustinov@tuexph.stu.neva.ru

Методом электронной оже-спектроскопии с разрешением по спину проводилось исследование поляризации электронов выходящих из системы Bi-Fe_3O_4 (110).

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 спину использовался компактный детектор поляризации Мотта [2]. Оба прибора были разработаны в нашей научной группе.

Перед каждым измерением образец подвергался очистке путём многократного отжига и бомбардировки ионами аргона.

Проводилось измерение поляризации низкоэнергетических оже-пиков железа и никеля поверхности образца Fe_3O_4 (110). Были измерены спин-разрешённые оже-спектры. Установлено, что поляризация пика железа в данном случае составляет 16%, а поляризация пика никеля — 4%. Как показано в [1] это соответствует магнитным моментам в 2,9 магнетона Бора для железа и в 0,7 магнетона Бора для никеля.

На следующем этапе проводилось напыление тонкой плёнки висмута на поверхность образца Fe_3O_4 (110) и аналогичное измерение спин-разрешённых оже-спектров. Полученные результаты показали, что напыление плёнки висмута толщиной в 0,3 моно-

слоя на поверхность образца приводит к возрастанию поляризации пика железа до 28%. Напыление плёнки висмута, в данном случае, хотя и уменьшает общую амплитуду пика железа, но существенно увеличивает его поляризацию. Это не связано с возрастанием намагниченности исследуемого образца. Напыление плёнки висмута приводит к появлению асимметрии рассеяния для оже-электронов, выходящих с поверхности образца. Эта асимметрия в случае выхода электронов не перпендикулярно поверхности образца приводит к увеличению поляризации оже-электронов железа.

Работа проводилась в группе поверхностного магнетизма кафедры экспериментальной физики СПбГПУ при поддержке гранта РФФИ № 08-02-00969.

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).

Обобщённая решёточная модель гетерогенных состояний в многокомпонентных растворах

Н. М. Потапова

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия

эл. почта: nadpotapova@gmail.com

Работа посвящена построению теории гетерогенных состояний в многокомпонентных конденсированных системах с учётом различия атомных размеров компонентов и дальнодействующих плавных межатомных потенциалов. Для этой цели использована обобщённая решёточная модель [1], в явном виде учитывающая как различия атомных размеров компонентов (т.е. короткодействующих частей межатомных потенциалов), так и дальнодействующие части межатомных потенциалов. Выведена система интегро-дифференциальных уравнений, описывающая равновесное распределение компонентов. В предположении, что характерные масштабы неоднородностей значительно меньше радиуса действия дальнодействующих частей межатомных потенциалов, эта система уравнений сведена к системе дифференциальных уравнений, содержащих в качестве параметров атомные объёмы всех компонентов и интегральные характеристики потенциалов взаимодействий всех компонентов (приближение типа Кана-Хильярда [2]).

Подробно рассмотрена модельная задача о плоской границе раздела в бинарных системах. Исследовано влияние температуры на толщину границы раздела фаз ξ.

Установлено, что в окрестности критической температуры $\xi \approx |T_c - T|^{-1/2}$, а при низких температурах $T << T_c$ величина ξ выходит на константу.

Основные результаты, полученные в данной работе, состоят в следующем:

- Выведены уравнения, связывающие распределение компонентов в конденсированных системах с характеристиками компонентов и их взаимодействий.
- Получено точное решение уравнения равновесного распределения компонентов бинарного раствора для случая плоской границы раздела фаз [3].
- Установлена связь между характеристиками межатомных потенциалов компонентов бинарного раствора и толщиной переходного слоя между фазами, как в окрестности критической точки, так и в пределе низких температур.

Литература:

1. Захаров А. Ю. , Удовский А. Л. // Физика и химия обработки материалов. 2005. №1. С. 5—14.
2. Cahn J. W. , Hilliard J. E. // J. Chem. Phys. 1958. Vol. 28. No. 2.P. 253-257.
3. Захаров А. Ю. , Потапова Н. М. , Пузанов В. П. //Вестник НовГУ. Сер.: Техн. Науки. 2008. № 46. С. 7-9

Формирование нанокластеров кремния в аморфном диоксиде кремния под воздействием электронного зонда высокой удельной мощности

Е. В. Колесникова[1], М. В. Заморянская[2]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-82, эл. почта: kolesnikova@mail.ioffe.ru

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-82, эл. почта: zam@mail.ioffe.ru

В данной работе проводилось изучение процесса формирования кластеров кремния в диоксиде кремния в результате взаимодействия электронного зонда высокой удельной мощности с аморфным диоксидом кремния, а также изучение люминесцентных свойств модифицированного диоксида кремния методом катодолюминесценции. В результате модификации аморфного диоксида кремния в облучаемом микрообъеме формируются собственные дефекты и нанокристаллы кремния. При этом методе источником кремния для формирования нанокристаллов является облучаемая матрица. Модификация диоксида кремния электронным зондом происходит, за счет локального перегрева облучаемой области при неупругом рассеянии электронов. Для аморфного диоксида кремния температура перегрева значительна, поскольку он имеет низкую теплопроводность и температура перегрева в этом случае на порядки превышает температуру перегрева полупроводниковых материалов.

Основным методом исследования собственных дефектов являлся метод локальной катодолюминесценции (КЛ). По люминесцентным свойствам диоксида кремния мож-

но судить о присутствии точечных дефектов и кластеров кремния. Известно, что в спектрах КЛ диоксида кремния наблюдаются три полосы, характеризующие собственные точечные дефекты: полоса КЛ с максимумом 1,9 эВ соответствует точечному дефекту немостикого атома кислорода [1]; полоса с максимумом 2.2 эВ связана с кислородной вакансией Si-Si [2]; и полоса с максимумом 2,65 эВ — дефект двухкоординированного атома кремния [3]. Также в спектрах КЛ систем SiO_2/Si содержащих нановключения кремния наблюдается люминесценция с максимумом 1,4-2,0 эВ. Положение максимума этой полосы люминесценции зависит от размера нановключений [4].

При отработке режимов формирования нанокластеров кремния были обнаружены следующие закономерности. При низкой плотности тока электронного зонда, а, соответственно, и низкой температуре перегрева, наблюдалось изменение интенсивности катодолюминесценции основных точечных дефектов, но не возникало необратимых изменений в облучаемом микрообъеме. При более высокой плотности тока электронного зонда в облучаемом микрообъеме происходят необратимые изменения, формируются дополнительные точечные дефекты и нанокластеры кремния [4]. При дальнейшем повышении плотности тока электронного зонда после стадии формирования собственных дефектов наблюдается общее падение интенсивности люминесценции, которое может быть связано с уменьшением доли диоксида кремния в облучаемом микрообъеме и формированием крупных кластеров кремния за счет «испарения» кислорода в вакуум.

Пленки диоксида кремния на кремнии, используемые в микроэлектронике, обычно выращиваются термическим способом во влажном кислороде. Такие пленки отличаются высоким качеством интерфейса диоксид кремния — кремний, быстрым ростом и значительным содержанием ОН-групп. Высокое содержание ОН-групп вызывает увеличение содержания собственных дефектов в пленках и, соответственно, влияет на процесс формирования нанокластеров кремния. Исследования процесса модификации аморфного диоксида кремния с различным содержанием ОН-групп показали, что высокое содержание ОН-групп приводит к уменьшению времени формирования нанокластеров и увеличению количества нанокластеров.

Литература

1. L. N. Skula, A. R. Silin, phis. stat. sol. (a) 70, 43 (1982)
2. Gee C. M. , Kastner M. , Journal of Non-Crystalline Solids p. 557-586 (1980)
3. H. -J. Fitting, T. Barfels, A. N. Trukhin, B. Schmidt, A. Gulans, A. Von Czarnovski, Journal of Non-Crystalline Solids 303, p. 218-231, (2002)
4. E. V. Kolesnikova, A. A. Sitnikova, V. I. Sokolov, M. V. Zamoryanskaya, Solid State Phenomena V. 108-109, p. 729-734 (2005)

Квазирешеточная модель. Учет короткодействующих частей межатомных потенциалов и вакансий

А. Ю. Захаров[1], *А. А. Шнайдер*[2].

[1]Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия

тел: (8162) 33-68-91, эл. почта: Anatoly.Zakharov@novsu.ru

[2]Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия

тел: (8162) 33-68-91, эл. почта: schneider@mail.natm.ru

В настоящее время количественное описание статистической термодинамики производится в рамках различных феноменологических моделей. Одной из них является квазирешеточная модель многокомпонентных систем (КРМ), основанная на предложенной и разработанной в [1,2] обобщенной решеточной модели. Перечислим основные положения КРМ.

Короткодействующая часть взаимодействий приводит к ограничению расстояний, на которые могут сближаться частицы, и может быть учтена введением собственных атомных объемов ω_i всех компонентов. Предполагаем, что собственные атомные компонентов в данной пространственной точке зависят от распределения всех компонентов во всем пространстве.

$$\omega_i(\vec{r}) = \omega_i(\{n_1(\vec{r})\},\ldots\{n_m(\vec{r})\}), \quad (1)$$

где $n_i(\vec{r})$ - локальная плотность числа частиц i-го компонента в точке $\vec{r}$ ($i = 1 \div m$, m -число компонентов).

Дальнодействующая часть взаимодействий порождает плавно меняющиеся в пространстве локальные силовые поля, которые могут быть учтены в приближении эффективного поля. Вакансии проявляются в термодинамических свойствах системы посредством энтропийного вклада в функционал свободной энергии.

$$F = \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{m}\iint_V K_{ij}(\vec{r}-\vec{r}\,')n_i(\vec{r})n_j(\vec{r}\,')d^3r d^3r' + T\sum_{i=0}^{m}\int_V n_i(\vec{r})\ln\left(\frac{n_i(\vec{r})}{n\ (\vec{r})}\right)d^3r\ , \quad (2)$$

где $K_{ij}(\vec{r}-\vec{r}\,')$ - потенциальная энергия взаимодействия частиц i-го и j-го компонентов, находящихся в точках $\vec{r}$ и $\vec{r}\,'$; T -абсолютная температура в энергетических единицах; $n\ (\vec{r}) = \sum_{i=0}^{m} n_i(\vec{r})$ - суммарная плотность числа частиц и вакансий.

Равновесное распределение компонентов в системе определяется из условия минимума функционала свободной энергии при учете условия упаковки

$\sum_{i=1}^{m} \omega_i n_i(\vec{r}) + \omega_0 n_0(\vec{r}) = 1$, (где индекс «0» соответствует вакансии с удельным объемом ω_0) и учете условия сохранения числа частиц компонентов $\int n_i(\vec{r}) d^3 r = N_i$, (где N_i - число частиц каждого из компонентов). Локальный химический потенциал i-го компонента $\mu_i(\vec{r})$ ($i \neq 0$) определяется как вариационная производная функционала свободной энергии по локальной плотности этого компонента.

Дальнейшее рассмотрение КРМ направлено на вычисление термодинамических функций однородных многокомпонентных фаз.

Литература

1. А. Ю. Захаров, С. В. Терехов. Обобщенная решеточная модель фазовых равновесий в многокомпонентных системах.// Математические задачи химической термодинамики. Новосибирск: Наука, 1985. С. 173-181.
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.

Фазовый переход в системе наночастиц йода в регулярной пористой матрице AFI

С. В. Трифонов

Псковский государственный педагогический университет им. С. М. Кирова, Псков, Россия

тел: (8112) 75-23-18, эл. почта: svtrifonov@mail.ru

Одним из методов создания наноструктур является диспергирование вещества-гостя в диэлектрических пористых матрицах цеолитов и цеолитоподобных алюмофосфатов [1 - 3].

Цеолитоподобные алюмофосфаты типа AFI содержат регулярную систему одномерных каналов диаметром 0.73 нм, расположенных вдоль оптической с-оси [4, 5], и могут быть использованы как матрицы для синтеза и исследования одномерных атомных цепочек в каналах.

Нанокомпозиционный материал I/AFI был получен нами прогреванием монокристаллов AFI в парах йода I_2 при температуре 773 К в течение 6 ч. Изначально прозрачные монокристаллы приобретали коричневую окраску и демонстрировали оптическую анизотропию в поляризованном свете.

Электрические свойства I/AFI исследовались с помощью прижимных индиевых электродов на кварцевой или ситалловой подложке [6] в интервале напряжений 10÷200 В при температурах 290÷390 К. Вольтамперные характеристики выявили нелинейную зависимость тока от приложенного напряжения: $I = AU^k$, где

$k = 1.5 \div 2.0$ [7]. Проведенные нами исследования показали, что величина тока в нанокомпозитах I/AFI в $10^2 \div 10^3$ раз превышает ток в исходных монокристаллах AFI при тех же напряжениях. Температурные зависимости тока при постоянных напряжениях носят аррениусовский характер, однако в области ~ 70°C на графиках наблюдается особенность, по-видимому, связанная с фазовым переходом в системе наночастиц йода в матрице AFI. Как показано авторами работы [8] на основе оптических измерений, при этой температуре в каналах AFI происходит разрыв одномерных йодных цепочек на отдельные фрагменты. Таким образом, эффект, связанный с фазовым переходом, проявляет себя не только в оптических, но и в электрических свойствах нанокомпозитов I/AFI.

Работа поддержана целевой программой «Развитие научного потенциала высшей школы» Федерального агентства образования Российской Федерации.

Литература

1. В. Н. Богомолов, УФН 124, 171 (1978).
2. Y. Kumzerov, S. Vakhrushev, in Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, edited by H. S. Nalwa (American Scientific Publishers, 2003), Vol. X, pp. 1 — 39.
3. 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 (Nova Science Publishers, 2009), Chapter 5 (in press).
4. G. Finger, J. Richter-Mendau, M. Bülow et al. , Zeolites 11, 443 (1991).
5. D. Demuth, G. D. Stucky, K. K. Unger et al. , Microporous Mater 3, 473 (1995).
6. В. Н. Марков, В. Г. Соловьёв, ПТЭ 5, 232 (1990).
7. 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).
8. J. T. Ye, Z. K. Tang, G. G. Siu, Appl. Phys. Lett. 88, 073114 (2006).

Разработка метода диагностики слоев и структур на основе AlInGaN локальными методами

Я. В. Кузнецова, Т. Б. Попова, Е. Ю. Флегонтова, М. В. Заморянская

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-82, эл. почта: y.domracheva@mail.ioffe.ru

Одним из наиболее перспективных материалов, позволяющим реализовать в рамках одной системы оптоэлектронные устройства, работающие в широком диапазоне длин волн (от инфракрасной до ультрафиолетовой), являются нитриды третьей группы AlInGaN. Несмотря на значительный прогресс в создании и коммерциализации приборов на основе нитридов, получение слоев и структур с заданными свойствами (толщина, однородность, состав и др.) до сих пор является технологической проблемой.

В связи с этим создание новых неразрушающих методик для исследования и анализа выращенных структур в процессе отработки технологии получения тонких слоев,

квантовых ям и светодиодных структур на основе нитридов является актуальной и важной задачей.

Методы, наиболее часто применяемые для контроля состава (рентгеновская дифракция, вторично-ионная масс-спектрометрия, Резерфордовское обратное рассеяние, просвечивающая электронная микроскопия) имеют ряд существенных недостатков или применимы только для определения малых концентраций InN [1-3].

В данной работе предложен комплексный подход, состоящий в совместном применении методов рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) и локальной катодолюминесценции (КЛ) с последующей обработкой результатов методом математического моделирования. Именно такой подход позволяет определять ключевые параметры слоев и структур и является наиболее удобным для изучения системы AlInGaN ввиду ее неоднородности, как в латеральном, так и в ростовом направлениях. Несмотря на широкое распространение растровых электронных микроскопов, содержащих приставки для РСМА и/или КЛ, методически-последовательное совместное применение данных двух методов ранее не применялось.

Несомненным достоинством такого подхода является возможность получать информацию о составе и об оптических характеристиках, соответствующую одному микрообъему. Как показано в этой работе, данный комплекс методов позволяет изучать наноразмерные слои и структуры, что является актуальным при отработке технологии получения современных приборов на основе AlInGaN.

В работе приводятся теоретические расчеты, а также продемонстрировано применение предлагаемого подхода для диагностики слоев, структур с квантовыми ямами и светодиодных многослойных структур на основе AlInGaN.

Работа выполнена на базе ЦКП "Материаловедения и диагностика в передовых технологиях" при поддержке Правительства Санкт-Петербурга в рамках аналитической ведомственной программы "Развитие научного потенциала высшей школы", проект 988. Авторы благодарят В. Н. Жмерика за предоставленные структуры.

Литература

1. S. Pereira et al. Appl. Phys. Lett. 79, 10, 1432-1434 (2001).
2. R. Singh et al. Appl. Phys. Lett. 70, 9, pp. 1089-1091 (1997).
3. C. J. Humphreys Phil. Mag. 87, 13, pp. 1971–1982 (2007).

Создание манипуляторов для объектов микро- и нанотехнологии с помощью фокусированного ионного пучка

Савенко А. Ю. [1], Коледов В. В. [2]

[1]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

тел. (812)234-27-57, эл. почта: savenko@bk.ru

[2]Институт радиотехники и электроники РАН

Перемещение микро- и нано- объектов является нетривиальной задачей. Присущая им хрупкость, чувствительность к статическому заряду и требования к чистоте устанавливают высокие требования к применяемому оборудованию. Такими объектами могут быть углеродные нанотрубки имеющие диаметр единицы-десятки нанометров, графеновые слои, образцы-плёнки для просвечивающей электронной микроскопии (TEM) или любые другие образования которые необходимо исследовать.

Одним из удобных способов изготовления TEM-образцов является их вытравливание фокусированным ионным пучком (FIB-технология) [1]. TEM-образцы обычно представляют собой плёнку размером 10x10 мкм и толщиной <100 нм. Плёнка вырезается в точно задаваемом месте образца, и далее для перемещения полученной «фольги» на специальный держатель (медную сеточку) используется прецизионный манипулятор. Для этого могут применяться прецизионные вольфрамовые зонды, имеющие высокую точность позиционирования (4 нм), микроманипуяторы Kleindiek или Omniprobe. Для крепления TEM-плёнки к манипулятору используется локальное осаждение платины, которое затем перерезается ионным пучком.

Альтернативным разрабатываемым способом манипулирования объектами является нанопинцет на основе сплавов с памятью формы Ni-Ti-Cu [2, 3]. Изготавливается биметаллическая структура, состоящая из обычного металла и сплава (композита) имеющего аустенит-мартенситный переход. При нагревании свыше точки перехода сплав будет восстановить свою исходную форму, и пинцет будет совершать пространственные движения. Перемещение является обратимым, так как упругий слой металла возвращает композит в исходное состояние при охлаждении. Можно реализовать функции удерживания или перемещения образцов.

Предполагается, что разрабатываемый нанопинцет послужит прототипом, на котором будут отработаны элементы более сложной технологии, в частности, будет предпринята попытка приблизиться к решению одной из так называемых «нанотехнологических проблем Фейнмана»: создание «руки наноробота», которая должна выполнять контролируемые движения по перемещению и стыковке отдельных наночастиц или даже молекул и должна иметь минимальные габаритные размеры.

Литература

1. Кузнецова М. А. , Лучинин В. В. , Савенко А. Ю. Физико-технологические основы применения наноразмерной ионно-лучевой технологии при создании изделий микро- и наносистемной техники // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 8. С. 24-32.

2. S. A. Wilson, R. P. J. Jourdain, Q. Zhang, et al. New materials for micro-scale sensors and actuators. An engineering review. Mater. Sc. Eng. R 56 (2007) 1-129.

3. Иржак А. И. , Коледов В. В. , Савенко А. Ю. и др. Трёхмерное манипулирование нанообъектами. Сб. тез. докл. Международного форума по нанотехнологиям. 3-5 дек. 2008. Москва. Т. 2. С. 41-43.

Кроссовер динамики спиральных флуктуаций в MnSi

Е. В. Москвин[1], С. В. Григорьев[1], В. Дядькин[1], С. В. Малеев[1], П. Фуке[2], Х. Экерлебе[3]

[1]Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия

тел: (81371) 4-67-15, эл. почта: mosqueen@pnpi.spb.ru

[2]Institute Laue-Langevin, Grenoble Cedex, France

[3]GKSS Forschungszentrum, Geesthacht, Germany

Соединение MnSi имеет кубическую группу симметрии $P2_13$ с параметром решетки a = 4.558 Å. Ниже T_c = 29 K магнитные атомы марганца формируют левостороннюю ферромагнитную спираль, благодаря взаимодействию Дзялошинского-Мория (ВДМ) [1]. Слабое анизотропное взаимодействие (АВ) фиксирует направление спирали вдоль <111> [2, 3].

Согласно новейшим исследованиям, фазовый переход (ФП) в MnSi является переходом первого рода в очень узком интервале температур ($\Delta T = T_c + 0.1$ K), за которым следует длинная (~3 K) критическая область подобная той, что характеризует непрерывные ФП [4]. Поведение в этой критической области находится в хорошем согласии с приближением среднего поля модели Бака-Енсена (Bak-Jensen), учитывающей иерархию трех взаимодействий: обменного, ВДМ и АВ [6].

В настоящей работе представлены результаты, полученные с помощью малоугловой диффракции (SANS-2, GKSS, Germany) и спин-эхо спектрометрии (IN11, ILL, France). В температурной зависимости восприимчивости, χ, и обратной корреляционной длины, κ, наблюдается кроссовер скейлингового поведения при значении приведенной температуры $\tau = (T-T_c)/T_c \approx 0.02$. Критические индексы χ и κ изменяются соответственно с величин $\gamma_1 = 0.65(3)$ и $\nu_1 = 0.38(2)$ при $\tau < 0.02$ на новые $\gamma_2 = 1.61(2)$ и $\nu_2 = 0.68(1)$ при $\tau > 0.02$. Температура кроссовера разделяет критическую область на две: область, где влияние ВДМ сравнимо с обменным взаимодействием ($\tau < 0.02$) и область, где ВДМ мало и критическое поведение определяется обменом ($\nu = 2/3$ для ферромагнетиков). Кроссовер возникает, когда корреляционный радиус уменьшается до масштаба порядка 8/3 длины спирали. Скейлинговое соотношение $\gamma = 2\nu$ выполняется довольно плохо в то время как другое соотношение $\gamma + 2\beta = d\nu$, где $\beta = 0.22(1)$ — индекс намагниченности, а $d = 3$ — размерность системы, выполняется очень хорошо для обоих областей.

С помощью спин-эхо спектрометрии были измеряны времена релаксации, Γ, для разных T и q ($q = Q-k$ — расстояние до брегговского пика). Температурная зависимость времени релаксации имеет кроссовер при том же τ. Это вероятно, связано с тем

же эффектом все возрастающей роли ВДМ при приближении к T_c. q-зависимость также имеет перелом: в области $q < 0.07$ величина Γ практически не меняется, оставаясь в районе 1 мкЭВ вблизи T_c и 10 мкЭВ — вдали; при $q < 0.07$ зависимость подчиняется закону $q^{5/2}$.

Литература

1. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ. 46, 1420 (1964).
2. Y. Ishikawa, K. Tajima, D. Bloch, et al. , Solid State Commmun. 19, 525 (1976).
3. Y. Ishikawa, G. Shirane, J. A. Tarvin, et al. , Phys. Rev. B 16, 4956 (1977).
4. S. M. Stishov, A. E. Petrova, S. Khasanov, et al. , Phys. Rev. B 76, 052405 (2007)
5. P. Bak, M. H. Jensen, J. Phys. C 13, L881. (1980).
6. S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov, et al. , Phys. Rev. B 72, 134420 (2005).

Поверхностное взаимодействие Дзялошинского Мория в Y/Dy сверхрешетках

С. В. Григорьев[1], Ю. О. Четвериков[1], D. Lott[2], and A. Schreyer[2]

[1]Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия

[2]GKSS Forchungszentrum, Geesthacht, Germany

эл. почта: Yurii.Chetverikov@pnpi.spb.ru

Методом рефлектометрии поляризованных нейтронов исследовались особенности спинового упорядоточения Y/Dy сверхрешеток находящихся в кирально невырожденном состоянии. Образцы представляют собой эпитаксиально выращенные на сапфировой подложке перемежающиеся слои Y и Dy толщиной 15-42 нм, образующие Y/Dy многослойную структуру из 150-350 периодов. Обнаруженное в таких сверхрешетках снятие кирального спинового вырождения [1] приводит к не равной заселености лево- и право- закрученных спиновых геликоидов Dy слоев, появляющихся ниже TN=166K и когерентно проникающих сквозь немагнитные Y прослойки. Разность в заселенностях измерялась как поляризационно-зависимая ассиметричная часть магнитного рассеяния нейтронов [2]. Невырожденная киральность Y/Dy образцов интерпретируется как экспериментальное свидетельство существования взаимодействия Дзялошинсокого- Мория вблизи поверхности раздела Y/Dy [3]. В данной работе выявлены и исследованы такие особенности спинового порядка Y/Dy систем, которые связывают снятие вырождения 3-х мерного магнитного геликоида Dy/Y с поверхностным ДМ взаимодействием.

Литература

1. S. V. Grigoriev A. I. Okorokov, Yu. O. Chetverikov et al. JETP Letters vol. 83 No. 11, 478 (2006).
2. S. V. Maleev, V. G. Bar'yakhtar, and R. A. Suris, Fiz. Tverdogo Tela 4 3461 (1962) [Sov. Phys. Solid State 4, 2533 (1962)].
3. S. V. Grigoriev, Yu. O. Chetverikov, D. Lott, A. Schreyer, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 197203.

Современная космология

Обнаружение малоамплитудных колебаний блеска уникальной затменной системы V718 Per

О. Ю. Барсунова[1], В. П. Гринин[1,2], А. А. Архаров[1], С. Г. Сергеев[3]

[1]Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 363-73-45, эл. почта: monoceros@mail.ru

[2]Астрономический институт им. В. В. Соболева, Санкт-Петербург, Россия

[3]Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Украина

Приводятся новые результаты фотометрических наблюдений необычной молодой звезды V718 Per в видимой (VRI) и ближней инфракрасной (JHK) областях спектра. Они показывают, что наряду с продолжительными затмениями, следующими друг за другом с периодом 4.7 года, в изменениях блеска звезды присутствуют также малоамплитудные колебания с периодом примерно в 8 раз меньшим основного периода. В отличие от крупномасштабных затмений, сопровождающихся покраснением звезды, малоамплитудные колебания имеют нейтральный характер и обусловлены крупными частицами. Бимодальные колебания такого типа могут возникнуть в околозвездном диске, разделенном большой полостью на две зоны — внутреннюю, плотную зону и внешний, менее плотный диск. Подобные конфигурации возникают при наличии в диске достаточно массивного возмущающего тела. При этом в каждой из этих двух зон могут возникать волны плотности, вращение которых происходит с разной угловой скоростью. Поэтому при наблюдениях таких систем почти с ребра в изменениях экстинкции могут присутствовать две моды колебаний с разными периодами. Мы предполагаем, что подобная ситуация как раз и имеет место в случае V718 Per. Поскольку у этой звезды не обнаружено никаких признаков спектроскопической двойственности, то возмущающим телом может быть либо планета-гигант, либо коричневый карлик.

Моделирование и выявление фрактальных структур в пространственном распределении галактик

Н. Ю. Ловягин

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

эл. почта: lovyagin@gmx.com

В настоящее время ведется спор о существовании или отсутствии структур, больших 30 Мпк, и надежности методов определения масштабов выхода на однородность

[1]. В работе проводится анализ трех методов определения фрактальной размерности и масштабов неоднородности на модельных каталогах галактик и применение этих методов к данным каталогов 2dF и 6dF. В качестве модельных распределений галактик взяты множества точек с известной фрактальной размерностью (параметр модели), к которым приписана абсолютная звездная величина в соответствие с функцией светимости галактик.

Условная плотность

Исследование условной плотности (полной корреляционной функции [2]) модельных каталогов показывает, что ее величина для больших радиусов систематически существенно искажается наличием пространственных границ множества. Это накладывает ограничение на применение корреляционных методов для определения фрактальной размерности: надежной можно считать только ее оценку на масштабах от нескольких средних расстояний до ближайшего соседа до 10-20% от радиуса максимального шара, целиком лежащего в пространственных пределах выборки. По данным каталога 2dF величина фрактальной размерности оценивается в 2.2±2.5 на масштабах от 2 до 20 Мпк.

Анализ радиальных распределений галактик

Метод состоит в аппроксимации радиального распределения галактик (зависимости количества галактик в сферической оболочке от расстояния до нее) эмпирической формулой $N(z) = Az^{\gamma} e^{-(z/z_c)^{\alpha}}$ [3]. Рассматривается относительное отклонение истинного количества от аппроксимации [4] $\sigma(z) = \left(N_{obs}(z) - N_{appr}(z)\right) / N_{appr}(z)$. В однородном случае флуктуации не превосходят уровня $3\sqrt{N(z)}$, во фрактальном их число и амплитуда увеличивается с уменьшением размерности, что позволяет выявлять структуры. Этим методом по данным каталогов 2dF и 6dF обнаружены структуры размером до 70 Мпк, масштаб и величина которых согласуется с оценкой фрактальной размерности в 2.1-2.4

Анализ SL-статистики

Анализ SL-статистики [5] — диаграмм, на которых каждой галактике соответствует точка с абсциссой равной расстоянию до нее, а ординатой — концентрации галактик в шаре радиуса r вокруг пробной галактики (r — параметр диаграммы) — для модельных каталогов галактик показал, что ее вид существенно отличается для множеств разной размерности: флуктуации увеличиваются с уменьшением размерности. Также рассмотрена функция распределения концентрации. В однородном случае наблюдается Гауссов закон со средним значением, равным средней концентрации галактик во всей выборке, во фрактальном существенно иная зависимость, параметры которой еще и зависят от радиуса r. Этот метод, как и анализ радиальных распределений, требуют дополнительных исследований.

Литература

1. Ю. В. Барышев, П. Теерикорпи, Бюлл. САО, 59, 92 (2006)
2. A. Gabrieli, et al. , «Statistical physics for cosmic structures» (Springer, 2004)
3. Pirin Erdoğdu, et al. , MNRAS. 373, 45 (2006).
4. R. S. Somerville, et al. ,ApJ. 600, 171 (2004).
5. F. Sylos Labini, N. L. Vasilyev, L Pietroneiro and Yu. V. Baryshev, EL. 86, 4 (2009).

Учёт влияния лунных приливов в модели орбитально-вращательного движения Луны

С. О. Прохоренко[1], Г. А. Красинский[2]

[1]Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 275-09-78, эл. почта: se_@inbox.ru

[2]Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 275-09-78, эл. почта: kra@ipa.nw.ru

За последнее десятилетие точность экспериментов по лазерной локации Луны (ЛЛЛ) существенно возросла. Так, инициированный в 2006 году в обсерватории Apache Point проект APOLLO позволяет получать измерения дальности с точностью до нескольких миллиметров. Для интерпретации полученных данных требуется усовершенствованная математическая модель орбитально-вращательного движения Луны, учитывающая такие эффекты как приливная диссипация энергии и фрикционное взаимодействие между жидким ядром Луны и её мантией. Сравнение результатов компьютерного моделирования с экспериментальными данными позволяет произвести уточнение динамических параметров движения Луны и оценить точность выполнения основных принципов ОТО [1].

Целью настоящей работы является дальнейшее развитие оригинальной математической модели орбитально-вращательного движения Луны, разработанной в рамках системы эфемеридных вычислений «ЭРА». По сравнению с предшествующей теорией в уравнения Эйлера для физической либрации Луны включены приливные возмущения, связанные с запаздыванием лунных приливов [2]. Планируется добавить учёт фрикционного взаимодействия между жидким ядром Луны и её мантией [3]. Разрабатывается программа для численного интегрирования полученных уравнений. В настоящее время так же ведётся работа по уточнению 65 параметров динамического движения Луны, координат станций и лунных отражателей на основании данных ЛЛЛ. Проведена обработка более 17000 измерений за период с 1970 по 2008 гг. с использованием четырёх различных численных теорий: DE403, DE405, DE421 и теории EPM-ERA, развиваемой в ИПА РАН.

Литература

1. Williams et al. , International Journal of Modern Physics D 13 567 (2004)

2. G. A. Krasinsky, Celest. Mech. Dyn. Astr. 96, 169 (2006)
3. G. A. Krasinsky, Celest. Mech. Dyn. Astr. 75, 39 (1999)

Динамические характеристики миллиметровой части микроволновых солнечных радиовсплесков

В. В. Смирнова[1], В. Г. Нагнибеда[1]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 428-42-64, эл. почта: vvsvid@rambler.ru

Наблюдения микроволновых всплесков обычно проводятся на фиксированных частотах и зачастую строятся спектры на определенный момент времени, не отражающие динамику того или иного события и важные изменения во времени характеристик излучения. Было бы идеально построить радиопоток и наблюдаемые структуры вместе как функции времени [3]. Одним из способов решения данной задачи может являться построение динамического спектра, наиболее полно отражающего развитие процессов энерговыделения во времени для всего имеющегося диапазона частот. Расхождение теоретических моделей с наблюдаемыми в миллиметровом излучении эффектами показывает, что простая интерпретация миллиметровых всплесков как продолжения микроволновых не всегда очевидна. Для типичных значений магнитных полей в короне, миллиметровое излучение должно наблюдаться на высоких гармониках гирочастоты; нерелятивистские электроны очень слабо излучают на высоких гармониках, поэтому в миллиметровом излучении должны преобладать электроны с энергиями порядка 1 Мэв, которые, возможно, генерируют сложную структуру временного профиля миллиметровых всплесков.

Поэтому, для полного понимания физических процессов, возникающих в источниках энерговыделения и для уточнения локализации и моментов ускорения электронов до высоких энергий также важно исследовать тонкую временную структуру миллиметровой части микроволновых всплесков, особенно ее спайковую природу в предположении, что каждый спайк, возможно, является новым актом ускорения частиц. В связи с этой задачей важно выявить спектральные особенности миллиметровой области микроволновых всплесков, так как временные вариации энерговыделения и ускорения частиц должны отражаться на поведении спектральных кривых (спектра) того или иного события.

Максимум спектра микроволновых всплесков обычно расположен в сантиметровом-дециметровом диапазоне ($\lambda \approx 5$-10 см.) [1]. Однако, существуют такие всплески, в спектрах которых наблюдаются отклонения от типичного профиля, проявляющиеся в смещении максимума в коротковолновую область или уплощении и возрастании спектральной кривой в миллиметровую часть, что наблюдается в основном во всплесках со сложным временным профилем и достаточно большими значениями плотности потока (>100 с.е.п. на 80 Ггц) [2].

В данной работе был проведен анализ карт, временного профиля, мгновенных (спайковых) спектров и динамического спектра микроволнового солнечного всплеска по заранее откалиброванным данным, полученным с радиогелиографа и радиополяриметра Нобеяма за 04.06.2007 г. на частотах 1, 2, 3.75, 9, 17, 35 и 80 Ггц. Было выделено 5 крупных спайков во временных профилях и показано, что вид спектра менялся в моменты появления спайков. Анализ динамического спектра показал существование значительного дрейфа максимума по частоте в коротковолновую область, что могло быть связано с усилением миллиметрового излучения и, соответственно, с появлением более энергичных электронов в момент энерговыделения в источнике. Появление усиленного миллиметрового излучения слабо связано с длинноволновой частью спектра. Положения источников (всплеска в импульсной фазе) в различных частотных диапазонах не совпадали. Однако, наблюдается хорошая корреляция миллиметрового излучения с жестким рентгеном и микроволнового — с мягким, что неоднократно отмечалось и в ранних работах.

Литература

1 Kundu, M. R, and White, S. M. : 1991, Flare Physics in Solar Activity Maximum 22, Springer-Verlag, Tokyo, p. 338.

2. I. M. Chertok et al. , Solar Physics 160: 181-198, 1995.

3. A. Nindos, 2004, Proceedings of Nobeyama Symposium 2004, NSRO Report No. 1.

Эволюция наноразмерной высокотетраэдрической компоненты межзвездной среды

А. В. Сиклицкая

АФТУ РАН, Санкт-Петербург, Россия

Известно, что наноалмазы диаметром 2 нм, присутствуют в межзвездной среде, поскольку были обнаружены в досолнечных метеоритах [1]. Известно также, что углеродные луковичные структуры, образующиеся в результате отжига высокотетраэдрических углеродных нанокластеров, поглощают электромагнитное излучение вблизи известного в астрофизике пика 217.5 нм на кривой экстинкции света [2,3]. Этим же свойством обладают наночастицы алмаза, покрытые оболочкой sp2-координированных атомов [2]. В качестве одного из возможных механизмов образования луковичных структур из наноалмазов является механизм разогрева кластера, происходящего в результате многофотонного поглощения ультафиолетовой части спектра звезд [4]. Однако, диапазон температур, при котором происходит превращение нанокластеров алмаза диаметром 2 нм, и другие его параметры, исследованы недостаточно. Поэтому интересно исследовать модификацию высокотетраэдрических кластеров углерода таких размеров отжигом. В настоящей работе методами молекулярной динамики проведено исследование стабильности и эволюции наноразмерных кластеров тетраэдического углерода начиная с момента их зарождения при измене-

нии их температуры. Показано, что кластер высокотетраэдрического углерода размером 2 нм стабилен в отсутствии водорода. Поверхность такого кластера представляет собой сетку sp2- координированных атомов (оболочку), обволакивающую высокотетраэдрическое ядро. Исследована радиальная функция распределения расстояний в таком кластере. Ее анализ показывает, что в диапазоне температур 4.2о-Тс К (Тс-температура фазового перехода), толщина оболочки зависит от температуры и времени эволюции нелинейно, достигая максимального значения при временах эволюции порядка тысяч фемтосекунд. При температуре выше Тс весь кластер претерпевает превращение в сетку sp2- координированных атомов. При дальнейшем росте температуры (T>Tc) происходит аморфизация кластера.

Литература

1. Li, A. 2004, ASP Conf. Ser. 309, Astrophysics of Dust, ed. A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine (San Francisco, CA: ASP), 417
2. Yastrebov S. , Smith R. Astrophysical Journal, 697 (2009) 1822
3. Chhowalla, M. , Wang, H. , Sano, N. , Teo, K. B. K. , Lee, S. B. , &Amaratunga, G. A. J. 2003, Phys. Rev. Lett. , 90, 155504
4. Li, A. , Chen, J. H. , Li, M. P. , Shi, Q. J. , & Wang, Y. J. 2008, MNRAS, 390, L39

Численное моделирование фотометрической активности двойных систем на ранних стадиях их эволюции

Т. В. Демидова[1,2,3], Н. Я. Сотникова[1,2], В. П. Гринин[1,2,3]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

[2]Астрономический институт им. В. В. Соболева, Санкт-Петербург, Россия

[3]Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (921) 398-89-35, эл. почта: proxima1@list.ru

Газодинамические расчеты Сотниковой и Гринина (2007) показали, что в молодых двойных системах, аккрецирующих вещество из остатков протозвездного облака, и наклоненных под небольшим углом к лучу зрения, могут возникнуть три типа колебаний экстинкции на луче зрения. Самый короткий период (P1) равен орбитальному и вызван потоками вещества, периодически проникающими из общего диска внутрь системы, Второй период (P2), примерно в 5-8 раз больший орбитального, вызван движением волны плотности в общем диске. Третий период (P3) обусловлен медленной прецессией общего диска и равен нескольким сотням орбитальных периодов. В данной работе исследуется влияние параметров моделей на первые два типа колебаний. С этой целью рассчитана сетка теоретических кривых блеска для разных ориентаций двойной системы относительно наблюдателя. Параметры моделей варьировались в следующих пределах: отношение масс компонентов q = M2/M1 = 0.1 — 0.5, эксцентриситет e = 0 — 0.7. Варьировался также параметр, определяющий вязкость

системы. Были приняты типичные для околозвездной пыли оптические характеристики пылинок.

Расчеты показали, что колебания блеска с фазой орбитального периода могут иметь сложную структуру. При этом амплитуды и форма кривых блеска сильно зависят от угла наклона плоскости системы и ее ориентации относительно наблюдателя. Колебания с периодом P2 становятся исчезающее малыми при уменьшении q, а также при уменьшении коэффициента вязкости. Влияние вязкости сказывается также и на отношении P2/P1: оно уменьшается с увеличением вязкости. Результаты расчетов применяются для анализа циклической активности звезд типа UX Ori.

На основе газодинамических моделей рассчитаны значения темпа аккреции на компоненты и исследована их зависимость от фазы орбитального периода. Показано, что, несмотря на малую массу, вторичный компонент аккрецирует вещество в более высоком темпе по сравнению с главным компонентом. Этот вывод можно рассматривать как продолжение известных результатов Артимовича и Любова [1] на случай молодых двойных систем с неравными по массе компаньонами. Обсуждаются возможные астрофизические приложения теории.

Литература

1. P. Artymowicz, S. H. Lubow, Astrophys. J. 421, 651, (1994)

Векторная и одношаговая схемы прогнозов Параметров вращения Земли, выполненные с использованием искусственных нейронных сетей

Д. А. Мильков

Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 363-73-72, эл. почта:milkov@yandex.ru

В данной работе рассматривается прогноз ПВЗ (X,Y,UTC) посредством ИНС. Для прогноза используется две схемы: векторная и одношаговая. Векторная схема позволяет осуществить прогноз на любое заданное количество дней за один раз, что позволяет избежать роста ошибки с увеличением прогноза. В нашей работе векторная схема использовалась для прогноза на 10, 30, 50, 100, 200, 300, 400 и 600 дней. Одношаговая схема используется для горизонта в 10 дней. Обсуждается эффективность векторной схемы для коротко- и долгосрочных прогнозов. Всего для каждого горизонта осуществлялось 270 прогнозов в точках, отстоящих друг от друга на 10 дней, начиная со 2 февраля 2008 года. Статистика MAE сравнивалась с таблицей с сайта http://www. cbk. waw. pl/EOP_PCC/. Выяснилось, что векторная схема позволяет улучшить качество прогноза на участке от 50 до 250 дней для координат X, Y полюса. Одношаговая схема позволяет улучшить прогноз на участке от 1 до 5 дней также для

координат X, Y полюса. Все работы осуществлялись в программной среде Matlab. По итогам работы создано ПО для получения прогноза в реальном времени.

Литература

1. Д. А. Мильков, Нелинейный векторный прогноз параметров вращения Земли, выполненный посредством искусственных нейронных сетей // Нейроинформатика-2009, часть2, 134-140, МИФИ, 2009.
2. Dennis D. McCarthy and Brian J. Luzum Prediction of Earth orientation // Bulletin Gtodique 1991 Vol. 65 P. 18-21
3. Farmer J. D. , Sidorovich J. J. Predicting chaotic time series // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59 P. 845-848

Аккреция межзвездной и межпланетной пыли как важный источник предбиологической органики на ранней Земле

Н. И. Долиндо [1], А. К. Павлов [2]

[1]АФТУ РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 592-49-47, эл. почта: dolindo@yandex.ru

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (911) 985-88-38, эл. почта: anatoli.pavlov@mail.ioffe.ru

Аккреция межпланетной и межзвездной пыли считается важным источником предбиологической органики на ранней Земле. Проведенные в последние десять лет исследования показали, что сложные органические молекулы вплоть до сахаров и аминокислот в большом количестве присутствуют в межпланетной пыли, кометах, примитивных метеоритах и плотных межзвездных газо-пылевых облаках. Кроме того, согласно современным моделям, атмосфера ранней Земли, скорее всего, содержала большое количество водорода и была очень протяженной [1]. Это же касается других подобных ей планет.

В данном исследовании показано увеличение сечения захвата межзвездной и межпланетной пыли для атмосферы ранней Земли по сравнению с современной. Этот эффект заметен для маленьких межзвездных пылинок с радиусом $r < 0{,}1$ мкм. Также показано, что нагрев частиц пыли при входе в раннюю атмосферу был в несколько раз меньше, чем сейчас. Например, пылинки с радиусом 10 мкм. нагревались до 650 К, а в настоящее время частицы межпланетной пыли с теми параметрами нагреваются до 1500 К [2].

Поэтому аккреция межзвездной и межпланетной пыли может быть основным источником предбиологической органики для ранней Земли и подобных ей планет.

Литература

1. Feng Tian, Owen B. Toon, Alexander A. Pavlov, H. De Sterck A Hydrogen-Rich Early Earth Atmosphere, Science Express, 7 April 2005

2. Flinn G. J. Atmospheric entry heating: A criterion to distinguish between asteroidal and cometary sources of interplanetary dust. Icarus 77, 287-310 (1989)

Трёхмерное распределение галактик из каталога SDSS и анализ пространственной крупномасштабной структуры

А. А. Кауров[1], А. Д. Каминкер[2], А. И. Рябинков[3]

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: 8 (921) 357-99-44, эл. почта: akaurov@gmail.com

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-71-80, эл. почта: akaminker@yandex.ru

[3]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-71-80, эл. почта: calisto@rbc.ru

Рассмотрено трёхмерное распределение галактик на основе каталога SDSS DR7 [1]. В интервале космологических красных смещений $0 \leq z \leq 0.6$ проведён пространственный статистический анализ, включающий выделение особо крупных скоплений, таких как Sloan Great Wall [2], а также селективные выборки по светимостям и типам галактик и по расположению их на небесной сфере.

В радиальном распределении вещества в сопутствующей системе координат получены осцилляции с характерными периодами: 145±30, 80±6, 64±4 Мрс·h^{-1}. Для исследования особенностей радиального распределения применён метод фильтрации малых скоплений. Построена трёхмерная карта распределения галактик, отражающая распределение тёмной материи.

Полученные результаты сравниваются с результатами других статистических исследований (например, [3]), в том числе с результатами работы [4], в которой периоды в радиальном распределении галактик были обнаружены на другом статистическом материале. Проведено сравнение с радиальным распределением абсорбционных систем в спектрах квазаров [5].

Литература

1. York D. et al. , Astrophys. J. 120:1579-1587(2000)
2. M. Einasto et al. , Astrophys. J. 685:83-104 (2008)
3. Francisco S. Kitaura et al. , arXiv:0906.3978v1 [astro-ph. CO] (2009)
4. J. G. Hartnett et K. Hirano, Astrophy. Sp. Sci. 318,13-24 (2008)
5. A. I. Ryabinkov et al. , Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 376:1838-1848 (2007).

Гравитационное линзирование гамма-всплесков

А. Е. Цветкова

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

тел: (812) 292-71-77, эл. почта: tsvetkova@mail.ioffe.ru

Гамма-всплески, самые мощные взрывы во Вселенной, регистрируются как вспышки гамма-излучения с длительностью от долей секунды до тысяч секунд в диапазоне энергий от кэВ до десятков ГэВ. Их источники расположены на космологических расстояниях — измеренные красные смещения источников составляют от 0.002 до 8.2 (т.е. наиболее удаленное событие произошло, когда Вселенная была в 20 раз моложе, чем сейчас). При распространении от источника к наблюдателю в искривлённом пространстве-времени вблизи массивных астрофизических объектов гамма-всплеск может быть гравитационно линзирован. При этом излучение распространяется по различным траекториям, что приводит к появлению кратных изображений, временной задержке их прихода, а также усилению либо ослаблению изображений.

В данной работе в рамках современной космологической модели рассчитаны вероятности линзирования в зависимости от красного смещения источника, распределения вероятности линзированных гамма-всплесков по времени запаздывания между изображениями, оценено отношение числа линзированных гамма-всплесков к наблюдаемым. Распределения получены для различных моделей гравитационных линз, описывающих галактики и скопления галактик, на которых происходит линзирование.

Прогнозирование движения астероида 2004MN4 «Апофис»

Е. А. Смирнов[1]

[1]Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (904) 641-43-87, эл. почта: smirik@gmail.com

Точное определение положения и скорости астероида 2004MN4 «Апофис», имеющего тесное сближение с Землёй в 2029 году, является актуальной задачей астрономии. Одним из наиболее используемых методов определения орбит малых тел Солнечной Системы для заданного момента времени является численное интегрирование. Обычно используется метод Эверхарта, вычислительные ошибки которого вблизи особых точек возрастают [1, 2]. Поэтому мы реализовали и применили современные методы численного интегрирования[3], не имеющие подобного недостатка: методы Йошиды, Рунге-Кутты, алгоритм Эрмита, predictor-corrector. Анализ показал преимущество метода Эрмита по скорости и метода Йошиды по длине шага перед методом Эверхарта.

Согласно нашим результатам 13 апреля 2029 года между астероидом «Апофис» и Землёй произойдёт тесное сближение на расстояние примерно 37480 км (от центра

Земли). По результатам интегрирование орбиты объекта до 2100 года соударений «Апофиса» с Землёй не прогнозируется, а минимальное расстояние при сближениях составит порядка 0.04 а.е.

Произведённые вариации скорости на 1-2 м/с при сближении в 2029 году (возможные в результате столкновения астероида с объектами геостационарной орбиты) показали наличие траекторий, проходящих через Землю в 2036 году.

Исследование влияния метода интегрирования на минимальное расстояние между «Апофисом» и Землёй в 2029 году показало преимущества методов predictor-corrector 8 порядока и метода Йошиды перед методом Эверхарта.

Литература

1. Татевян С. К. , Сорокин Н. А. , Залеткин С. Ф. Численное интегрирование обыкновенных дифференциальных уравнений на основе локальных многочленных приближений, УДК 519.622, стр. 28-61.
2. Смирнов Е. А. Современные численные методы интегрирования уравнений движения астероидов, сближающихся с Землёй. Околоземная астрономия — 2007. Нальчик: Изд. М. и В. Котляровы, 2008. стр. 54-59.
3. Hut, Jun Makino. The Art of Computational Science. The Kali Code. Internet source

Уравнение Кеплера в близпараболическом случае

Л. Н. Судов

l_sudov@mail.ru

Параболический тип орбиты в задаче двух тел является вырожденным. Сколь угодно малое изменение эксцентриситета может превратить траекторию в эллиптическую или гиперболическую.

Мы рассматриваем аналог уравнения Кеплера для двусторонней окрестности параболической орбиты. Это имеет большое значение для качественного анализа в возмущенном случае.

Кинематическое уравнение, связывающее положение на орбите x, безразмерное время y и эксцентриситет e имеет вид:

$$F(x,\nu)=\frac{2\nu\left(1+\nu^2\right)x}{\left(1-\nu^2\right)\left(1-\nu^2x^2\right)}+\ln\frac{(1-\nu x)}{(1+\nu x)},$$

$$\text{где } \nu=\sqrt{\mu},\quad \mu=\frac{e-1}{e+1}.$$

Получено решение этого уравнения в виде ряда по степеням *м*. Определён радиус сходимости ряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант-НШ-1323.2008.2.)

Поверхностный слой марсианской почвы как возможная среда обитания микроорганизмов. Результаты лабораторного моделирования

А. К. Павлов[1], В. Н. Шелегедин[2], *М. А. Вдовина*[1]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-71-67

[2] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Низкое атмосферное давление на Марсе и отсутствие достаточного количества жидкой воды считались основными препятствиями для существования потенциальной биосферы на планете. Однако, недавние результаты наблюдений КА Mars Odyssey показали присутствие большого количества вечной мерзлоты под поверхностью Марса. При нагреве поверхности солнечным излучением лед начинает сублимировать, и водяные пары диффундируют сквозь верхний слой реголита. Представленная работа направлена на выяснение возможности возникновения условий для поддержания жизнедеятельности микроорганизмов в этом диффузионном слое. Полученные экспериментальные результаты показывают, что образование пленок жидкой воды за счет сорбции на частицах реголита в диффузионном слое дает достаточное количество жидкой воды для метаболизма и репродукции земных неэкстремофильных микроорганизмов даже в условиях низкого давления (0,01–0,1 мбар). Подобные эксперименты могли бы помочь в определении наиболее интересных с точки зрения обнаружения следов биосферы районов планеты для будущих марсианских исследований.

Полупроводниковые приборы и структуры

Германиевые p-n переходы, сформированные при МОС-гидридной эпитаксии для термофотовольтаических преобразователей и трехпереходных солнечных элементов GaInP/GaAs/Ge

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

[1] ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: 8 (812) 297-21-73, эл. почта: Nickk@mail.ioffe.ru

[2] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

За последнее десятилетие возрождается интерес к германиевым p-n переходам, что связано с развитием современной полупроводниковой технологии: эпитаксии из металлорганических соединений и гидридов (МОС–гидридной эпитаксии, МОС-ГФЭ), в которой германий используется в качестве подложки для роста гетероструктурных A^3B^5 фотопреобразователей (ФП): а именно термофотовольтаических преобразователей (ТФП) и многопереходных (МП) солнечных элементов (СЭ).

Объект исследования

Германиевые p-n переходы, сформированные при МОСГФЭ за счет диффузии атомов фосфора в Ge подложку, которые используются как для ТФП, так и для узкозонного фотоэлемента в трехпереходных GaInP/GaAs/Ge СЭ, которые на сегодня являются самым эффективным ФП солнечного излучения [1].

Цели и задачи исследования

Определить механизмы протекания тока в создаваемых Ge p-n переходах для реалистического описания их фотоэлектрических характеристик и построения их эквивалентной схемы. Установить влияние твердотельной и газовой диффузии фосфора в Ge подложку на фотоэлектрические характеристики ФП.

Результаты

1. Обнаружено, что помимо диффузионного механизма, который, как считалось ранее, являлся единственным при комнатной температуре в Ge p-n переходах [2], существует также туннельный (избыточный, по терминологии Эсаки [3]) механизм протекания тока. Поэтому вольт-амперная характеристика (ВАХ) элемента должна быть аппроксимирована не одно-экспоненциальной (с параметром неидеальности Ад = 1), а двух-экспоненциальной моделью, учитывающей туннельный механизм (Ат > 2).
2. Разработана методика определения механизмов протекания тока из анализа одних только фотоэлектрических (без привлечения темновых) характеристик.

3. Аппроксимированы на основе построенной двух- экспоненциальной модели следующие четыре экспериментальные фотоэлектрические характеристики: 1) $J_{sc} - V_{oc}$; 2) J_g ($\propto C$) _ V_{oc}; 3) J_g — *кпд* (η); 4) J_g _ FF, где J_{sc} — ток короткого замыкания, V_{oc} - напряжение холостого хода, J_g — ток генерации, пропорциональный кратности концентрирования солнечного излучения C, η — эффективность фотоэлектрического преобразования, FF — фактор заполнения ВАХ.
4. Обнаружены особенности ВАХ, которые привели к необходимости модифицировать стандартную эквивалентную схему германиевого фотодиода.
5. Показано, что глубина залегания и свойства p-n перехода в Ge не зависят от времени диффузии фосфора из твердой и газовой фазы при прочих равных условиях роста. Это показывает, что, во-первых, предэпитаксиальная обработка подложек в МОСГФЭ, обеспечивающая рост на ней совершенной кристаллической структуры, не влияет на формирование Ge p-n перехода, а, во-вторых, существует свобода выбора толщины широкозонного окна (из которого идет диффузия P) для Ge ФП в зависимости от его назначения (ТФП, МП СЭ).

Новизна и практическая ценность:

На основе полученных результатов построена более реалистичная двух-экспоненциальная модель Ge ФП, которая позволяет определять факторы, влияющие на его характеристики. Практическая ценность работы состоит в разработке способов повышения эффективности энергетического фотопреобразования в германиевых p-n переходах.

Литература

1. W. Guter, J. Schoene, S. P. Philipps, M. Steiner, G. Siefer, A. Wekkeli, E. Welser, E. Oliva, A. W. Bett, and F. Dimroth, Appl. Phys. Lett. 94 (2009) 223504, 1-3
2. F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal & W. Shockley, Phys. Rev. , 81, (1951) p. 637.
3. Л. Эсаки (в сб.: «Туннельные диоды», ИЛ, Москва, 1961, стр.20). Пер. с англ: Solid State Physics, 1, pt. 1. London-NY, Acad. Press. (1960) pp. 514-523.

Создание светодиодов зеленого диапазона на основе соединений InGaN/GaN

С. О. Усов[1,2], А. Ф. Цацульников[1,2], В. В. Лундин[1,2], А. В. Сахаров[1,2], А. Е. Николаев[1,2], Н. А. Черкашин[2,3], Н. Н. Леденцов[2]

[1]Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-71-32, эл. почта: S.Usov@mail.ioffe.ru

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

[3]Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific Research (CNRS), Toulouse, France

В настоящее время ведутся интенсивные разработки высокоэффективных светодиодов (СД) на основе системы материалов AlInGaN, излучающих в широком интервале

длин волн от ультрафиолетового (УФ) до красного диапазонов. На основе этих материалов возможно создание полихромных источников белого света [1] с высоким индексом цветопередачи и возможностью динамической регулировки параметров белого света. Для создания полихромных источников света необходимы эффективные источники синего, зеленого и красного диапазонов. Несмотря на значительный успех в разработке технологии изготовления светодиодов ближнего УФ и синего диапазонов на основе AlInGaN, желто-зеленые светодиоды, излучающие в интервале от 530 до 580 нм, имеют достаточно низкую внешнюю квантовую эффективность. Для сдвига длины волны излучения в длинноволновую область необходимо увеличение состава индия в слоях InGaN в активной области СД, что ведет к большому рассогласованию параметров кристаллической решетки между слоями InGaN и барьерами GaN. Это приводит к низкому кристаллическому качеству эпитаксиальных слоев из-за возникновения значительных механических напряжений и образования дислокаций несоответствия. Кроме того, наличие напряжений в слоях InGaN смещает химическое равновесие в сторону усиления десорбции индия, что снижает эффективность вхождения индия в растущий слой [2]. Поэтому для решения задачи, связанной с увеличением длины волны, было проанализировано влияние на оптические характеристики СД параметров эпитаксиального роста и дизайна активной области с высоким составом индия в слоях InGaN. Светодиодные структуры, исследованные в работе, были выращены на сапфировых положках методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на установке AIX2000HT. При различных температурах были выращены серии структур, содержащие в активной области различное число слоев InGaN, разделенных барьерами GaN. Оптические характеристики СД на основе InGaN/GaN были исследованы методами фотолюминесценции и электролюминесценции, а структурные свойства — методом просвечивающей электронной микроскопии.

В результате проведенных исследований установлено, что длина волны СД, содержащих в активной области от одного до пяти слоев InGaN с высоким, более 25%, составом индия, существенно зависит от структурных свойств и дизайна активной области InGaN/GaN. Показано, что кроме традиционного способа увеличения состава индия с помощью понижения температуры роста слоев InGaN, возможно повысить состав индия путем увеличения числа осаждаемых слоев InGaN. Это в свою очередь ведет к нарастанию неупругой релаксации напряжений, при этом состав индия в активной области возрастает в каждом последующем слое InGaN. Процесс неупругой релаксации напряжений сопровождается образованием краевых дислокаций, снижающих эффективность люминесценции [1]. Тем не менее, эффективность излучения остается высокой за счет локализации носителей на флуктуациях потенциала в областях с высоким содержанием индия. В результате исследований оптических и структурных свойств СД на основе гетероструктур InGaN/GaN была проведена оптимизация параметров роста и дизайна активной области. Это дало возможность создать эффектив-

ные зеленые СД, излучающие в диапазоне от 500 до 580 нм, которые могут быть использованы для создания полихромных источников белого света.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и программмой президиума РАН "Квантоворазмерные наноструктуры".

Литература

1. А. В. Сахаров и др., Физика и техника полупроводников, том. 43, 841 — 846 (2009).
2. S. Yu. Karpov, R. A. Talalaev, E. V. Yakovlev and Yu. N. Makarov. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. , 639, G3.18 (2001).

Гетероструктуры InGaN/AlGaN для светодиодов ближнего ультрафиолетового диапазона

М. М. Рожавская[1], Е. Е. Заварин[2], В. С. Сизов[2], В. В. Лундин[2]

[1]АФТУ РАН, Санкт-Петербург, Россия

эл. почта: lii86@rambler.ru

[2] ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В последнее время усилия многих исследователей сосредоточены на создании эффективных светодиодов ближнего УФ диапазона на основе нитридов III группы. Для достижения таких длин волн возможно использовать квантовые ямы GaN/AlGaN, однако в таких структурах отсутствие пространственного ограничения в плоскости интерфейса AlGaN/GaN и наличие большого числа дислокаций несоответствия ведет к уходу носителей на дефекты и безизлучательной рекомбинации [1]. В структурах синего и зеленого диапазона на основе нитридов III группы квантовые ямы InGaN обеспечивают пространственную локализацию носителей благодаря фазовому распаду твердого раствора InGaN и как следствие образованию потенциальных минимумов [2]. Для структур УФ диапазона этот подход также может привести к улучшению излучательных свойств. В качестве буферного слоя в таких структурах необходимо использовать слой AlGaN, так как GaN поглощает излучение с длиной волны менее 370нм. Однако технология роста AlGaN буферных слоев сопряжено с такими трудностями как возникновение напряжений в слоях вследствие различия параметров решеток и КТР, создание проводимости в буферном слое, образование трещин и высокая плотность дислокаций несоответствия. Целью данной работы являлось создание экспериментальных образцов наноразмерных светоизлучающих гетероструктур ближнего УФ диапазона и улучшение их свойств с помощью оптимизации дизайна активной областей. Все образцы были выращены методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на модифицированной установке Epiquip VP50-RP на сапфировых подложках (0001) с использованием зародышевого слоя AlN. В качестве буферных использовались слои $Al_{0,22}Ga_{0,78}N$ легированные Si (σ 193 $(Ом·см)^{-1}$, n ~$1.2·10^{19}$ $см^3$, μ~102 $см^2/(В·с)$) Давление при росте активной области составляло 500мбар, температура роста квантовых ям InGaN — 835С, барьеров AlGaN — 990С. Рост проходил в азот-аммиачной атмосфере с потоками аммиака 6.25л/мин и разгоняющего газа 4,5 и 12 л/мин соответственно. Активная область первой структуры состояла из 5 квантовых ям InGaN/$Al_{0,22}Ga_{0,78}N$

3 нм/8 нм. Для оптимизации интерфейса InGaN/AlGaN между ямой и барьером был помещен слой GaN 2 нм. Структура имела пик фотолюминесценции на длине волны 368 нм и плотность трещин ~ 4 мм$^{-2}$. Однако при выращивании буферных слоев AlGaN:Si без активной области трещин не наблюдалось. Поэтому образование трещин можно связать с ростом активной области структуры. Для исследования влияния дизайна активной области на образование трещин было предложено модифицировать слои GaN и барьеры AlGaN. Были выращены 3 структуры, в которых менялась толщина и положение слоя GaN. Сокращение толщины слоя в 2 раза и последующий отказ от него привели к снижению плотности трещин сначала в 2, а потом еще в 2 раза. Кроме того, размещение GaN после слоя InGaN также привело к снижению плотности трещин по отношению к первоначальной структуре. Также было проведено 2 эксперимента по увеличению состава барьеров AlGaN для структур, содержащих и не содержащих слой GaN в активной области. В отсутствие GaN увеличение состава барьеров не привело к увеличению плотности трещин в структуре. При наличии слоя GaN было заметно небольшое увеличение плотности трещин с увеличением состава барьеров. Таким образом, можно сделать вывод, что использование промежуточных слоев GaN в активной области ведет к увеличению плотности трещин. На основе структуры, имеющей минимальную плотность трещин, был выращен светодиод. Максимум спектра электролюминесценции для него составил 368 нм. Однако интенсивность излучения была невысокой, что можно связать с большой плотностью дефектов. Таким образом, в ходе работы были созданы экспериментальные образцы наноразмерных светоизлучающих гетероструктур с длиной волны излучения 360-370 нм. Показано, что дизайн активной области значительно влияет на образование трещин в структуре.

Литература

1. Asif Khan et al. , Nature Photonics 2, 77 — 84 (2008)
2. В. С. Сизов и др, Физика и техника полупроводников, 46, 6(2009)

Факторы, влияющие на ток короткого замыкания многопереходных солнечных элементов

С. Б. Мусалинов[1], Ю. М Задиранов[2]

[1]АФТУ РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел.(812)5345805 (5638), эл. почта: m.sam.b@mail.ru

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, С-Петербург, Россия

Введение

Эффективность энергетического фотопреобразования в солнечных элементах зависит от многих факторов. Одним из обобщающих факторов является ток короткого замыкания (I_{sc}), определяемый при фиксированной освещенности. Это обусловлено тем, что I_{sc} пропорционален интенсивности освещения вплоть до значительных интенсивностей, пока выполняется условие:

$I_{sc} < V_{oc}/R_s$, где V_{oc} — напряжение холостого хода, R_s- последовательное сопротивление В многопереходных солнечных элементах (МП СЭ) ток короткого замыкания формируется из фотогенерируемых токов I_g отдельных фотовольтаических p-n переходов, входящих в состав МП СЭ. Поэтому ток короткого замыкания не обязательно пропорционален интенсивности освещения.

Цель работы

Проанализировать линейность связи между током короткого замыкания и интенсивностью освещения в однопереходных и многопереходных солнечных элементах.

1. Определить связь между током короткого замыкания и эффективностью (кпд) солнечного элемента.
2. Проанализировать факторы определяющие ток I_{sc} в солнечных элементах. Ниже приведена общая формула для подсчета тока короткого замыкания:

$$I_{SC} = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} F(\lambda)[1 - R(\lambda)]Q_{int}(\lambda)d\lambda,$$

где L_{min}-L_{min} соответствуют границам спектральной чувствительности соответствующего каскада (360-680 нм, 680-880 нм, 880-1840 нм) $F(\lambda)$ — поток падающего солнечного излучения. $R(\lambda)$ — коэффициент отражения покрытия. $Q(\lambda)$ — внутренний квантовый выход.

3. Определить влияние многослойного антиотражающего покрытия на ток короткого замыкания при фиксированной интенсивности освещения и соответственно на эффективность.

Результаты

1. Рассчитан максимально возможный ток в p-n переходах из GaAs,InGaP,Ge и других полупроводников
2. Определена связь между током короткого замыкания и фотогенерируемыми токами в фотовольтаических p-n переходах, образующих МП СЭ.
3. Разработано просветляющее покрытие для многопереходных InGaP/GaAs/Ge СЭ.

AlGaAs/GaAs фотоэлектрические преобразователи на основе гетероструктур с вертикально-связанными InGaAs квантовыми точками

С. А. Блохин[1,2], А. М. Надточий[1,2], Е. С. Шаталина[3], А. С. Паюсов[3], М. В. Максимов[1,2,3], С. А. Минтаиров[2], Н. А. Калюжный[2], В. М. Лантратов[2], Н. Н. Леденцов[1,2]

[1]Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, Санкт-Петербург, Россия

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

[3]АФТУ РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 297-31-82, эл. почта: blokh@mail.ioffe.ru

Современное развитие солнечной энергетики требует постоянного совершенствования характеристик солнечных элементов, важнейшим параметром которых является эффективность преобразования энергии солнечного излучения. Рекордный коэффициент преобразования энергии ~41%, достигнутый для трехкаскадного GaInP/GaAs/Ge солнечного элемента (СЭ), близок к теоретическому пределу (46%) для солнечных элементов на основе III-V гетеросоединений [1], и для дальнейшего существенного повышения эффективности солнечных элементов требуются новые решения. Целью данной работы был анализ перспективности применения гетероструктур на основе квантовых точек (КТ) в СЭ для более эффективного использования спектра солнечного излучения [2].

В ходе предварительных исследований методом спектроскопии фототока были изучены особенности внутризонного поглощения и выявлены механизмы кинетики носителей заряда в массивах КТ в зависимости от их структурно-оптических параметров. Было показано, что вертикально-связанные InGaAs КТ с малой энергией локализации носителей обеспечивают высокий уровень поглощения света и эффективное разделение фотогенерированных носителей из массива КТ. Для исследования фотоэлектрических свойств предложенной поглощающей КТ-среды была изготовлена серия фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) в геометрии стандартного однопереходного AlGaAs/GaAs солнечного элемента с тыльным потенциальным барьером n-AlGaAs и тонким широкозонным окном p-AlGaAs. Показана возможность бездислокационного внедрения InGaAs КТ в i-область ФЭП (далее КТ-ФЭП) без какого-либо ухудшения структурного качества p-n-перехода. Выявлена корреляция между плотностью энергетических состояний КТ и длинноволновой областью спектра фоточувствительности КТ-ФЭП. Благодаря дополнительному поглощению в КТ-среде длинноволновой области солнечного спектра и эффективному разделению фотогенерированных носителей заряда (вследствие формирования минизон) впервые был продемонстрирован ~1% прирост плотности тока короткого замыкания. Однако внедрение КТ-среды в ФЭП приводит к заметному падению (~0.2 В) напряжения холостого хода, что в совокупности с слегка меньшим коэффициентом заполнения световой вольт-

амперной характеристики ограничивает максимальное значение КПД разработанных КТ-ФЭП на уровне 18,3%. Анализ темновых вольт-амперных характеристик p-n-перехода показал, что при внедрении массива КТ в i-область ФЭП ток преимущественно протекает по рекомбинационному механизму с существенно бóльшим значением (в 100-раз) плотности обратного тока насыщения по сравнению с ФЭП без КТ-среды. Вынос массива КТ из i-области в базу ФЭП ведет не только к увеличению напряжения холостого хода, но и к уменьшению вклада КТ в итоговый фототок, и даже к заметной деградации спектральной чувствительности прибора в видимой области спектра, что свидетельствует о падении качества сбора и разделения носителей в базе. Таким образом, падение напряжения холостого хода и КПД в КТ-ФЭП связано с излучательной рекомбинацией в узкозонном материале InGaAs КТ. В тоже время, применение распределенных Брэгговских отражателей вместо тыльного потенциального барьера AlGaAs позволяет не только уменьшить падение напряжения холостого хода, но и увеличить вклад КТ в ток короткого замыкания.

Работа была поддержана в разных частях госконтрактом Рособразования, грантом СПБНЦ РАН и программой фундаментальных исследований Президиума РАН.

Литература

1. R. R. King et. al. , Proc. of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Valencia, Spain (2008) pp. 24-29
2. V. Aroutiounian et. al. , J. Appl. Phys. 89, 2268 (2001)

Получение и исследование пятерных твёрдых растворов AlGaInAsSb и GaInAsPSb для оптоэлектронных устройств на длины волн 3-5 мкм

Г. С. Гагис[1,a], В. И. Васильев[1,b], Р. В. Лёвин[1,c], В. В. Дюделев[1,d], А. С. Маслов[2], В. И. Кучинский[1,e] А. В. Аникеичев[3]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

[a]*тел: (812) 297-51-69, эл. почта: tea3d@pochta.ru, ggs@list.ru*

[b]*тел: (812) 292-73-34, эл. почта: giman@mail.ioffe.ru*

[c]*тел: (812) 297-51-69, эл. почта: lev13@yandex.ru, Lev@vpegroup.ioffe.ru*

[d]*тел: (812) 292-79-14, эл. почта: Vlad@kuch.ioffe.ru*

[e]*тел: (812) 292-79-14, эл. почта: Vladimir@kuch.ioffe.ru*

[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-79-14, эл. почта: allex-xa@mail.ru

[3]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

эл. почта: alani76@mail.ru

Диапазон длин волн 1.7-5 мкм интересен тем, что в нём лежат линии поглощения некоторых веществ, в том числе токсичных, одно из окон прозрачности атмосферы

и минимумы потерь в оптических волокнах нового поколения на основе флюоридных стёкол. Таким образом, оптоэлектронные устройства на данные длины волн требуются для газового анализа, телекоммуникаций и локации.

В настоящее время успешно изготавливаются оптоэлектронные приборы, работающие в диапазоне длин волн 1.7 — 3 мкм, в то время как с изготовлением устройств на 3 — 5 мкм имеются затруднения из-за того, что традиционно-используемые для изготовления активных областей узкозонные твёрдые растворы GaInAsSb, соответствующие длинам волн 3 — 5 мкм, имеют не оптимальные значения физических параметров, вследствие чего, в них достаточно сильны безизлучательные Оже-процессы, а ограничивающие слои AlGaInAs и InAsPSb не обеспечивают барьеров нужной величины.

Поэтому актуален поиск новых материалов, позволяющих устранить эти недостатки. Как показывают проведённые исследования, пятерные твёрдые растворы GaInAsPSb демонстрируют при 77 К на порядок большую интенсивность фотолюминесценции, чем GaInAsSb, а так же у них наблюдается фотолюминесценция при комнатной температуре. В ряде литературных источников [1-3] сообщается о том, что использование пятерных твёрдых растворов AlGaInAsSb позволяет обеспечить эффективные барьеры для электронов и дырок, за счёт чего были получены лазеры на длины волн около 3 мкм, работающие при комнатной температуре. К настоящему моменту твёрдые растворы GaInAsPSb были получены методом жидкофазной эпитаксии, а AlGaInAsSb — преимущественно методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Технологии получения этих материалов методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) в настоящее время не развиты.

В данной работе были получены твёрдые растворы GaInAsSb, InAsPSb и AlGaInAsSb на подложках InAs(100) методом ГФЭ МОС на установке AIX200 с горизонтальным реактором при температуре 600ºС и пониженном давлении (100 мбар). В качестве источников элементов третьей группы использовались: триметилалюминий (TMAl), триэтилгаллий (TEGa) и триметилиндий (TMIn); пятой — триметилсурьма (TMSb), арсин (AsH3) и фосфин (PH3). Скорость роста составляла 3 — 4 мкм/час.

Литература

1. M. Grau at al, Appl. Phys. Lett. 87, 241104-1 (2005)
2. J. A. Gupta at al. Electron. Lett. 45, 835 (2009)
3. L. Shterengas at al. Electron Lett. 45, 942 (2009)

Полупроводниковые лазеры

Вертикально излучающий лазер на основе субмонослойных наноразмерных включений InAs/AlGaAs диапазона 850 нм для высокоскоростной (20 Гб/с) передачи данных

А. М. Надточий, С. А. Блохин, Л. Я. Карачинский, И. И. Новиков, М. В. Максимов, Н. Н. Леденцов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 297-31-82, эл. почта: al.nadtochy@mail.ioffe.ru

В настоящее время оптическая технология передачи информации прочно заняла ведущие позиции в мире телекоммуникаций. Уже идет массовое внедрение оптических межсоединений и замена электрических линий связи на оптическое волокно для связи на коротких дистанциях (менее 300 м), в частности в локальных информационных сетях (LAN) и сетях хранения информации (SAN). Такие системы связи работают с использованием вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) с длиной волны излучения 840-860 нм и скоростью передачи данных 5-10 Гб/с. Однако рост объема передаваемой информации и повышение производительности современных процессоров требует повышения пропускной способности каналов связи, что, в конечном счете, потребует перехода на более высокие скорости 16-32 Гб/с.

Цель данной работы состояла в исследовании возможности создания нового поколения оптических передатчиков на основе вертикально-излучающих лазеров диапазона 850 нм и скоростью передачи данных более 20 Гб/с. Для повышения быстродействия лазеров нами предложено использовать In(Ga,Al)As наногетероструктуры, сформированные в режиме субмонослойного осаждения, и специфическую конструкции ВИЛ, обеспечивающую подавление паразитных мод. С одной стороны, использование напряженных InGaAs/AlGaAs квантовых ям диапазона 850 нм позволяет в два раза увеличить дифференциальное усиление по сравнению с традиционными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs [1]. В тоже время задействование субмонослойных наноразмерных включений(СМС НРВ) диапазона 980 нм позволяет также улучшить температурную и деградационную стабильность ВИЛ на их основе благодаря подавлению латерального транспорта носителей заряда [2]. С другой стороны, в рамках концепции антиволноводной геометрии вертикального микрорезонатора подавление паразитных волноводных мод ведет к уменьшению порогового тока, перераспределению оптической мощности в лазерные моды и, тем самым, к увеличению дифференциального усиления на рабочих модах [3].

В данной работе приведены результаты структурных и оптических исследований свойств СМС InAs/AlGaAs НРВ диапазона 850 нм, а также приборных характеристик ВИЛ на их основе. Обнаружено, что в результате СМС осаждения в In-содержащем слое происходит образование областей с характерным размером 3 нм и повышенной (>20%) концентрацией In относительно средней концентрации в слое. Приборы, изготовленные в высокочастотной геометрии, с диаметром токовой апертуры 8-10 мкм демонстрировали многомодовую лазерную генерацию в непрерывном режиме с низким пороговым током (менее 1 мА) и высокой дифференциальной эффективностью (более 0.4 Вт/А). Анализ амплитудно-частотных характеристики лазеров показал, что типичная ширина полосы частот модуляции по уровню -3 дБ составляет 10 ГГц при низких плотностях тока (~10 кА/см^2) и лимитирована паразитной частотой отсечки (~6 ГГц). В результате, в режиме прямой модуляции по амплитудному формату NRZ (без возвращения к нулю) псевдослучайной последовательностью битов длиной (2^7-1) были получены открытые глаз-диаграммы (eye diagrams) на частотах вплоть до 20 ГГц. Анализ уровня ошибок при оптической передачи данных в режиме прямой модуляции показал возможность реализации устойчивой передачи данных на расстояние до 150 м со скоростью 20 Гб/с и вероятностью ошибок менее 10^{-14}. Таким образом, предложенный подход обладает большой перспективой и дальнейшие исследования связаны с минимизацией паразитной емкости приборов. Работа была поддержана в разных частях госконтрактом Рособразования, СПбНЦ РАН, РФФИ и грантом Санкт-Петербурга для молодых кандидатов наук. И. И. Новиков выражает благодарность финансовой поддержке Гранту Президента Российской Федерации по поддержке молодых ученых (МК-5162.2008.2).

Литература

1. S. W. Corzine, R. H. Yan, L. A. Coldren, Appl. Phys. Lett. , 57, p. 2835 (1990).
2. A. Mutig et al, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 15, p. 679 (2009).
3. N. N. Ledentsov et al. , Proc. of SPIE, 6468-47 (2007).

Мощные импульсные диодные лазеры для систем оптического мониторинга

А. А. Подоскин, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, В. В. Шамахов, И. С. Шашкин, П. А. Алексеев, И. С. Тарасов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-79

Успехи работ по увеличению оптической мощности излучения полупроводниковых лазеров в широком диапазоне длин волн [1-4] позволяют расширять области применения таких источников в промышленности и технике. Одно из современных направлений применения мощных диодных лазеров — системы оптического мониторинга, в частности лазерные аэродромные лидары. В настоящее время всё еще используют-

ся лидары на твердотельных лазерах с ламповой накачкой. Их замена на полупроводниковые импульсные источники излучения с малой энергоемкостью, компактностью и высоким КПД неизбежна.

В докладе представлены результаты разработки и исследований свойств квантоворазмерных (КР) асимметричных двойных гетероструктур (ДГС) раздельного ограничения (РО) с длиной волны излучения 905 нм. Лазерные гетероструктуры в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs/GaInAs выращивались методом МОС-гидридной газофазной эпитаксии на установке EMCORE-GS/3100. Разработка дизайна КР РО ДГС базируется на снижении внутренних оптических потерь [6] за счет увеличения толщины волновода лазерной гетероструктуры и снижения уровня легирования n- и p- областей [1,3]. Ограничением толщины волновода в симметричной лазерной гетероструктуре раздельного ограничения является условие возникновения мод высших порядков [4]. Для подавления мод высших порядков была предложена асимметричная КР РО ДГС, в которой активная область смещена из центра волновода [1,4].

Проведенные исследования показали, что одной из основных причин, ограничивающих выходную оптическую мощность лазеров, является низкая надежность зеркал резонатора. Присутствие оксидных пленок, неоднородность и шероховатость необработанных граней резонатора, полученных путем скалывания гетероструктуры на воздухе, является причиной появления поверхностных центров безызлучательной рекомбинации, ведущих к перегреву и деградации зеркал резонатора лазера. Для повышения оптической прочности зеркал резонатора предложено использовать в обработке поверхности кристаллов лазерных диодов пассивирующие и блокирующие кислород слои GaN, Si_3N_4. В результате повышена плотность выходной оптической мощности до 30МВт/см^2, что сравнимо с лучшими известными результатами.

Представлены результаты исследований оптических и электрических свойств изготовленных диодных лазеров с полосковым контактом шириной 100 мкм с резонатором Фабри-Перо. При исследованиях использовались как импульсный, так и непрерывный режимы накачки. Показано, что в лазерах с длиной волны излучения 905 нм на основе асимметричных КР РО ДГС со сверхшироким волноводом (1.7 мкм) достигнута пиковая мощность более 100 Вт. Полученные результаты в дальнейшем будут использованы для создания матричных источников лазерного излучения для систем оптического мониторинга.

Литература

1. N. A. Pikhtin, S. O. Slipchenko et al. // Electron. Lett. , 40, 1413 (2004).
2. F. Bugge, G. Erbert et al. , // Appl. Phys. Lett. , 79, 1965 (2001).
3. A. Al-Muhanna, L. J. Mawst et al // Appl. Phys. Lett. 73, 1182 (1998)
4. С. О. Слипченко, Д. А. Винокуров и др. // ФТП, 38, 1477, (2004).
5. Е. М. Дианов, И. А. Буфетов // Lightwave Russian, 4, 44,(2004)

Лазерные гетероструктуры на основе ZnSe с волноводом с плавным изменением показателя преломления для накачки электронным пучком

С. В. Гронин[1], И. В. Седова[1], С. В. Иванов[1], М. М. Зверев[2]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-71-24, эл. почта: gronin_sergey@mail.ru

[2]Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (МИРЭА), Москва, Россия

Лазеры для электронной накачки на основе ZnSe, излучающие в зеленой области спектрального диапазона (520-550 нм), представляют большой интерес, прежде всего, благодаря возможности создания компактных приборов на их основе. В последние годы методом молекулярно-пучковой эпитаксии были успешно получены как низкопороговые (J_{th}=0.4-0.5А/см^2, E_e=5-12 кэВ), так и высокоэффективные лазерные структуры [1]. Настоящая работа посвящена последним результатам по получению лазерных гетероструктур на основе материалов A^2B^6 для электронной накачки с волноводом с плавным изменением показателя преломления, что позволяет улучшить сбор носителей заряда в активной области при энергиях электронов менее 10 кэВ.

Лазерная гетероструктура ZnMgSSe/ZnSe/Zn(Cd)Se была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке GaAs(001) при температуре $T_п$=270-280С. Структура содержит нижний ограничивающий слой ZnMgSSe толщиной 1.6 мкм, волновод с плавным изменением показателя преломления Zn(Mg)SSe/ZnSe суммарной толщиной 290 нм, активную область на основе квантовой ямы (КЯ) ZnCdSe/ZnSe, расположенной в центре волновода. Волноводом с плавным изменением показателя преломления представляет собой набор короткопериодных напряженных сверхрешеток (СР) ZnMgSSe/ZnSe и ZnSSe/ZnSe с изменяемыми периодом и составом по Mg и S, обеспечивая при этом плавное снижение ширины запрещенной зоны (увеличение показателя преломления) к активной области структуры (КЯ). Все измерения лазерных характеристик проводились при комнатной температуре в геометрии поперечного сечения в импульсном режиме при накачке электронным пучком с энергией E=6-16 кэВ.

Длина волны лазерного излучения составила λ=535 нм, пороговая плотность тока J_{th}=1.2 А/см^2 при E_e=12 кв. Следует отметить, что, несмотря на бóльший пороговый ток, по сравнению с ранее достигнутыми результатами [1], структура с волноводом с плавным изменением показателя преломления продемонстрировала наибольшее значение выходной мощности ~8.5 Вт с одной грани (E_e=16 кэВ) среди структур с активной областью на основе одиночной КЯ. Данное значение выходной мощности соизмеримо с,полученными ранее, результатами на структурах с активной областью с множественными КЯ [2]. Также следует отметить, что для исследуемой лазерной структуры не наблюдалась сколь-либо заметная деградация даже при высоких значениях тока электронного пучка. Это может быть связано с уменьшением напряжений

в переменно напряженной ZnMgSSe/ZnSe СР при нагреве ее в процессе накачки электронным пучком.

Для оптимизации структуры были выполнены расчеты энергетических зон в каждой сверхрешетке, входящей в состав волновода с плавным изменением показателя преломления. Поскольку транспортные свойства лазерных структур определяются в первую очередь тяжелыми дырками из-за их низкой подвижности, стояла задача обеспечить плавное снижение минизоны тяжелых дырок к активной области КЯ.

В заключение следует отметить, что использование с плавным изменением показателя преломления, по-видимому, позволит как улучшить деградационную стойкость лазерных гетероструктур, так и увеличить их выходную мощность. Улучшение транспорта дырок к КЯ благодаря выбору оптимальной конструкции волновода позволит также уменьшить пороговый ток электронов в пучке.

Литература

1. M. M. Zverev et al. ,Techn. Phys. Lett. 33, 1032 (2007).
2. S. V. Gronin et al. , Acta Physica Polonica 114, 927 (2008).

Численное моделирование оптических мод резонатора для создания торцевых полупроводниковых лазеров нового типа.

А. М. Кузнецов, И. И. Новиков, М. В. Максимов, Ю. М. Шерняков, А. Р. Ковш, Д. А. Лившиц, А. В. Чунарева, Н. Ю. Гордеев

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 297-22-45, эл. почта: antonk@school.ioffe.ru

На данный момент разработано большое количество аналитических и численных методов для анализа модовой структуры оптических волноводных структур. Однако традиционные методы решения имеют ряд существенных недостатков: аналитические методы являются негибкими или не могут быть перенесены на двумерный случай, многие численные методы не дают полного набора решений, традиционные численные методы требуют больших затрат машинного времени и оперативной памяти.

Данная работа направлена на разработку быстрого и эффективного способа расчета оптических мод, возникающих в волноводе торцевого полупроводникового лазера. А также на применение полученного метода к решению конкретных задач, связанных с оптимизацией волноводной структуры лазеров, и моделированию новых типов торцевых полупроводниковых лазеров.

Созданный программный комплекс обладает высокой скоростью работы, а результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Используя разработанный алгоритм, авторами была исследована конструкция фильтра оптических мод, интегрированного в волновод полупроводникового лазера, позво-

яющего получать одномодовый лазерный пучок высокой мощности. Было проведено теоретическое и экспериментальное исследование полупроводниковых лазеров с интегрированным в волновод модовым фильтром. Проведено компьютерного моделирования и обоснован выбор геометрии модового фильтра, необходимого для получения одномодового режима генерации.

С использованием предложенной концепции были созданы и экспериментально исследованы образцы полосковых лазерных диодов с активной областью на квантовых точках InAs/InGaAs, выращенных на подложке GaAs, излучающих на длине волны вблизи 1.3 мкм. Экспериментально исследовались лазеры с различной конструкцией модового фильтра.

На полученных образцах полностью одномодовый режим генерации наблюдается до мощности излучения до 180 мВт, «квазиодномодовое» излучение наблюдается до мощности излучения 500 мВт.

Учитывая низкую стоимость полученных образцов, концепция интегрированного оптического модового фильтра является перспективной для создания одномодового полупроводникового лазера с увеличенной выходной мощностью.

Литература

1. I Novikov, Yu M Shernyakov, M V Maximov, N Yu Gordeev, N A Kaluzhniy, S A Mintairov, V M Lantratov, A S Payusov, V A Shchukin and N N Ledentsov. Wavelength-stabilized tilted wave lasers with a narrow vertical beam divergence. Semicond. Sci. Technol. 23 (2008) 075043 (5pp)
2. Kowalski O. P. , Silver M. High power laser diode sources with high transverse beam quality, 1st EMRS DTC Technical Conference, B03 (2004)
3. O. P. Kowalski, M. Silver, S. McMaster, D. A. Yanson, B. C. Qiu, S. D. McDougall, J. H. Marsh. HIGH POWER 1.55mkm LASER DIODE SOURCES WITH HIGH TRANSVERSE BEAM QUALITY. 1st EMRS DTC Technical Conference — Edinburgh 2004
4. S. G. Johnson, Notes on Perfectly Matched Layers, online MIT course notes. http://math. mit. edu/~stevenj/18.369/ (2007).

Особенности режима синхронизации мод в ЛД на КЯ с расширенным волноводом

Р. И. Григорьев[1], Е. Л. Портной[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-76

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Рассматриваются двухсекционные полупроводниковые лазеры с монолитно интегрированной секцией поглотителя, работающие в режиме пассивной синхронизации мод. Такие лазеры являются многообещающими источниками импульсного излучения для оптических линий связи и метрологии. Однако, на данный момент на их работу влияют различные нестабильности; самая важная из которых — нестабильность, свя-

занная с автопульсациями, или пассивной модуляцией добротности. Критичным является то, что эта нестабильность проявляется при рабочих режимах лазера (например, низком токе накачки), необходимых для генерации сверхкоротких импульсов синхронизации мод, привлекательных для многих применений. Недавно было теоретически предсказано, что увеличение толщины волновода в полупроводниковых лазерах с одиночной КЯ, работающих в режиме синхронизации мод, приводит к исчезновению нестабильности модуляции добротности по причине увеличения времени захвата носителей [2]. В настоящем докладе представлены первые экспериментальные результаты, полученные на гетероструктуре с раздельным ограничением, использованной в [3] для генерации мощного излучения на длине волны 1060 нм. Толщина волновода была равна 1,7 мкм, длина резонатора — 3 мм. Стабильная синхронизация мод наблюдалась в широкой области значений тока накачки, начиная от порогового значения (в согласии с [2]).

Увеличение обратного смещения приводит к увеличению рабочего тока и позволяет промодулировать высокочастотный сигнал синхронизации мод на низкой частоте (100-200 МГц). При этом происходит смешение частоты импульсов синхронизации мод, равной 12,3 ГГц, и частоты модуляции усиления. Частота преобразования зависит от тока инжекции (примерно, 2 МГц/мА). Теоретический расчёт на основе скоростных уравнений для плотности носителей и фотонов в активной области показывает возможность преобразования радиочастот благодаря параметрическому эффекту в таких ЛД [4]. Преобразование частоты радиосигнала, на которой промодулирован несущий его оптический сигнал, может быть использовано во многих СВЧ-приборах [5].

Литература

1. Avrutin, E. A. , Marsh, J. H. , Portnoi, E. L. : «Monolithic and multi-gigahertz mode-locked semiconductor lasers: constructions, experiment, models and applications», IEE Proc. Optoelectron. 147, 251–278 (2000).
2. E. A. Avrutin and E. L. . Portnoi: «Suppression of Q-switching instabilities in broadened-waveguide monolithic mode-locked laser diodes», Optical and Quantum Electronics, vol. 40, no. 9, pp. 655-664 (2008).
3. D. A. Vinokurov, S. A. Zorina, V. A. Kapitonov, A. V. Murashova, D. N. Nikolaev, A. L. Stankevich, M. A. Khomylev, V. V. Shamakhov, A. Yu. Leshko, A. V. Lyutetskiy, T. A. Nalyot, N. A. Pikhtin, S. O. Slipchenko, Z. N. Sokolova, N. V. Fetisova, I. S. Tarasov, «High power laser diodes based on asymmetric separate confinement heterostructure», Semiconductors, 2005,vol. 39, issue 3, pp. 370-373
4. E. L. Portnoi, V. B. Gorfinkel, D. A. Barrow, I. G. Thayne, E. A. Avrutin, J. H. Marsh: «Optoelectronic microwave-range frequency mixing in semiconductor lasers», IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron. , vol. 1, no. 2, pp. 451 — 460 (1995)
5. И. О. Бакшаев, М. С. Буяло, И. М. Гаджиев, Р. И. Григорьев, Е. Л. Портной: "Гетеролазеры с синхронизаций мод в микроволновой фотонике", Симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология», 5-7 ноября 2008, С. Петербург, Тезисы докладов, стр. 30.

Температурная делокализация носителей заряда в полупроводниковых лазерах

И. С. Шашкин, С. О. Слипченко, Л. С. Вавилова, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, А. А. Подоскин, А. Л. Станкевич, Н. В. Фетисова, И. С. Тарасов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-79, эл. почта: serghpl@mail.ioffe.ru

Интерес к мощным полупроводниковым лазерам обусловлен широким спектром их практических приложений: источники оптической накачки твердотельных и волоконных лазеров, газоанализаторы, терапия сосудистых и кожных заболеваний. Для создания мощных температурностабильных непрерывных полупроводниковых лазеров необходимо обеспечить высокую внешнюю дифференциальную квантовую эффективность (близкую к 100%); низкую пороговую плотность тока; низкие последовательное и тепловое сопротивление; а также высокую температурную стабильность дифференциальной квантовой эффективности и пороговой плотности тока. Высокую дифференциальную эффективность обеспечивают низкие внутренние оптические потери, а низкие сопротивления и низкую пороговую плотность тока обеспечивает большая длина резонатора. Проблема снижения внутренних оптических потерь и увеличения длины резонатора решена в асимметричных квантоворазмерных двойных гетероструктурах раздельного ограничения (КР ДГС РО) со сверхтолстым волноводом [1]. Минимальные изменения с температурой внутренних потерь, внутреннего квантового выхода, пороговой концентрации обеспечивают высокую температурную стабильность пороговой плотности тока и дифференциальной эффективности. Для минимизации температурной чувствительности этих параметров в гетероструктурах на длину волны 1060 ÷ 1160 нм проводились исследования влияния глубины квантовой ямы на температурную стабильность указанных характеристик.

В докладе будут представлены результаты исследования температурных зависимостей излучательных характеристик лазерных диодов на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктур с асимметричным сверхтолстым волноводом, излучающих в спектральном диапазоне 1060 — 1160нм. Рассмотрено влияние толщины и энергетической глубины квантовой ямы на температурную чувствительность порогового тока и дифференциальную эффективность. Установлено, что в непрерывном режиме генерации основным механизмом насыщения ватт-амперной характеристики с ростом температуры является увеличение концентрации носителей заряда (электронов и дырок) на разрешённых состояниях волноводного слоя. Таким образом, квантовая яма не способна полностью ограничить (локализовать) носители заряда, обеспечивающие пороговую концентрацию. Как следствие волноводный слой заполняется делокализованными носителями заряда. Экспериментально показано, что температурная делокализация носителей заряда из активной области ведет к росту величины внутренних оптических потерь и падению внешней дифференциальной квантовой

эффективности. Продемонстрировано, что степень делокализации носителей заряда зависит от температурного распределения носителей заряда, пороговой концентрации и глубины квантовой ямы, и зависимость эта достаточно сильная для того, чтобы принимать её во внимание.

В заключении будет показано, что оптимизация параметров активной области КР ДГС РО, а именно: увеличение глубины КЯ на 70мэВ и снижение пороговой концентрации в 1.4 раза, приводит к намного более высокой температурной стабильности, к росту характеристической температуры T_o со 100 до 180 К.

Литература

1. N. A. Pikhtin, S. O. Slipchenko, Z. N. Sokolova, A. L. Stankevich, D. A. Vinokurov, I. S. Tarasov, and Zh. I. Alferov Electron. Lett. 40, 1413 (2004)

Разработка квантового каскадного лазера, работающего на моде поверхностного плазмон-поляритона с отрицательной дисперсией.

А. А. Богданов

тел: (921) 310-24-12, эл. почта:bogdanftf@mail.ru

Одной из наиболее важных характеристик лазера является, коэффициент усиления α, который пропорционален фактору оптического ограничения моды Γ и обратно пропорционален групповой скорости волны $V_{гр}$ [1]. Чтобы уменьшить потери на свободных носителях в обкладках волновода, в качестве рабочей моды стараются использовать ту, для которой Γ максимален. В квантовых каскадных лазерах (ККЛ) в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне Γ максимален для волноводных мод, в дальнем ИК и терагерцевом диапазонах Γ максимален для поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) [2]. Чтобы увеличить Γ, обкладки волновода выращивают из сильно легированного материала или металла.

Увеличить α можно и другим способом, уменьшив групповую скорость волны. Подобный принцип используется при создании полупроводниковых лазеров с технологией распределенной обратной связи [3]. Для этого необходимо наличие моды, для которой групповая скорость волны может быть равна нулю. В этой работе мы показали, что в волноводе для ППП возможна отрицательная дисперсия и нулевая групповая скорость. Рассмотрим подробнее поверхностный плазмон-поляритон.

Известно, что вдоль поверхности раздела металл-диэлектрик или металл-полупроводник может распространяться ППП [4]. Для поверхностной волны потоки энергии в металле и диэлектрике (полупроводнике) направлены в противоположные стороны. Так как поверхностная волна проникает в диэлектрик (полупроводник) сильнее, чем в металл, то и направление потока энергии ППП совпадает с направлением потока

энергии в диэлектрике (полупроводнике). Таким образом, дисперсия для ППП всегда положительна ($v_{гр} = d\omega/k_z > 0$).

Теперь рассмотрим поверхностную волну в плоском тонком симметричном волноводе. Волна представляет собой два когерентных поверхностных плазмон-поляритона. В силу симметрии рассматриваемой задачи возможно, образование симметричной и антисимметричной моды. При образовании симметричной моды компоненты электрических полей складываются, а при образовании антисимметричной моды — вычитаются. Таким образом, за счет перекрытия полей поверхностных поляритонов и их интерференции суммарное поле внутри волновода ослабляется. При сильном перекрытии может оказаться, что значение полного потока энергии в обкладках по модулю больше, чем в волноводном слое. Следовательно, групповая скорость волны будет отрицательна. Заметим, что для симметричной моды такого наблюдаться не будет, так как для нее компоненты электрического поля складываются. При этом величина потока энергии в волноводном слое увеличивается. Поэтому дисперсия для нее всегда положительна.

Условие, при котором отрицательная дисперсия наблюдается, можно записать так

$$\left(\Omega_1^2 - \Omega_2^2\right)\left(\left(\varepsilon_2 d\right)/\left(\pi c\right)\right)^2 < 0.71 \qquad (1)$$

В этой формуле $\Omega_{1,2}$- это плазменные частоты обкладок волновода и волноводного слоя, d — толщина волноводного слоя, ε_2- высокочастотная диэлектрическая проницаемость волноводного слоя. Наличие интервала частот, для которого дисперсия отрицательна ($V_{гр}=d\omega/dk_z<0$), приводит к существованию частоты $\omega*$, для которой $V_{гр}=0$. Вблизи частоты $\omega*$ коэффициент усиления лазера $\alpha>>1$.

Таким образом, используя моду ППП с отрицательной дисперсией, можно добиться высокого коэффициента усиления ККЛ без использования технологии распределенной обратной связи.

Работа выполнена в рамках аналитической ведомственной программы «Развитие научного потенциала высшей школы», проект 988.

Литература

1. Звелто О. Принципы лазеров.—М. : Мир, 1990.
2. C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, and A. Y. Cho. , Rep. Prog. Phys. , 64,1533 (2001).
3. R. A. Suris, R. F. Kazarinov. , Sov. Phys. - Semicond. Vol. 6., No. 7 (1973)
4. Поверхностные поляритоны. Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. М. : Наука, 1985.

Аномальные динамические характеристики полупроводниковых лазеров с квантоворазмерной активной областью с несколькими уровнями размерного квантования

В. В. Дюделев

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-79-14, эл. почта: vlad@kuch.ioffe.ru

В последние годы существенное расширение круга «прямых» применений полупроводниковых лазеров (ППЛ), в частности, в области обработки материалов, в медицине и во многих других областях, требующих повышения импульсной мощности для минимизации теплового воздействия, обусловливает большой интерес к лазерам с квантоворазмерной активной областью, работающим при сверхвысоких уровнях импульсной токовой накачки (до 100 кА/см^2 и более) [1]. В связи с этим особую важность приобретает исследование динамических характеристик лазеров на основе квантовых ям (КЯ), в которых сравнительно недавно была продемонстрирована возможность двухполосной генерации за счет переходов между несколькими квантовыми состояниями в импульсном режиме [2,3], аналогично наблюдавшейся ранее в лазерах на квантовых точках (КТ) [4,5], где двухполосная генерация вызывала проявление аномальных динамических характеристик лазеров при сверхвысоких уровнях импульсной накачки.

Наши эксперименты по исследованию динамики излучения таких лазеров показали, что при накачке импульсами тока длительностью от нескольких десятков до нескольких сотен наносекунд заполнение возбужденных уровней при повышении уровня накачки приводит к выключению генерации с основного уровня, что влечет за собой полное прекращение лазерной генерации через несколько наносекунд после первоначального включения. Важно отметить, что и в лазерах на основе КТ, и в КЯ ППЛ задержка возобновления лазерной генерации увеличивается с увеличением тока накачки и достигает нескольких десятков наносекунд, что вызывает уменьшение выходной мощности при увеличении тока накачки (т.е. «нетепловой» загиб ватт-амперной характеристики). Согласно результатам наших исследований, этим фактором обусловлено ограничение выходной мощности таких лазеров при сверхвысоких уровнях токовой накачки в импульсном режиме. Среди возможных причин наблюдаемых аномальных динамических характеристик ППЛ с квантоворазмерной активной областью, следует отметить насыщение усиления [3], а также с недостаточную скорость энергетической релаксации носителей заряда при сверхвысоких уровнях накачки [1].

Литература

1. С. О. Слипченко и др., ФТП, 2006, т.40(8), с.1017-1023.
2. Д. А. Винокуров и др., ФТП, 2007, т.41(10), с.1247-1250.
3. Г. С. Соколовский и др., Письма в ЖТФ, 2008, т.34(16), с.58-64.
4. M. V. Maximov et al, IEEE J. of Quant. El. , v. 37(5), 2001, p. 676-683.
5. Г. С. Соколовский и др., Письма в ЖТФ, 2007, т.33(1), с.9-16.

Исследование распространения пространственно-инвариантных (Бесселевых) пучков от полупроводниковых лазеров с широким полоском

К. К. Золотова[1], С. Н. Лосев[2], А. С. Маслов[3], Г. С. Соколовский[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-7914, факс: (812) 297-1017, эл. почта: jiraff@mail.ioffe.ru

[3]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе при помощи широкополосковых полупроводниковых лазеров с торцевым выводом излучения получены пространственно-инвариантные пучки света [1,2] с мощностями и диаметрами центрального луча, пригодными для применения в устройствах типа оптического пинцета. На основании исследования распространения бесселевых пучков, полученных при помощи широкополосковых лазеров со спектрально-селективным резонатором, показано, что плохая пространственная когерентность (т.е. неоднородность) излучения оказывает гораздо большее влияние на формирование бесселевых пучков, чем его временная когерентность. Возникающие при получении бесселевых пучков трудности, связанные с пространственной неоднородностью излучения полупроводниковых лазеров с широким полоском, могут быть разделены на три основные группы:

1. Многомодовый характер излучения лазеров с широким полоском. При многомодовом излучении одновременная коллимация всех мод оказывается невозможной из-за разницы их расходимости, что приводит к «размытию» колец бесселева пучка. Важно отметить, что при этом размер центрального луча практически не изменяется [3].
2. Астигматизм, а также шпотование излучения лазера с широким полоском приводит к тому, что при распространении бесселева пучка, полученного от такого лазера, его центральный луч постепенно искажается, приобретая неправильную продолговатую форму (или, в случае шпотования, превращаясь в линию, состоящую из ярких точек) [4].
3. Облучение аксикона под углом. При разъюстировке оптической схемы центральная часть бесселева пучка искажается, образуя ромбовидную каустику. Размер возникающей каустики пропорционален расстоянию от точки наблюдения до вершины

аксикона и углу, под которым облучается аксикон. Этот эффект описан в работах [5,6] для газовых и твердотельных лазеров, однако следует отметить, что высокий астигматизм излучения полупроводникового лазера может приводить к тому, что излучение из боковых частей широкого полоска падает на аксикон под значительным углом, вызывая образование каустики даже при идеальной юстировке оптической схемы.

В докладе будет обсуждаться возможность описания распространения Бесселевых пучков, полученных при помощи широкополосковых полупроводниковых лазеров, за счет введения безразмерного параметра, описывающего "качество" пучка, аналогично параметру M^2 для гауссовых пучков.

Литература

1. J. Durnin // J. Opt. Soc. Am. 1987, A 4, P. 651-654
2. Б. Я Зельдович, Б. Ф. Мульченко, Н. Ф. Пилипецкий // ЖЭТФ, 1970, Т. 58(3), С. 794-795
3. P. Fischer et al. // Opt. Express, 2005, V. 13(17), P. 6657-6666
4. Г. С. Соколовский, В. В. Дюделев, С. Н. Лосев и др. // ПЖТФ, 2008, т.34(24) С. 75-82
5. Zh. Bin, Li Zhu // Appl. Opt. , 1998, V. 37(13) P. 2563-2568
6. A. Thaning, Z. Jaroszewicz, A. T. Friberg // Appl. Opt. , 2003, V. 42(1) P. 9-17

Актуальные проблемы современной науки и техники

Разработка, создание и применение новых сцинтилляционных материалов

И. В. Ходюк

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 552-75-74, эл. почта: hodiouk@mail.ru

Объемные, как правило, монокристаллические люминофоры, служащие для преобразования ионизирующих излучений в видимый свет, известны как сцинтилляторы. Сцинтилляторы находят широкое применение в различных областях науки и техники. Важнейшими из них являются: медицинские и промышленные томографы, приборы космического назначения, системы таможенного контроля и контроля распространения радиоактивных материалов, приборы дозиметрического контроля, различные детекторы, применяемые в физике высоких энергий, установки контроля качества при нефте- и газодобыче, осуществление мониторинга бурения скважин и контроля состояния трубопроводов. Требования, предъявляемые к сцинтилляционным материалам, растут по мере развития возможностей сопутствующей электроники. В настоящее время факторами, лимитирующими как временное, так и энергетическое разрешение систем, зачастую, являются применяемые сцинтилляторы.

Основные требования, предъявляемые к сцинтилляторам

- Высокий световыход. Под световыходом обычно понимается число фотонов, образовавшихся при поглощении кванта или частицы ионизирующего излучения сцинтиллятором и достигших фотоприёмника [1].
- Короткая постоянная спада сцинтилляционного импульса, обуславливающая высокое временное разрешение.
- Высокое энергетическое разрешение или малая ширина фотопика.
- Хорошее согласование длины волны люминесценции с кривой чувствительности фотодетектора.

Тенденции развития сцинтилляционных материалов

Не смотря на то, что NaI(Tl) известен как сцинтиллятор уже более 60 лет, он по прежнему является одним из наиболее часто используемых материалов. Это связано с высоким свеовыходом ~40000 фотонов/МэВ и энергетическим разрешением ~5,5% при поглощении 662 кэВ гамма излучения Cs^{137} . Помимо NaI(Tl) существует целый ряд сцинтилляционных материалов с различными характеристиками. Например, BaF_2 открытый в лаборатории "Физики Ионных Кристаллов" кафедры "Экспериментальная

Физика" СПбГПУ, обладает постоянной спада 0,8 нс (230 нс для NaI(Tl)). Отдельного внимания заслуживают материалы на основе или с примесями редкоземельных элементов: $YAlO_3$(Ce) и $LaBr_3$(Ce). В частности, $LaBr_3$(Ce) обладает световыходом ~63000 фотонов/МэВ и постоянной спада 26 нс. Серьёзной проблемой является крайне высокая цена исходного сырья и производства $LaBr_3$, что существенно замедляет процесс его внедрения.

Отдельно хочется отметить высокоперспективное направление создания сцинтилляционных оптических керамик развиваемое лабораторией "Физики Ионных Кристаллов". Помимо широко известного GOS:Pr,Ce [2] ведутся исследования и разработки новейших материалов на основе легированных нано- и микро- размерных порошков ZnO, обладающих уникальными характеристиками. Например, микроразмерный порошкообразный ZnO:Ga обладает высоким световыходом 15000 фотонов/МэВ и малым временем высвечивания 0,7 нс [3]. В результате ZnO:Ga имеет самую высокую добротность (отношение световыход/время спада) среди известных люминофоров.

Литература

1. Rodnyi P. A. , Physical Processes in Inorganic Scintillators. // CRC Press 1997 NY
2. Горохова Е. И. , Демиденко В. А. , Еронько С. Б. , Михрин С. Б. , Родный П. А. , Христич О. А. Спектрально-кинетические характеристики Gd2O2S:Pr,Ce-керамик // Оптический журнал. 2006. Т. 73. С. 71-79.
3. Горохова Е. И. , Родный П. А. , Ходюк И. В. , Ананьева Г. В. , Демиденко В. А. , Bourret-Courchesne E. D, Оптические, люминесцентные и сцинтилляционные свойства ZnO и ZnO:Ga керамик. Оптический Журнал, 2008, том 75, № 11, с. 66 — 72.

Сцинтилляционные свойства оптических керамик на основе BaF_2, легированных Ce, Cd и Sc

С. Д. Гаин, П. А. Родный

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: +7-921-985-6558, эл. почта: mcroll@newmail.ru

Фторид бария известен как первоклассный быстрый сцинтиллятор. В кристаллах чистого BaF_2 наблюдаются две полосы излучения: широкая экситонная полоса с максимумом вблизи 300 нм и коротковолновая полоса с максимумом 220 нм, которую относят к остово — валентным переходам [1].

Коротковолновая полоса имеет меньшую амплитуду, чем экситонная при временах затухания $\tau_1 = 0.8$ нс и $\tau_2 = 600 \div 800$ *нс*, соответственно. Существуют 2 основных пути улучшения сцинтилляционных характеристик BaF_2: 1) подавление медленной компоненты путем введения ионов с заполненными внешними оболочками, таких, как La^{3+}; 2) введение ионов Ce^{3+} для преобразования экситонного излучения в более быстрое цериевое свечение.

В данной работе рассматривается еще один путь создания сверхбыстрых сцинтилляторов — синтез керамик на основе фторида бария.

Керамические сцинтилляторы имеют преимущества по сравнению с кристаллическими. Одно из основных — меньшая стоимость. Керамику легче изготовить, проще сделать сцинтиллятор большего объема без ущерба для качества. Поэтому можно применять рассматриваемые сцинтилляторы в качестве детекторов ионизирующего излучения в позитронно-эмиссионной томографии. Также необходимо отметить, что использование детекторов на основе BaF2 является оправданным в связи с появлением в последнее время фотоприемников с высокой чувствительностью в области сверхбыстрых переходов (220 нм) [2].

Измерения производились на уникальной экспериментальной установке с длительностью рентгеновского импульса ≤1нс, что позволило разделить быструю и медленную компоненты сцинтилляции.

В ходе исследований были получены следующие результаты:

1. Прозрачность BaF_2 керамик была заметно улучшена (~90% от таковой для кристалла в диапазоне 220÷300 нм). Полученные образцы имеют больший световыход при меньшем времени спада люминесценции.
2. Легирование керамических образцов фторидом церия позволило увеличить световыход в 4 раза по сравнению с чистым BaF_2.
3. Керамика BaF_2:0.1%Cd имеет световыход на 25% больше, чем аналогичный кристалл при времени затухания медленной компоненты τ_2 = (440 ± 7) нс.
4. При легировании BaF_2 скандием (0.05%) удалось увеличить интенсивность сверхбыстрого компонента (τ_1 = 0.8 нс) и уменьшить время спада быстрого компонента до τ_2 = (360 ± 4) нс.

Задача получения оптических керамик со свойствами, не уступающими кристаллам, является сложной, поэтому мы рассматриваем эти результаты как первый шаг к созданию нового сверхбыстрого керамического сцинтиллятора.

Литература

1. P. A. Rodnyi, Core-valence transitions in scintillators, Radiation Measurements, 38 (2004) 343-352.
2. http://www. alphalas.com/products/laser-diagnostic-tools/ultrafast-photodetectors-upd-series. html?gclid=CLbNmd7L4ZwCFRCF3godSj_tIQ

Атомно-силовая микроскопия мягких объектов с помощью наноколлоидного зонда

И. А. Няпшаев, А. В. Анкудинов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-73-17, эл. почта: xokage@mail.ru

В последнее время наблюдается большой интерес к исследованиям с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) структуры и механических свойств биообъектов: клеток, органелл, клеточных мембран, белков, ДНК [1, 2]. Главным элементом АСМ является кремниевый зонд — кантилевер, на котором обычно зафиксирована конусообразная кремниевая микроиголка с радиусом закругления кончика 10-20 нм [3]. Стандартный, слишком острый зонд может, однако, разрушить такой нежный биообъект как живая клетка, что создает проблемы в измерениях [4; 5]. С этим можно бороться, если использовать затупленный зонд, например, с прикрепленным шариком достаточно большого диаметра (так называемый микро- или наноколлоидный зонд). Важно при этом точно знать геометрию кончика зонда, чтобы проводить количественные исследования наномеханических свойств мягкого материала живой клетки.

В данной работе демонстрируется простая и надежная техника фиксации калиброванной по диаметру наносферы из SiO_2 на самый кончик зонда (техника легко адаптируется и для наносфер из других материалов). На текущий момент мы можем гарантировать надежное закрепление наносферы диаметром 250 нм и более. Аналогичные зонды с калиброванными сферами, которые используют другие исследователи, имеют диаметр в микронном диапазоне, см., например, работу [6] и ссылки в ней. С помощью наноколлоидных зондов проведены исследования рельефа и локального модуля Юнга мягких образцов: живой клетки HeLa и пленки поликарбоната. Полученные результаты согласуются с данными других исследователей [2]. Представляются также результаты «краш-тестов» изготовленных наноколлоидных зондов.

Литература

1. A. Alessandrini and P. Facci, AFM: a versatile tool in biophysics, Meas. Sci. Technol. , 16 (2005) R65–R92
2. A. Gigler, M. Holzwarth and O. Marti, Local nanomechanical properties of HeLa-cell Surfaces, Journal of Physics: Conference Series 61 (2007) 780–784
3 В. Л. Миронов, Основы сканирующей зондовой микроскопии, ИФМ РАН, Нижний Новгород, 2004г.
4 B. Michael, G. O'Hagan, P. Doyleb, J. M. Allena, K. Suttona, G. McKerr, The effects of atomic force microscopy upon nominated living cells, Ultramicroscopy 102 (2004) 1–5
5. Bukharaev A. A. , Mozhanova A. A. , Nurgazizov N. I. , Ovchinnikov D. V. , Measuring Local Elastic Properties of Cell Surfaces and Soft Materials in Liquid by Atomic Force Microscopy, Phys. Low-Dim. Struc. V. 3/4. P. 31-38 (2003)
6. Д. В. Лебедев, А. П. Чукланов, А. А. Бухараев, О. С. Дружинина, Измерение модуля Юнга биологических объектов в жидкой среде с помощью специального зонда атомно-силового микроскопа, Письма в ЖТФ, т. 34, 8 (2009).

Пороговая бистабильность в поверхностно стабилизированной ячейке шевронного смектика С* во внешнем электрическом поле

К. Г. Черняк

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

В настоящее время одним из интересных направлений физики жидких кристаллов является изучение структур, образованных системами со спонтанной поляризацией[1]. К ним, в частности, относится шевронная структура смектика С*, помещенного между двумя плоскопараллельными пластинами с планарной однородной ориентацией вектора директора на граничных плоскостях. Расстояние между пластинами подобрано так, что наличие геликоидальной структуры оказывается энергетически не выгодно. Подобные структуры получили название поверхностно-стабилизированных (Surface Stabilized Ferroelectric Liquid Crystal Structure — SSFLCS) [2]. Под шевроном подразумевается характерный излом смектических слоев посередине, между ограничивающими плоскостями. Описанные структуры обладают эффектом бистабильности — наличием двух устойчивых состояний, переход между которыми можно осуществлять включением внешнего электрического поля.

Равновесная конфигурация ориентации директора в шевронном смектике С* в слабых электрических полях определена из условия минимальности свободной энергии, которая в рассматриваемой системе имеет вид:

$$F = S\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}}\left(\frac{K}{2}(\theta^2(\varphi')^2 - 2\theta\delta'\varphi'\cos\varphi + 2(\delta')^2) + \frac{B}{8}(\delta^2-\theta^2)^2 + P_0E\cos\delta\cos\varphi\right)dx$$

Здесь L — расстояние между пластинами, K — модуль Франка в одноконстантном приближении, P_0 — величина спонтанной поляризации, E — напряженность электрического поля, приложенного вдоль оси x, направленной перпендикулярно ограничивающим плоскостям, — угол наклона шеврона, ф — азимутальный угол вращения директора вокруг нормали к смектическому слою. Вдоль осей y и z систему можно считать однородной. При расчетах использовались жесткие условия на границах.

Рассчитаны два пространственных распределения директора, между которыми происходит переход при изменении направления внешнего поля на противоположное. Показано, что в данном переходе должен наблюдаться гистерезис, и оценена величина порогового поля, приводящего к переориентации директора, при изменении направления поля. Исследована зависимость величины порогового поля от толщины плёнки L. Оценены времена переключения.

Литература

1. В. П. Романов, С. В. Ульянов, К. Г. Черняк, Журн. технич. физики. 2008. Т. 78. № 2. С 1-5
2. Clark N. A. , Lagerwall S. T. Appl. Phys. Lett. 1980, 36, 899

Разработка квадрупольного масс-спектрометра для аналитических измерений в медицине

Т. Д. Ершов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (904) 608-60-74, эл. почта: orienteer@yandex.ru

В настоящее время разработка приборов для задач медицины является актуальным направлением развития современного приборостроения. Это связано с необходимостью переоснащения и дальнейшего развития отечественных аналитических приборов. В рамках настоящей работы выполнена разработка и изготовление устройства сопряжения газового хроматографа с масс-спектрометром, обеспечивающего работу масс-спектрометра в режиме измерения парциальных давлений газовых смесей включающих анестетики класса Севофлуран.

Разработка масс-спектрометра состоит из двух основных задач. Во-первых, создание вакуумной системы откачки медицинского масс-спектрометра и тестирование системы регистрации, обеспечивающей абсолютные измерения парциальных давлений исследуемых соединений при помощи квадрупольного масс-спектрометра, ориентированной на применение в медицинских учреждениях. Во-вторых, создание программы обеспечивающей работу масс-спектрометра при определении концентрации анестетика в аппарате искусственной вентиляции легких и тестирование программы управления работой масс-спектрометра в режиме работы, обеспечивающей абсолютные измерения парциальных давлений различных анестетиков при помощи квадрупольного масс-спектрометра, ориентированного на применение в медицинских учреждениях.

Вакуумная система откачки состоит из турбомолекулярного насоса, форвакуумного насоса, промежуточной системы откачки и капилляра. Так как на выходе хроматографа давление составляет 1000 мбар, а рабочее давление в масс-спектрометре 10^{-6}мбарр, то для обеспечения такого перепада давлений необходимо использовать систему дифференциальной откачки, которая в нашем случае состоит из прогреваемого капилляра с внутренним диаметром 0.07 мм и длиной 1 м. Использование капилляра позволяет понизить давление на входе в прибор в 1000 раз по отношению к атмосферному. Исследуемая газовая смесь проходит по каналу капилляра и попадает в систему дифференциальной откачки. Два электромагнитных клапана управляют откачкой и вводом пробы. В качестве второй диафрагмы используется пластинка из нержавеющей стали, в которой при помощи лазерной искры сделано отверстие диаметром 0.01 мм. Диафрагма съемная, поэтому можно выбрать оптимальный диаметр отверстия для получения давления в камере масс-спектрометра, обеспечивающего его работу. Капилляр подключается непосредственно к интерфейсу пробозабора. Камера промежуточной откачки подключается к молекулярной ступени турбомолекулярного насоса при помощи шланга, из нержа-

веющей стали, который был соединен специальным штуцером к клапану напуска атмосферы турбомолекулярного насоса.

Разработанная программа "Spectrum" позволяет работать с одним масс-спектром или с несколькими одновременно. Информация, поступающая с масс-спектрометра, считывается и сохраняется. Прочитав её с помощью разработанной программы, возможна нормировка спектра относительно максимального пика, перевод в логарифмический режим изображения, изменение масштаба и диапазона масс. Обработав необходимый спектр, можно получить информацию о величине пиков. Программа имеет собственную базу данных, которую можно дополнять как NIST спектрами, так и собственными. При длительном проведении измерений есть возможность провести trend-анализ необходимых пиков, что позволяет получать наглядную картину изменения концентрации выбранных веществ в режиме реального времени.

Разработанный масс-спектрометрический комплекс будет поставлен в операционную ВмедА для диагностики анестетика Севофуран при проведении операции. Ответственный исполнитель профессор кафедры анестезиологии и реаниматологии ВмедА профессор Левшанков А. И.

Измерение термо-э.д.с. микрообразцов импульсным методом

С. Е. Ганго

Филиал Санкт-Петербургского государственного инженерно-экономического университета в г.Пскове, Россия

тел: (8112)69-53-04, эл. почта: gangose@narod.ru

В работе [1] описана методика импульсного измерения на образцах размерами 30 — 100 мкм термо-э.д.с. относительно золота при комнатной температуре. При этом микрообразец зажимался между верхним "холодным" электродом (золотой иглой) и нижним электродом (золотой фольгой), температура которой скачком повышалась на 10К. Как показывает теория [2] и опыт, это приводит к линейному росту термо-э.д.с. в первые секунды нагрева и последующему ее экспоненциальному спаду после выключения нагревателя.

Проведенные эксперименты с микрообразцами толщиной 30 — 100 мкм, приготовленными из различных веществ (металлов, полуметаллов, полупроводников, нанокомпозиционных материалов), показали, что при фиксированных условиях "теплового удара" описанная установка позволяет определить отношения коэффициентов Зеебека различных микрообразцов с погрешностью $\varepsilon \approx 11\%$,м а самих абсолютных значений *S* — с погрешностью $\varepsilon \approx 11\%$.

С помощью данной методики удалось определить величины и знаки удельной термо-э.д.с. микрообразцов новых нанокомпозиционных материалов o-InSb, o-Te, o-Pb, o-Bi [3], полученных в результате заполнения полостей регулярной пористой диэлектриче-

ской матрицы синтетического благородного опала ультрадисперсным антимонидом индия, теллуром, свинцом или висмутом по методу В. Н. Богомолова [4], а также снять температурные зависимости удельной термо-э.д.с. в интервале от 290 К до 360 К.

Как показывают проведенные эксперименты, этот метод может также использоваться и для исследования нанокомпозиционных материалов на основе микроскопических монокристаллов цеолитов и цеолитоподобных алюмофосфатов типа AFI, имеющих существенно меньшие размеры, чем образцы на основе опалов. При этом для установки столь малых образцов в измерительную ячейку оказалось целесообразным заменить золотую иглу более жесткой вольфрамовой, которая ранее использовалась для измерения электропроводности микрокристаллов цеолитов на аналогичной установке [5]. Недостатком вольфрамовой иглы по сравнению с золотой является окисление вольфрама, что может приводить к невоспроизводимости результатов измерений. Однако эта проблема решается, если перед проведением экспериментов «освежать» вольфрамовую иглу в растворе КОН с последующим промыванием дистиллированной водой и высушиванием, как это рекомендуется делать в отношении вольфрамовых зондов сканирующих зондовых микроскопов. В этом случае результаты измерений воспроизводятся в пределах ошибок эксперимента, а градуировочные кривые, полученные на системах «золото — микрообразец — золото» и «вольфрам — микрообразец — золото», оказываются близкими друг к другу.

Литература

1. С. Е. Ганго, В. Н. ,Марков, В. Г. Соловьёв, ПТЭ 6, 123 (1998).
2. С. Е. Ганго, Вестник НовГУ. — Сер.: Ест. и техн. науки 23, 30 (2003).
3. В. Н. Богомолов, С. Е. Ганго, Д. А. Курдюков et al. , Нанотехника 1, 10 (2006).
4. В. Н. Богомолов, УФН 124, 171 (1978).
5. В. Н. Марков, В. Г. Соловьёв, ПТЭ 5, 232 (1990).

Радиоуглерод в антарктических льдах: образование мюонной компонентой космических лучей на больших глубинах

А. В. Нестеренок[1], В. О. Найденов[2]

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

[1]*тел: (812) 307-07-15, эл. почта: alex-n10@yandex.ru*

[2]*тел: (812) 292-71-71, эл. почта: Naidenov@cycla.ioffe.rssi.ru*

Отложение радиоуглерода в полярных льдах происходит вместе с атмосферным воздухом, а также благодаря образованию радиоуглерода «in situ» в реакциях, вызванных вторичным космическим излучением. Образование радиоуглерода происходит главным образом в приповерхностном слое ледника в реакциях скалывания ядер кислорода нейтронами ядерно-активной компоненты космических лучей. Атом ^{14}C, образованный «in situ», окисляется до CO и CO_2. На стадии льдообразования

до полного превращения фирна в глетчерный лёд возможны потери ^{14}C кристаллами льда: молекулы оксидов углерода диффундируют в воздушные пустоты фирна и далее просачиваются в атмосферу. Вопрос об эффективности сохранения ^{14}C в зернах фирна затрудняет интерпретацию экспериментальных данных.

В данной работе проводится анализ данных по ^{14}C в образцах льда антарктических скважин Восток и Тэйлор Доум, опубликованных в работе [1]. Для данных образцов льда экспериментальные значения концентрации оказались гораздо меньше расчётных значений, что объясняется интенсивными потерями ^{14}C на стадии льдообразования [1]. С увеличением глубины образца наблюдалось увеличение концентрации ^{14}C. Нами было выдвинуто предположение, что наблюдаемый рост концентрации ^{14}C может быть обусловлен образованием радиоуглерода в реакциях, вызванных мюонной компонентой космических лучей. Этот вид реакций вносит вклад в образование радиоуглерода на глубинах, заметно превышающих глубину проникновения ядерно-активной компоненты (160 г/см^2). Были рассмотрены два типа реакций: реакции, индуцированные высокоэнергичными мюонами и реакции захвата отрицательных мюонов ядрами кислорода. Произведен расчет концентрации радиоуглерода, образованного на глубинах, превышающих глубину границы фирн-лед. На таких глубинах потери ^{14}C — уход в атмосферу — невозможны. Значение толщины слоя фирна, которое использовалось в вычислениях, рассчитывалось с учетом изменения климатических условий в соответствующий возрасту образца период времени. Полученные результаты в пределах ошибки согласуются с экспериментальными данными.

Наблюдаемые особенности данных по концентрации ^{14}C в образцах антарктических скважин объясняются глубинным образованием радиоуглерода мюонной компонентой космических лучей. Определение вклада мюонной компоненты в концентрацию радиоуглерода позволяет сделать более точные оценки эффективности сохранения ^{14}C в зернах фирна.

Материалы настоящего исследования опубликованы в работе [2].

Литература

1. Lal D. et al. , J. Geophys. Res. D 106, № 23, 31933 (2001).
2. Нестеренок, Найденов, Геомагнетизм и аэрономия 49, №6, 1 (2009).

Электрофизическое компактирование дисперсных металлических сред

Крестьянинов Д. А. [1,2], Самуйлов С. Д. [1], Бочаров Ю. Н. [2].

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-71-36, эл.почта: Sam.Mhd@mail.ioffe.ru

[2]Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (905) 227-55-41, эл.почта: krestyaninovd@mail.ru

Актуальная прикладная проблема физики твёрдого тела — создание материалов с новым уровнем свойств и эффективных технологий их получения. Перспективный путь её решения — использование в качестве технологических инструментов потоков энергии большой интенсивности. Одним из наиболее мощных подобных инструментов является электрический ток большой плотности. Нами ведутся исследования электрофизической (электроимпульсной) технологии компактирования (брикетирования) дисперсных металлических сред [1 - 4].

Суть метода заключается в том, что для формирования пористого материала с новым уровнем свойств используется локальное и кратковременное воздействие на исходное сырьё потока энергии большой плотности, а именно короткий импульс электрического тока большой плотности. Локальность воздействия обеспечивается самим способом воздействия, а прочность материала обеспечивается за счёт импульсной электрической сварки контактов между частицами металла [2]. Материал может изготавливаться из техногенного сырья — металлической стружки; металлических порошков, гранул, чешуек и т.п. и без использования защитной среды.

Предложенная электроимпульсная технология компактирования была исследована на большом количестве образцов из стружки и других металлических отходов различных металлов и сплавов, разного вида и качества, получены образцы различной геометрической формы [1, 4]. При минимальных параметрах обработки (~*5 квт час/т)* прочность брикетов на разрыв составила более 0,5 МПа, что вполне достаточно для перевозки и переплава. Химический анализ показал, что брикеты из стружки пригодны для использования в качестве металлургической шихты даже для такого активного металла как титан [1]. Был предложен и опробован новый более технологичный вариант процесса, при котором электрический ток пропускается перпендикулярно направлению прессования.

В новом цикле работ по такой схеме получены образцы брикетов и исследована их прочность на излом, которая составила: $\sigma = 0{,}245 \pm 0{,}1$ *МПа.* При аналогичных энергетических параметрах обработки, брикеты, получаемые по старой схеме, обладают пределом прочности $\sigma = 0{,}19$ *МПа*.

Предложен и опробован метод создания композитных брикетов, содержащих инородный кусковой материал. Получены брикеты с диэлектрическими и электропроводящими включениями, причём электропроводность включений выше, чем

у основы. Концентрация кусковой фазы может составлять до половины объёма образца. Этот процесс важен для получения лигатур нового типа, а также для возвращения в металлургических процесс многих видов дисперсных отходов образующихся в металлургии и металлообработке [3].

Совместно с ООО «Новые технологии» разработан эффективный метод получения из стружки и отходов, путём их механического измельчения, металлических порошков, в т.ч. из мягких материалов, таких как медь, в т.ч. мелкодисперсных. Ранее это считалось невозможным. Эффект достигается за счёт высокой концентрации механической энергии при высокой скорости соударения частиц. Из порошка получены пробные брикеты. Это открывает возможность получения новых дешевых пористых материалов и изделий.

Совместно с «ВСМПО — Ависма» исследуется возможность использования брикетов из титановых сплавов, как традиционных, так и перспективных. В частности исследовалось содержание кислорода и азота в области сварочных точек.

В плане дальнейших работ исследование процесса компактирования дисперсных металлических сред, а также продолжение прикладных работ.

Литература

1. Абрамова К. Б. , Самуйлов С. Д. , Филин Ю. А. // *Цветные металлы*, 1998, № 12, с. 70 — 74.
2. Абрамова К. Б. , Бочаров Ю. Н. , Самуйлов С. Д. , Щербаков И. П. // ЖТФ, 2001, т. 71, в. 4, с 122 — 127.
3. Бочаров Ю. Н, Крестьянинов Д. А. , Самуйлов С. Д. , Филин Ю. А. // Научно-технические ведомости СПбГПУ, № 6 (70), 2008, с. 125 — 130.
4. С. Д. Самуйлов. // Чёрные металлы, февраль 2009, с 14 — 19

Особенности реакции фотоэлектронных умножителей на фоновое космическое излучение

М. Э. Дробышевский

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

тел: (812) 292-73-18, эл. почта: miked@mail.ru

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) широко используются при регистрации ядерноактивных излучений. Давно известно [1], что часть фоновых сигналов в них обусловлена радиоактивными примесями урана, тория и их дочерних продуктов, калия-40, содержащихся в материалах (стеклах) ФЭУ, а также посторонними фоновыми излучениями типа космических лучей (КЛ), продуктов распада радона и т.п. Разработка основных принципов конструирования (функционирования) ФЭУ была фактически завершена в середине прошлого века [2], когда многие детали взаимодействия и сама природа фоновых излучений еще не были изучены должным образом. И с тех пор для уменьшения их воздействия традиционно (и вполне оправданно) рекомендовалось уменьшение содержания радиоактивных компонент в элементах ФЭУ, экранирование

экспериментальных установок большими массами инертного вещества (включая подземные эксперименты), наполнение и промывка их инертными газами и т.п.

В наших многолетних экспериментах по детектированию электрически заряженных объектов скрытой массы (Dark Matter) Вселенной (предположительно планковских объектов [3]) было выявлено, что даже светоизолированные ФЭУ-167 (фотокатод диаметром 100 мм) чувствуют прохождение через них частиц атмосферных ливней космических лучей. Этот эффект наблюдался рядом исследователей и ранее [4], но конкретный механизм подобного отклика ФЭУ оставался неясным. Это может быть как генерация фотонов (например, черенковским излучением) в стеклянном экране самого ФЭУ, так и выбивание электронов в динодной сборке и/или из тонкого Sb-Cs-K-Na светочувствительного слоя и т.п.

Для проверки этих предположений по нашему заказу ЗАО «Экран — оптические системы» (г. Новосибирск) специально изготовило три модифицированных ФЭУ-167М. В них, при сохранении всех прочих параметров, путем внутреннего напыления тонкого слоя алюминия на большую часть прозрачного лицевого окна был существенно уменьшен только эффективный размер последнего. В результате проведенных исследований была выявлена зависимость числа зарегистрированных космических лучей от размера прозрачной части лицевого окна ФЭУ-167. Изменение регистрируемого потока космических лучей, приблизительно пропорциональное площади прозрачного лицевого диска, позволяет сделать важный вывод о том, что сигнал в ФЭУ возникает в результате генерации света частицами атмосферных ливней КЛ в самом стекле лицевого экрана, а не в результате выбивания этими частицами электронов в элементах динодной сборки ФЭУ или же из его внутренних Al или Sb-Cs-K-Na покрытий. Выявленные свойства ФЭУ-167 необходимо учитывать при выполнении прецизионных измерений с использованием любых других типов ФЭУ и иных светочувствительных датчиков и приборов, а также при работах со схемами кратных совпадений, когда фоновые КЛ способны создать видимость полезного события, генерируя сигналы сразу в нескольких независимых измерительных цепях.

Литература

1. J. B. Birks, The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, §5.3.8 (1964).
2. Т. М. Лифшиц, УФН, Т. 50, 356-432 (1953)
3. E. M. Drobyshevski, M. E. Drobyshevski, Astron. Astrophys. Trans. , 26, 289-299 (2007.); arXiv:0704.0982.
4. С. В. Голенецкий, частное сообщение (2009).

Применение технологии Data Mining при анализе функционирования и контроле состояния сложных динамических объектов

Д. М. Клионский[1], М. Н. Виноградов[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

тел: (911) 950-13-83, эл. почта:klio2003@list.ru

[2]Научно-инженерный центр Санкт-Петербургского электротехнического университета, Санкт-Петербург, Россия

тел: (921)321-58-80, эл. почта: max_mail_address@rambler.ru

Технология Data Mining предназначена для интеллектуального анализа данных, встречающихся в различных областях науки и техники. Основное назначение технологии — извлечение из данных большого объема новых, ранее неизвестных знаний и закономерностей с целью их эффективного использования в дальнейшем. Прежде всего, интерес представляют «*скрытые»* знания, недоступные при визуальном исследовании и применении более простых методов анализа. Такие знания отражают глубинную суть некоторого процесса, явления и т.п. Ключевым свойством технологии является возможность ее *автоматизации*, т.е. извлечения знаний без прямого вмешательства эксперта. Извлекаемые знания должны быть *новыми*, *нетривиальными, теоретически и практически полезными* и *доступными для интерпретации экспертом*.

В настоящей работе рассматривается применение Data Mining к телеметрическим данным (ТД), описывающим работу сложных динамических объектов (СДО). Сбор данных осуществляется с помощью набора датчиков, установленных на контролируемом СДО, после чего эти данные передаются на наземную приемную станцию для анализа. Под СДО понимается объект, характеризующийся отсутствием полного математического описания, стохастичностью поведения, нестационарностью и невоспроизводимостью эксперимента (в связи с экономическим фактором): примерами являются летательные аппараты или спутники. Задача контроля удаленных СДО заключается в обнаружении изменения их технического состояния на основе анализа поступающих с них ТД. Последние принято разделять на быстро и медленно меняющиеся. Первые включают в себя вибрации конструкций корпуса СДО, пульсации давления в камере сгорания двигателей, деформации корпуса. Ко второй группе относятся параметры температуры и давления, скорости потоков жидкостей и газов, линейные и угловые перемещения частей СДО, скорости и ускорения.

Технология Data Mining, применяемая к описанным данным, состоит из двух этапов. На первом этапе проводится предварительная обработка данных, включающая в себя очистку от шумов и помех, численное оценивание степени регулярности, выделение тренда. Кроме того, предусмотрено заполнение разрывов в данных (вызванных сбоями в работе аппаратуры) и адаптация к неравнодискретным данным (записанным

через неравные промежутки времени), что может быть следствием инструментальных погрешностей или природы эксперимента. На этой стадии данные также могут подвергаться фильтрации, статистическому анализу и исследованию в частотной области. Далее следует этап интеллектуального анализа. Первой проводится *сегментация* — разделение всего набора данных на однородные фрагменты, описываемые набором информативных характеристик. Затем следует *кластер-анализ* найденных сегментов, направленный на поиск независимых, обособленных групп во всем множестве. Наконец, *секвенциальный анализ* осуществляет поиск характерных шаблонов (формируемых на основе сегментов) в данных с учетом их упорядоченности по времени. При выявлении аномальных режимов в работе СДО сравниваются найденные шаблоны с теми, что ранее получены по эталонным данным. Это позволяет предотвращать внезапное возникновение внештатных (аварийных) ситуаций на объектах (при их испытании), нередко приводящих к неблагоприятным последствиям при эксплуатации. Кроме того, полученные знания представляются в компактном и наглядном виде для оперативного принятия решений.

По итогам разработки и тестирования алгоритмов на реальных ТД, полученных от СДО, будет создано программное обеспечение, ориентированное на автономную работу и обладающее высоким быстродействием (для использования в реальных условиях). Главная практическая значимость разработки заключается в возможности создания реальных систем контроля состояния СДО в пунктах проведения их испытаний и в пунктах контроля за качеством их функционирования.

Сканер-анализатор постоянного магнитного поля

М. А. Турубанов[1], С. В. Житкова[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Россия

тел: (812) 726-81-30, 8951-660-02-06, эл. почта: noatime@rambler.ru

[2]*тел: (812) 378-32-97, 8952-202-33-65 эл. почта: Zhitkova@inbox.ru*

Сканер-анализатор постоянного магнитного был разработан в декабре 2008 года и к апрелю 2009 года был создан действующий опытный образец. Сканер-анализатор — устройство для получения трехмерной картины магнитного поля. В основу устройства положен преобразователь Холла, с помощью которого происходит получение информации о величине магнитной индукции в конкретной точке. Особенностью устройства является то, что преобразователь Холла механически соединён с оптическим датчиком перемещения, а именно оптомеханическим датчиком перемещения компьютерной мыши. Таким образом одновременно возможно получить не только величину магнитной индукции в точке пространства, но и координаты этой точки. Далее с помощью аналого-цифрового преобразователя[1] показания, снятые с преобразователя Холла преобразуются в двоичный код и их данные выводятся на ЭВМ в графический редактор, где и происходит построение картины магнитного

поля в зависимости от координат, которые получают с компьютерной мыши. Для процедуры ввода данных с преобразователя Холла в ЭВМ и соотнесения их с координатами, полученными с мыши, разработано программное обеспечение на языке программирования Delphi[3]. Точность позицирования составляет 0,008 мм. Работа выполнена при поддержке гранта правительства Санк-Петербурга для студентов, аспирантов вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга.

Предполагемые области применения разработанного устройства:

Измерения и наблюдения стационарных магнитных полей электродвигателей, электрогенераторов и электротехнических установок;

Обнаружение дефектов металлических и неметаллических материалов методом неразрушающего контроля[2]

Основные преимущества устройства перед стандартными имеющимися, предназначенными для определения параметров магнитных полей:

- Получение трехмерной картины поля;
- Ускорение процесса измерения магнитного поля;
- Компактность;
- Простота эксплуатации;
- Высокая точность;
- Возможность сканирования постоянных магнитных полей любой конфигурации.

Литература:

1. Гусев В. Г. Электроника и микропроцессорная техника/ Гусев В. Г. , Гусев Ю. Н. , Москва: Высшая школа, 2005. 782 с.
2. Ергучев Л. А. Магнитные методы и средства неразрушающего контроля деталей железнодорожного подвижного состава: пособие/ Ергучев Л. А. , Гомель: УО «БелГУТ», 2005. 90 с.
3. Белов В. В. Программирование в Delphi: процедурное, объектно-ориентированное, визуальное: учебное пособие для вузов/ Белов В. В. , Чистякова В. И. , Горячая линия-Телеком, 2009. 240 с.

Схема расчета вероятностей фотовозбуждения и фотоионизации атома водорода под действием ультракоротких импульсов

А. Б. Бычков, А. А. Митюрева, В. В. Смирнов

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

эл. почта: minotaur-mail@mail.ru

Областью исследований данной работы является взаимодействие мощных ультракоротких электромагнитных импульсов с атомами, и особый интерес здесь представляют процессы фотовозбуждения и фотоионизации. Обычно речь идет об импульсах с длительностями десятки-сотни фемтосекунд и амплитудами полей порядка внутри-

атомных. С прикладной точки зрения возникает проблема теоретического описания таких процессов, и, в частности, расчета их вероятностей и сечений.

В настоящей работе представлена теоретическая схема, позволяющая рассчитать вероятности и сечения динамических процессов фотовозбуждения и фотоионизации атома водорода при взаимодействии с мощным ультракоротким импульсом. Схема основана на представлении вероятностей Фейнмановскими траекторными интегралами. Расчет этих интегралов основан на дискретизации траектории и применении гауссовых аппроксимаций, используя которые можно заменить затратные по времени вычисления простыми и быстрыми линейными матричными операциями [1, 2]. Стоит добавить, что схема позволяет рассчитать указанные процессы для широкого интервала параметров импульса, как по длительности, так и по амплитуде. К достоинствам можно отнести также физическую наглядность проводимых операций.

В схеме используется описание электромагнитного импульса на основе теории Максвелла. В качестве модели взаимодействия атома и импульса берется электрическое дипольное взаимодействие.

В работе приведены результаты расчетов сечений и вероятностей нескольких основных оптических переходов в атоме водорода, полученных с использованием схемы. Эти результаты сравниваются с расчетами, которые получены методом прямого численного решения нестационарного уравнения Шредингера, а также с расчетами, полученными с использованием теории возмущений (в случае небольших амплитуд полей импульса) [3].

В целом полученные результаты позволяют предположить целесообразность использования аналогичных приведенным в данной работе методов для расчета процессов фотоионизации и фотовозбуждения более тяжелых атомов.

Литература

1. А. А. Митюрева, В. В. Смирнов. Оценка сечений электронного возбуждения переходов 1s $\rightarrow$ 2s, 2p, 3s, 3p, 3d атома водорода на основе гауссовой аппроксимации фейнмановского интеграла. Опт. и спектр., т. 101, 366 (2006)
2. V. V. Smirnov. Test of a path-integral approach for the computation of scattering cross sections on an exactly solvable model. Phys. Rev. A 76, 052706 (2007)
3. A. Mityureva, V. V. Smirnov, and A. B. Bichkov. Short-pulse photoexcitation process in the hydrogen atom. Phys. Rev. A 79, 013402 (2009)

Электронная микроскопия с атомной фокусировкой.

А. Г. Резикян

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 490-37-63, эл. почта: aram_rn@mail.ru

В работах [1–15] была предложена и разрабатывалась концепция атомной линзы в корпускулярной оптике. Суть её заключается в формировании тонких кроссоверов при фокусировке корпускулярных пучков на различных системах атомного и наномасштабов, простейшей из которых является атом. Для электронов, в частности, в работах [1] и [6] показано теоретически, что в качестве линзы, способной сфокусировать пучок электронов в область с поперечным сечением в десятки пикометров в диаметре, могут выступать одиночные тяжелые атомы. Экспериментальным подтверждением этого явилось получение разрешения 0.06 нм в работе [2] при использовании электронного микроскопа с разрешением, не выше 0.34 нм, по одной из схем, рассмотренных в [6].

Методы, основанные на концепции атомной линзы, могут иметь приложения во многих областях науки и техники, в том числе в микроскопии. Однако, при конкретной реализации возникают трудности. Например, способ использования одиночного атома в качестве конечной линзы, дающей изображение в схеме просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ), не годится, т.к. при этом слишком велики аберрации [1]. Можно было бы использовать одиночный атом в качестве фокусатора в схеме ПРЭМ, но одиночные атомы очень трудно локализовать. Эти трудности удаётся обойти использованием цепочки, или рядов атомов в кристалле в качестве фокусирующих элементов в схеме ПРЭМ.

При освещении кристалла электронным пучком с диаметром, превосходящим расстояние между соседними рядами атомов в фокусирующем кристалле, на выходе из кристалла образуется решетка пиков интенсивности малых диаметров, порядка десятков пикометра. Максимальная интенсивность в кроссовере, соответствующем конкретной цепочке атомов, наблюдается на расстояниях порядка десятых долей нанометра от последнего атома ряда. Это малые расстояния и при сканировании исследуемый образец очень сложно перемещать на таких расстояниях от кристалла, ввиду неровности поверхности образца. В зависимости от степени гладкости для каждого образца требуется определённая степень удалённости от кристалла. В работе [5] предложен метод Фурье плоскостей, который позволяет обойти выше изложенные трудности.

В работе [15] было предложено использовать метод, позволяющий «распутать» наложение изображений, то есть восстановить изображение образца в случае его сканирования решёткой пиков. Это операция деконволюции, которая, вообще говоря, математически позволяет точно восстановить изображение образца из детектируемого сигнала с помощью аппаратной функции —функции распределе-

ния интенсивности пучка сканирующего образец (если не приходится вводить регуляризацию из-за некорректности задачи). Однако если учесть шумы, присутствующие в любом реальном эксперименте, то изображение не удаётся точно восстановить — оно оказывается искажённым.

В данной работе исследованиы влияния шумов на качество визуализации образца при использовании модифицированной схемы ПРЭМ (в которой кристалл располагается вблизи задней фокальной плоскости объективной линзы и действует как дополнительный фокусирующий элемент) с применением операции деконволюции для восстановления изображения.

Литература

1. Valery V. Smirnov. Atomic focusers. J. Phys. D : Appl. Phys. , 1998, Vol. 31, N. 13, P. 1548-1555.
2. J. M. Cowley. Electron holography with atomic focusers. Phys. Rev. Letters, 2000, Vol. 84, N. 16, P. 3618-3621.
3. V. V. Smirnov and J. M. Cowley. In-line electron holography with an atomic focuser source. Phys. Rev. B, 2002, Vol. 65, N. 6, 064109(9).
4. J. M. Cowley and J. B. Hudis. Atomic-focuser imaging by graphite crystals in carbon nanoshells. Microscopy & Microanalysis, 2000, 6, P. 429-436..
5. R. E. Dunin-Borkowski and J. M. Cowley. Simulations for imaging with atomic focusers. Acta Cryst. 1999, A55, P. 119-126.
6. J. M. Cowley, J. C. H. Spence, Valery V. Smirnov. The enhancement of electron microscope resolution by use of atomic focusers. Ultramicroscopy. 1997, Vol. 68, N. 2, P. 135-148.
7. В. В. Смирнов. Фокусировка атомных и молекулярных пучков в электрических полях некоторых конфигураций. ЖТФ, 2001, Т. 71. Вып. 7, С. 92-97
8. A. A. Mityureva, V. V. Smirnov, O. A. Vorobiev. A nanohole as an atomic lens for atoms and molecules. J. Phys. D 2001, Vol. 34, N. 13, P. L65-L69
9. В. В. Смирнов, О. А. Воробьев, А. А. Митюрева, Т. Е. Примагина. Корпускулярная голография с фокусировкой источника на атомной линзе. Вестник СПбГУ, Сер. 4, 2003., Вып. 3 (№ 20), С. 23-36.
10. В. В. Смирнов, О. А. Воробьев, А. А. Митюрева, Т. Е. Примагина. Теоретическое изучение атомной голографии с фокусировкой источника на основе атомно-размерного эффекта в атомной линзе. Известия высших учебных заведений. Электроника. 2003, № 2, С. 3-7.
11. Michael Sanchez and J. M. Cowley. The imaging properties of atomic focusers. Ultramicroscopy. 1998, Vol. 72, P. 214-222.
12. J. M. Cowley, R. E. Dunin-Borkowski and Michele Hayward. The contrast of images formed by atomic focusers. Ultramicroscopy. 1998, V. 72, P. 223-232.
13. J. M. Cowley, N. Ooi and R. E. Dunin-Borkowski. Moire patterns in electron microscopy with atomic focuser crystals. Acta Cryst. 1999, A55, P. 533-542.
14. J. M. Cowley. Atomic-focuser imaging in electron nanodiffraction from carbon nanoshells. Ultramicroscopy, 2000, Vol. 81, N. 2, P. 47-55.
15. А. Г. Резикян, В. В. Смирнов. Возможности реконструкции образа при сканировании решёткой фокусов атомных линз от электронного пучка. Журн. Тех. Физ., 2005, Т. 75, В. 10, С. 99-103

Электрический разряд в электродинамической дисперсной среде (ЭДДС) частиц металлов

Ю. И. Анисимов, *К. Е. Метельский*, Е. Л. Рябчиков

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

тел.: +7-905-289-11-41, e-mail: konstantinmet@gmail.com

Задача импульсного получения «чистых» паров металлов большой концентрации актуальна до сих пор в различных областях лазерной физики. В данной работе для этих цели использованы динамические взвеси частиц, получаемые электрическим путем.

В работе определены условия создания диффузного протяженного электрического разряда в электродинамической дисперсной среде (ЭДДС) частиц металла. В эксперименте исследовались частицы Cu, Al, W со средним диаметром 20 мкм. Энергия электростатического разряда приводила к испарению частиц и созданию металлического покрытия на внутренней поверхности разрядной трубки. Высокая эффективность испарения связана с большой площадью поверхности частиц электродинамической взвеси. В проведенных исследованиях максимальная использованная энергия зарядной батареи составила 1,2 кДж (10 кВ, 24 мкФ).

В эксперименте созданы металлические пленки (толщиной менее 1 мкм) Al, W, Cu внутри кварцевых трубок диаметром 6-8 мм и длиной 30 см. Однородность напыления связана с качеством подготовки частиц электродинамической взвеси. Оценки максимальной концентрации «чистых» паров металлов (в том числе и тугоплавких) дали величину 10^{18} $см^{-3}$.

Литература

1. Машек А. Ч. , Мяздриков О. А. , Николаев О. С. К вопросу о теоретическом моделиро-вании дисперсных систем, созданных электродинамическим методом. // Изв. ВУЗов. Физика, 9 (1976) 34-37.
2. Машек А. Ч. , Машек И. Ч. Теоретическое и экспериментальное исследование элек-тродинамических дисперсных систем. // Вестник Инжекона. СПбГИЭУ. Сер. физ. науки, 3 (2004) 95-102.
3. Анисимов Ю. И. , Машек А. Ч. , Метельский К. Е. , Рябчиков Е. Л. Лазеры на электродинамических дисперсных средах. // Laser optics 2008

Разработка и исследование дифференциальной модели оптического спекл–пульсометра

Г. А. Кафидова, Д. В. Мокрова

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 552-63-14, эл. почта: kafidovagalina@rambler.ru dashkeria@gmail.com

Пульсовая волна организма человека содержит информацию о многих физиологических процессах, протекающих в организме, и в первую очередь, в сердечно–

сосудистой системе. В пульсовом сигнале находят свое отражение, как процессы высших уровней регуляции, так и многие гемодинамические показатели сердечно–сосудистой системы, в том числе такие, как внутрисосудистое давление, напряжение артериальной стенки, волновые процессы в артериальной системе, перемещение масс крови, интерференция волн в сосудах и т.п. Поэтому, датчик, способный точно измерять форму пульсовой волны, потенциально может широко применяться в медицинской диагностике.

Методы лазерной спекл–оптики позволяют создать неконтактные датчики пульсовых волн, что оказывается важным в случаях, когда обследуемый травмирован, кожа обожжена, необходимо провести измерения в области ран; а также для контроля сердечных ритмов машиниста поезда, летчика, водителя, т.е. в тех областях, где накладывание стандартных датчиков, мешающих выполнению обычных технологических операций, невозможно.

Ранее нами были выполнены исследования лабораторной модели такого датчика, работающего в режиме регистрации интенсивности отраженного кожей оптического спекл–поля [1]. Но как показали проведенные измерения, в области малых значений амплитуд вибраций регистрация пульсовой волны при помощи разработанной лабораторной модели датчика оказывается затруднительной. Преодолеть этот недостаток возможно применением оптической дифференциальной методики регистрации пульсовой волны.

В данной работе приводятся результаты исследования лабораторной модели дифференциального спекл–датчика пульсовых волн. Дифференциальный спекл–пульсометр позволяет регистрировать амплитуды вибраций порядка длины волны лазерного излучения, при этом контакт с образцом (при измерении пульсовых волн, с кожей) не нужен. Принцип работы такого датчика основан на регистрации разности амплитуд и фаз в двух близко расположенных областях диффузно рассеивающей поверхности. Важным преимуществом является его невосприимчивость к внешним вибрациям, изменению температуры окружающей среды и т.п., так как эти воздействия одинаково влияют на обе исследуемые области. Эти преимущества имеют существенное значение, датчики с такими свойствами могут найти самое широкое применение.

На данный момент работоспособность предложенной схемы оптического спекл–пульсометра доказана в модельных экспериментах. В целом полученные результаты могут служить принципиальной и достоверной базой для проведения дальнейших исследований.

Литература

1. Мокрова Д. В. Спекл-датчик вибраций диффузно отражающих объектов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. вып. 6 (67) Физико-математические науки. 2008 С. 127–131

Исследование фазовых переходов и распределения локальных магнитных полей μSR-методом

С. Г. Барсов, *С. И. Воробьев*, В. П. Коптев, Е. Н. Комаров, С. А. Котов, Г. В. Щербаков

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия

эл. почта: vsiloa@pnpi.spb.ru

Мюон в веществе — это своеобразный магнитный зонд, позволяющий исследовать внутренние локальные магнитные поля и распределение этих полей. В экспериментах измеряют частоту прецессии спинов мюона F_μ или мюония F_{Mu} и скорости их деполяризации λ. Эти параметры содержат богатую информацию о широком спектре физико-химических свойств материала.

На синхроциклотроне ПИЯФ РАН существует уникальный комплекс пучков поляризованных мюонов, в настоящее время с единственной в России работающей μSR-установкой (μSR — Muon Spin Rotation (or Muon Spin Resonanse, Muon Spin Relaxation)) [1]. Данная установка позволяет проводить исследования материалов в диапазоне температур от 10 К до 300 К в различных внешних магнитных полях (продольных и поперечных по отношению к ориентации спина мюона). Здесь следует подчеркнуть то, что данная установка по своим возможностям вполне конкурентно способна по сравнению с аналогичными установками в известных мировых центрах (PSI, Швейцария; TRIUMF, Канада).

В качестве объектов исследования выбираются образцы изучаемого материала (твердотельные, жидкие, сыпучие) определенных размеров, обычно помещаемых в специальные криостаты (приспособления для стабилизации заданной температуры).

В настоящее время, с помощью данной μSR-установки проводятся следующие исследования:

1. Магнетизм в материалах с памятью формы: исследование медно-марганцевых сплавов $Cu_{1-x}Mn_x$ [2].
2. Сплавы со случайным конкурирующим взаимодействием: $(Pd_{0,984}Fe_{0,016})_{0,95}Mn_{0,05}$ [3].
3. Взаимодействие ферроэлектричества и ферромагнетизма:

   а) исследование редкоземельных манганитов ($HoMnO_3$, $YMnO_3$, $TbMnO_3$ и др.) [4];

   б) исследование легированных манганитов $La_{1-x}A_xMnO_3$ (A = Ca, Sr) [5];

   в) исследование редкоземельных манганатов RMn_2O_5 (R = Eu, Gd и другие);

   г) исследование редкоземельных ортоферритов $RFeO_3$ (R = Ho, Y и другие);

   д) исследование мультиферроиков $R_{(1-x)}Ce_xMn_2O_5$ (R = Eu, Gd с x = 0,2 и x = 0,25).
4. Исследование наноструктурных материалов: μSR-исследования феррожидкости, представляющей собой раствор нанодисперсного магнетита Fe_3O_4 (размер гранул ~ 10 нм, ~ 5 % объема) в тяжелой воде D_2O со стабилизирующим поверхностно-активным веществом (ПАВ) [6]; планируется продолжить исследования с помощью

μSR-метода феррожидкостей на основе Fe_3O_4 с заполнением D_2O и H_2O в зависимости от размера гранул и их концентрации, а также выполнить исследования феррожидкости с замещением части атомов железа на атомы кобальта.

Литература

1. С. Г. Барсов, С. И. Воробьев, В. П. Коптев и др. ПТЭ, т. 50, № 6, 2007, стр. 36–42.
2. С. Г. Барсов, С. И. Воробьев, В. П. Коптев и др. ФТТ, том 49, вып. 9, 2007, стр. 1660−1663.
3. С. Г. Барсов, С. И. Воробьев, В. П. Коптев и др. ФТТ, том 49, вып. 8, 2007, стр. 1421−1426.
4. С. Г. Барсов, С. И. Воробьев, В. П. Коптев и др. Письма в ЖЭТФ, т. 85, вып. 12, 2007, стр. 795-798.
5. С. Г. Барсов, С. И. Воробьев, Е. Н. Комаров и др. Препринт ПИЯФ–2738, Гатчина–2007, 34 стр.
6. М. Балашою, С. Г. Барсов, С. И. Воробьев и др. Письма в ЖЭТФ, том 88, вып. 3, 2008, стр. 243-247.

Перспективы получения полей мегагауссного диапазона в двухмодульных квазибессиловых магнитных системах

О. С. Колтунов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 555-42-86, эл. почта: tvn-spbspu@yandex.ru.ru

Неразрушаемые магниты сверхсильного поля являются важным инструментом, как для проведения разного рода теоретических исследований, так и для решения практических задач. Получение магнитных полей связано с электромагнитными силами и появлением механических напряжений в элементах магнитной системы. Поэтому главным ограничением при генерации предельных полей является, прежде всего, механическая прочность магнитной системы.

Прогресс в развитии современных неразрушаемых магнитов идет практически лишь за счет разработки и применения все более прочных материалов. Тем не менее, даже при использовании суперпрочных материалов, предел прочности σ_0 у которых более $2{\cdot}10^9$ Па, величина максимального генерируемого поля на сегодняшний день составляет около 80 Тл. Поле с индукцией порядка 100 Тл (1 Мегагаусс), по всей видимости, является максимальной величиной, которую можно получить в применяемых конструкциях. В качестве радикального средства снижения механических напряжений может быть предложена конструкция, в которой электромагнитные силы резко снижены за счет особого "бессилового" токораспределения, когда вектора тока и индукции близки к параллельным. Такое токораспределение достигается за счет протекания дополнительного полоидального тока в слоях системы и появления азимутального поля. Полоидальные токи требует их замыкания в плоскости rz и появления в этой системе развитых торцов. При этом в системе можно выделить две области: уравновешенную (1) — приосевую зону, где поле приближенно к бессиловому и обмотка уравновешена полоидальным и азимутальным полями, и неуравновешенную (2) — внешнюю зону, где бессиловое поле не может быть сформировано, но поле и, соот-

ветственно, усилия становятся более слабыми. В области (1) напряжения могут быть снижены до любой величины благодаря увеличению числа слоев обмотки, а в области (2) напряжения определяются неравновесным полем, которое тем меньше, чем больше внешний радиус области (1) и слабо зависят от числа слоев.

Как показали исследования, поиск согласованной равновесной геометрии системы является наиболее сложной задачей при создании таких магнитов. Выполненные расчеты по поиску возможных конфигураций показали, что предельные размеры области (1), ограничены, и отношение ее внешнего и внутреннего радиусов составляет A=1.5-2 раза. При этом, количество слоев системы слабо влияет на это соотношение, и в зоне (2) механические напряжения примерно ослабевают лишь в A^2=4 раза по отношению к магнитному давлению на оси магнита $B_0^2/(2\mu_0)$. Так в поле B_0=100 Тл магнитное давление составляет $4\cdot10^9$ Па, и ожидаемые механические напряжения составляют 10^9 Па, что, очевидно, не позволяет применять в такой системы традиционные конструкционные материалы с σ_0=400-600 МПа.

Данное ограничение можно преодолеть в двухмодульной (многомодульной) системе где область (2) состоит из двух частей, которые находиться в еще более ослабленном неравновесном поле. Такая система состоит из двух коаксиальных модулей. Геометрия внутреннего модуля выбирается такой, чтобы он был либо полностью, либо частично уравновешен и упирался в бандаж, который расположен между первым и вторым модулем. Внешний модуль служит для формирования равновесной геометрии внутреннего модуля и также должен иметь равновесную геометрию. Он также упирается в бандаж и может быть частично или полностью уравновешен благодаря введению дополнительного внешнего цилиндрического экрана. Исследование всех возможных вариантов размеров модулей, расстояний между ними, размеров бандажей и расстояний до внешнего экрана позволило оценить уровень снижения механических напряжений и характерные размеры системы. Так для внутреннего модуля параметр A_1 близок к 2 и слабо зависит от нагружения бандажа между модулями. Оптимальное значение A_2 для второго модуля близко к 1.5. Такое значение параметров позволяет ожидать, что механические напряжения в неуравновешенных частях системы при генерации поля с индукцией 100 Тл составят всего около 500 МПа, что позволит использовать обычные материалы для получения рекордных полей в двухмодульных квазибессиловых системах.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-1101.2008.8.

Исследование зависимости физико-химических свойств оксидных наночастиц металлов и их водных дисперсий, получаемых в результате электроразрядной обработки воды, от параметров электрических импульсных разрядов с целью получения наночастиц с заданными свойствами и определения условий их применимости в качестве бактерицидных агентов

А. Ю. Стогов[1], Ф. Г. Рутберг[1], В. А. Коликов[1], В. Н. Снетов[1]

[1]Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 571-81-94, эл. почта: Stogov2007@yandex.ru

Дисперсии оксидных наночастиц металлов обладают уникальными химическими, механическими, магнитными, оптическими и биохимическими свойствами. Использование водных дисперсий оксидных наночастиц металлов может стать перспективным в медицине (в связи с их бактерицидным и противоопухолевым действием), в катализе, в оптоэлектронике и в нанотехнологиях. В ИЭЭ РАН ведутся исследования в области обработки воды импульсными электрическими разрядами малой энергии, одним из результатов которых является вывод о том, что ряд уникальных свойств, приобретаемых водой в процессе такой обработки, связан с наличием в воде продуктов электрической эрозии металла электродов — оксидных наночастиц и положительных ионов. Данный способ получения водных дисперсий оксидных наночастиц является весьма производительным и обладает рядом существенных преимуществ перед другими, в первую очередь доступностью, низкой стоимостью и как следствие, возможностью широкого использования, получаемых водных дисперсий металлических наночастиц как для практических целей, так и для фундаментальных исследований в медицине, биологии и других областях науки. На настоящий момент времени нами установлено, что физико-химические свойства получаемых наночастиц и их водных дисперсий напрямую связаны с параметрами электрических импульсов и свойствами металла электродов. В рамках проведенных работ было проведено исследование зависимости распределения по размерам массовых долей наночастиц платины, серебра, меди, железа, титана и цинка, получаемых при обработке воды импульсным периодическим электрическим разрядом.

Исследование распределения наноструктур выбранных металлов по размерам показало, что данные распределения у всех металлов полидисперсны. В зависимости от металла в распределении могут наблюдаться от трех до пяти характерных пиков, лежащих в диапазонах около 10 нм, 30 — 100 нм, 100 — 200 нм, 200 — 1000 нм и более 1000 нм.

На основании полученных данных можно сделать вывод, что наноструктуры практически всех металлов находятся в дисперсии в виде различных конгломератов. При этом существуют группы с характерными размерами.

Методом высокоэффективного капиллярного электрофореза было установлено, что наночастицы оксидов металлов обладают отрицательным поверхностным электрическим зарядом. Максимальный электрический заряд образуется на поверхности наночастиц при длительности импульса тока от 3 до 10 мкс. Ранее установлено, что поверхностный заряд наночастиц является эффективно действующим фактором при поражении микроорганизмов, который нарушает ионную защиту клеток.

Литература

1. В. Л. Горячев, А. А. Уфимцев, А. М. Ходаковский, «О механизме эрозии электродов при импульсных разрядах в воде с энергией в импульсе порядка 1 Дж», Письма в ЖТФ, т.23. вьш.10, 1996, стр.25-3О.
2. V. L. Goryachev, A. G. Kuprin, S. V. Kudryavtsev, A. A. Ufimtsev, «Physical Properties and Application of the Low Energy Pulse Discharge in Water», 12th Symposium on Application of Plasma Process, Symposium Proceedings, February 9-22, 1999, Liptovsky Jan, Slovakia, p. 163-164.
3. В. А. Коликов, В. Е. Курочкин, Л. К. Панина, Ф. Г. Рутберг. «Импульсные электрические разряды и пролонгированная микробная устойчивость воды», Доклады Академии наук, т. 403, № 4, 2005, стр. 561-563.
4. В. А. Коликов, В. Е. Курочкин, Л. К. Панина, А. Ф. Рутберг, Ф. Г. Рутберг, В. Н. Снетов, А. Ю. Стогов, «Пролонгированная микробная устойчивость воды, обработанной импульсными электрическими разрядами», ЖТФ, том 77, № 2, 2007, стр. 118-125.
5. Ph. G.rutberg, V. A. Kolikov, V. E. Kurochkin, L. K. Panina, A. Ph. G. Rutberg, «Electric discharges and prolonged microbial resistance of water», IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 35, no. 4, 2007, pp. 1111-1118.

Управление сверхзвуковым потоком с помощью МГД методов

С. А. Поняев, А. В. Ерофеев, Т. А. Лапушкина, С. В. Бобашев

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-71-78, эл. почта: serguei.poniaev@mail.ioffe.ru

Работы, связанные с проблемой создания гиперзвуковых летательных аппаратов, привели к возникновению новых направлений фундаментальных исследований. Одно из них — магнитогидродинамическое (МГД) воздействие на структуру и параметры сверхзвуковых потоков, содержащих скачки уплотнения [1, 2]. Одной из важнейших проблем сверхзвуковой аэродинамики является регулировка положения скачков уплотнения, возникающих в полете на входе в воздухозаборник летательного аппарата. При изменении высоты и скорости полета, положение скачков меняется, при этом меняется полное давление в воздухозаборнике и расход кислорода при сгорании топлива. Система выходит из расчетного режима и возникает необходимость вернуть скачки в исходное положение. Регулировка входных устройств путем изменения геометрических параметров становится затруднительной при гиперзвуковых скоростях, к тому же требует относительно больших затрат времени. Поэтому возникает необходимость разработки новых методов управления течением. Одним из перспективных

методов в данном направлении является управление предварительно ионизованным сверхзвуковым потоком при помощи МГД метода.

В основном до сих пор задачи управления ударно-волновыми конфигурациями в воздухозаборнике и обтекания тел ионизованным воздухом исследовались в основном путем численного моделирования [3-6]. Это связано с тем, что проблема ионизации сверхзвуковых потоков воздуха представляет собой трудоемкую, комплексную задачу.

В данной работе демонстрируются экспериментальные результаты по управлению потоком ионизованного газа с помощью МГД метода. Работа проведена на газодинамическом стенде, состоящем из ударной трубы и систем генерации магнитного и электрического полей. В качестве рабочего вещества использовался поток термически ионизованного инертного газа ксенона [7]. В работе моделировалось течение в воздухозаборнике; показана возможность управления ударно-волновой конфигурацией, возникающей на входе в воздухозаборник, при помощи МГД метода, а также обнаружен ряд новых и важных эффектов.

Работа выполняется при финансовой поддержке проектов МНТЦ 3475 и 3790, гранта РФФИ 08-01-00330-а, программы Президиума РАН 11, Федерального агентства по науке и инновациям (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
2. D. Knight A Selected Survey of Magnetogasdynamic Local Flow Control at High Speeds AIAA 2004-1191, 2004
3. S. O. Macheret, M. N. Shneider, and R. B. Miles, External supersonic flow and scramjet inlet control by MHD with electron beam ionization, AIAA-2001-492, 2001
4. Y. Golovachov, Y. Kurakin, A. Schmidt, and D. Van Wie Numerical Simulation of 3D MHD Flow in a Duct Modeling a Hypersonic Intake, AIAA-2003-171, 2003
5. J. Poggie, Computational Studies of High-Speed Flow Control with Weakly-Ionized Plasma, AIAA-2005-784, 2005
6. Sheikin and A. Kuranov, MHD Controlled Inlet for Scramjet with Various Configurations of Magnetic Field, AIAA-2004-1195, 2004
7. S. V. Bobashev, A. V. Erofeev, T. A. Lapushkina, S. A. Poniaev, R. V. Vasil'eva and D. M. Van Wie. Experiments On MHD Control Of Attached Shocks In Diffuser. — AIAA Paper 2003-0169, 41st Aerospace Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2003.

Разработка твердотельных пьезодатчиков контроля статического напряженного состояния деформируемых сред

В. И. Зубцов

Полоцкий государственный университет, Новополоцк, Беларусь

тел: (10375214) 52-19-45,эл.почта:subcv@rambler.ru

Разработанные и запатентованные пьезоэлектрические датчики позволяют реализовать метод измерения механических напряжений внутри деформируемых сред, благодаря оригинальным конструкциям, дающим возможность исключать пьезоэлектрическое взаимодействие датчика с контролируемой средой, в которую он помещен, управлять избирательностью к измеряемой компоненте механического напряжения и электроупругостью с целью увеличения точности измерения [1-4].

При построении математической модели использована взаимосвязь механической нагрузки пьезоэлектриков и возникающей при этом напряженности электрического поля, а также характера взаимодействия контролируемых твердых сплошных сред с датчиками. На основе математической модели можно обосновать факторы, влияющие на важнейшие для датчика контроля напряженного состояния внутри твердых сплошных сред характеристики: чувствительность, линейность, диапазон измерения, управляемые селективность и электроупругость, а также частотные постоянные, используемые для описания физических процессов в пьезорезонансных системах.

Пьезодатчики, подключенные к аналого-цифровому преобразователю, представляют устройства отображения информации о напряженном состоянии контролируемого объекта, т.е. объекта измерения [3].

Механизм передачи информации параметрическими датчиками объясняется так: носителем измерительной информации является энергия, и чтобы создать на входе измерительного канала датчика информацию, которая бы затем могла передаваться дальше, необходимо затратить энергию. Поэтому без потребления энергии от объекта измерения (твердой деформируемой среды, напряженное состояние которой контролирует датчик) невозможно и само измерение.

Специфика работы датчиков определяет весьма жесткие требования к их испытаниям, которые являются основным фактором отработки конструкции устройства и проверки соответствия его технических характеристик заданным техническим требованиям.

Литература

1. Зубцов, В. И. Организация и планирование испытаний пьезопреобразователей механических напряжений / В. И. Зубцов // Приборы и средства автоматизации. — 2002. — № 12. — С. 61 — 67.
2. Зубцов, В. И. Методы определения физических свойств деформируемых материалов с применением пьезо- и электрических систем / В. И. Зубцов: автореф. дис. … д-ра техн. наук. — М. , 2005. — 32 с.
3. Зубцов, В. И. Пьезоэлектрическое устройство для получения информации о напряженном состоянии внутри сплошных сред / В. И. Зубцов // Приборы и системы управления, контроль, диагностика. — 2002. — № 11. — С. 28 — 34.
4. Зубцов, В. И. Методика градуировки и метрологических исследований пьезодатчиков механических напряжений / В. И. Зубцов // Приборы и системы управления, контроль, диагностика. — 2002. — № 12. — С. 38 — 40.

Физика плазмы

Методика восстановления спектров микро-турбулентности плотности плазмы по данным радиальной корреляционной рефлектометрии

Н. В. Косолапова[1], Е. З. Гусаков[1], S. Heuraux[2]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 292-79-27, эл. почта: n.kosolapova@mail.ioffe.ru

[2]Университет А. Пуанкаре, Нанси, Франция

Токамак (ТОроидальная КАмера с МАгнитными Катушками) — тороидальная установка для магнитного удержания плазмы специально создаваемым магнитным полем. В реальных условиях плазма неравновесна и поэтому редко бывает спокойной — как правило, в ней самопроизвольно возбуждаются самые различные шумы и колебания. Эксперименты с плазмой в магнитном поле обнаружили ряд явлений, связанных с колебаниями плазмы. Усиленная диффузия плазмы определяется хаотическими колебаниями электрического поля, возникающими вследствие неустойчивости. В настоящее время под турбулентностью плазмы принято понимать такое ее движение, при котором возбуждено большое число коллективных степеней свободы. Термин турбулентность в применении к плазме используется в более широком смысле, нежели в гидродинамике. Если гидродинамическая турбулентность представляет собой набор большого числа взаимодействующих между собой вихрей, то в плазме наряду с вихрями могут быть возбуждены разного рода волны.В плазменных экспериментах турбулентность — довольно частое явление. О наличии турбулентного движения можно судить по макроскопическим проявлениям. Ясно, однако, что изучение одних только макроскопических параметров, т.е. усредненных характеристик, без исследования частотного спектра, амплитуды колебаний и спектра по волновым числам не позволяет однозначно определить, какой именно тип турбулентного движения ответственен за данное макроскопическое явление [1].

Флуктуационная рефлектометрия широко используется для исследования низкочастотной турбулентности плазмы в установках с магнитным удержанием. Её привлекательными чертами является сравнительная техническая простота, возможность совмещения положения передающей и принимающей антенн и неплохая локализация измерений положением отсечки зондирующей волны, а недостатком — плохое разрешение по волновым числам флуктуаций. Принцип радиальной корреляционной рефлектометрии (РКР), предложенной для исправления этого недостатка, состоит в одновременном зондировании плазмы на двух разных частотах и в последующем корреляционном анализе сигналов рассеяния [2]. Интерпретация результатов диагностики, как правило, производится путём отождествления кросскорреляционной функции (ККФ) принятых сигналов и ККФ турбулентности. Следует отметить, что такая интерпретация является чисто интуитивной и противоречит результатам теоретического анализа (аналитического и численного), как в случае малого уровня флуктуаций плот-

ности, когда рассеяние линейно [3], [4], так и при переходе в режим сильной фазовой модуляции [4], [5]. Тем не менее, в первом случае, как показано в настоящей работе в результате анализа флуктуационной рефлектометрии в одномерной модели, существует процедура восстановления спектра микро-турбулентности по данным РКР диагностики для произвольного профиля плотности плазмы.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования процедуры восстановления спектров микро-турбулентности по данным РКР, проведённого в одномерной модели для частного случая линейного профиля плотности плазмы. Качество восстановления исследовалось в зависимости от статистики и ширины диапазона зондирования. Показано, что наиболее точно удаётся восстановить не спектр, а корреляционную функцию турбулентности. Также исследовано восстановление пространственно неоднородного спектра микро-турбулентности, моделирующего транспортный барьер.

Литература

1. Б. Б. Кадомцев, ред. М. А. Леонтовича «Вопросы теории плазмы», выпуск 4, Атомиздат, М. ,1964
2. N. Bretz, 1992 Physical Fluids B4(8) 2414
3. H. Hutchinson, 1992 PPCF 34 1225
4. G. Leclert, S. Heraux, E. Z. Gusakov, A. Yu. Popov, I. Boucher, L. Vermate, 2006 PPCF 48 1389
5. E. Gusakov, A. Popov, 2002 PPCF 44 2327

Рентгено-импульсное просвечивание сильноточного разряда в плотном газе

М. Э. Пинчук

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812) 315-17-57, эл. почта: rc@iperas.nw.ru, pinchme@mail.ru

Разработана система рентгеновской диагностики для определения концентрации паров металла в сильноточном импульсном разряде на основе импульсного рентгеновского источника в области спектра 20-50 кэВ и рентгеновской ПЗС-камеры. Разработаны и использовались два типа рентгеновских трубок — прострельной и антикатодной конфигурации. Для оптимизации параметров, размера фокального пятна были проведены расчеты и испытания различных образцов рентгеновских трубок. В ходе выполнения работ использовались два разработанных наносекундных генератора — с длительностью импульсов высокого напряжения 10-20 нс и 50 нс.

Проведены эксперименты по диагностике сильноточного разряда в геометрии z-пинча с dJ/dt 10^9-10^{10} А/с и токах разряда до 1 МА. Получены данные о пространственном распределении в разрядном промежутке паров металла, поступающего с электродов в результате эрозии. Данные показывают, что во время разряда основная часть паров металла сконцентрирована у оси разряда. Поступление металла в канал разряда обусловлен эрозионными электродными плазменными струями.

Оглавление

Физика твёрдого тела и физика полупроводников

Сканирующая зондовая микроскопия наноразмерных структур: диагностика и литография
М. С. Дунаевский, А. Н. Титков 3

Диагностика полупроводниковых газочувствительных наноструктурированных композитов с многоуровневой системой пор методами атомно-силовой микроскопии и тепловой десорбции
И. Е. Грачева 5

Моделирование диаграмм состояния бинарных растворов эвтектического типа на основе обобщенной решеточной модели
М. А. Захаров 6

Исследование особенностей процесса роста фотонно-кристаллических структур на основе опаловых матриц методом брэгговского отражения
И. В. Годунова, *М. В. Яников* 7

Влияние туннелирования на термоэлектрическую эффективность наноструктурированных полупроводниковых материалов
Д. А. Пшенай-Северин, Л. П. Булат 8

Долгоживущие гиперзвуковые моды в трехмерных гиперзвуковых фотонно-фононных кристаллах на основе синтетических опалов
А. С. Саласюк, А. В. Щербаков, А. В. Акимов, С. Ф. Каплан, С. А. Грудинкин, А. Б. Певцов, В. Г. Голубев, Д. Р. Яковлев, T. Berstermann и M. Bayer 9

Влияние размерной неоднородности ансамбля квантовых точек на форму плотности оптических переходов
В. В. Николаев, Н. С. Аверкиев 11

Нелинейные эффекты при росте полупроводниковых нитевидных нанокристаллов
М. А. Тимофеева 12

Элементное картирование поверхности методом рентгенофлуоресцентного микроанализа
А. С. Бахвалов, *Е. В. Чижова* 13

Квантование сверхтока и андреевское отражение в кремниевых наноструктурах
А. А. Кудрявцев, Н. Т. Баграев, Л. Е. Клячкин, А. М. Маляренко, Г. А. Оганесян, Д. С. Полоскин 14

Сверхпроводящие свойства кремниевых наноструктур
А. А. Кудрявцев, Н. Т. Баграев, Л. Е. Клячкин, А. М. Маляренко 15

Лазерная спектроскопия полупроводниковых наноструктур, функционализированных раковыми клетками MDA-MB-435, для нанобиометрических применений и ранней диагностики социально значимых болезней
Ф. Б. Байрамов 16

Сравнительный анализ механизмов эмиссии носителей из In(Ga)As квантовых точек
Е. С. Шаталина, А. С. Паюсов, М. В. Максимов, А. М. Надточий, С. А. Блохин 18

Формирование и свойства наночастиц аморфного кремния, получаемых методом лазерного электродиспергирования
А. В. Кукин, С. А. Гуревич, В. М. Кожевин, Д. А. Явсин, Е. И. Теруков, В. Ю. Давыдов . 19

Использование спектров экстинкции гидрозолей наноалмазов при характеризации частиц по размерам
С. В. Коняхин , Е. Д. Эйдельман, ... 20

Исследование технологии выращивания эпитаксиальных слоев арсенида галлия на германиевой подложке методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений
Д. А. Кудряшов, Р. В. Левин, Б. В. Пушный, Е. П. Ракова 22

Влияние примеси на диэлектрический отклик нанокомпозитного сегнетоэлектрика нитрита натрия
С. А. Плясцов, Е. Ю. Королева 23

Универсальные характеристики колебательных спектров аморфных твердых тел
Я. М. Бельтюков 25

Компьютерное моделирование температурной зависимости спектров люминесценции массивов квантовых точек
С. В. Сарангов, М. Б. Смирнов 26

Спектроскопия полной проводимости газочувствительных наноструктур для мультисенсорных систем
С. С. Карпова 28

Деструктивная интерференция Оже-рекомбинации в квантовых точках при низких температурах
Д. М. Самосват, В. П. Евтихеев, Г. Г. Зегря 29

Определение эффективной высоты потенциального барьера в GaInP гетероструктурах с помощью метода спектроскопии полной проводимости.
К. С. Зеленцов 30

Компьютерное моделирование колебательных спектров нанокристаллов CdS
А. А. Морозов, М. Б. Смирнов 31

Анизотропное диффузное рассеяние в сегнетоэлектриках релаксорах
Р. Г. Бурковский, С. Б. Вахрушев 33

Влияние малых добавок метафосфата бария на структуру и свойства фторалюминатных стекол
А. Н. Власова, И. Н. Березуцкий, Т. В. Бочарова 34

Взаимодействие волн пространственного заряда с магнитным полем в GaAs:Cr и InP:Fe
Д. В. Петров, И. В. Плешаков 35

Управление процессом выращивания кристаллов методом низкого уровня расплава
А. А. Русанов, П. В. Смирнов 37

ВИМС-Анализ низкоразмерных структур с помощью раствава косого шлифа
Б. Я. Бер, Д. Ю. Казанцев, А. П. Коварский, *Д. А. Николаев* 38

О влиянии диполь-дипольного взаимодействия ядер на амплитуду дипольного эха в стеклах в магнитном поле
А. В. Шумилин, Д. А. Паршин 39

Исследование зарядопереноса в силикатных стеклах в процессе термо-электрополевой модификации
А. М. Кузнецов, А. А. Липовский А. В. Омельченко, М. И. Петров. 41

Электронная оже-спектроскопия с разрешением по спину системы Bi-$FeNi_3$(110)
А. Б. Устинов, В. Н. Петров 42

Обобщённая решёточная модель гетерогенных состояний в многокомпонентных растворах
Н. М. Потапова 43

Формирование нанокластеров кремния в аморфном диоксиде кремния под воздействием электронного зонда высокой удельной мощности
Е. В. Колесникова, М. В. Заморянская 44

Квазирешеточная модель. Учет короткодействующих частей межатомных потенциалов и вакансий
А. Ю. Захаров, *А. А. Шнайдер*. 46

Фазовый переход в системе наночастиц йода в регулярной пористой матрице AFI
С. В. Трифонов 47

Разработка метода диагностики слоев и структур на основе AlInGaN локальными методами
Я. В. Кузнецова, Т. Б. Попова, Е. Ю. Флегонтова, М. В. Заморянская.....48

Создание манипуляторов для объектов микро- и нанотехнологии с помощью фокусированного ионного пучка
Савенко А. Ю. , Коледов В. В. 50

Кроссовер динамики спиральных флуктуаций в MnSi
Е. В. Москвин, С. В. Григорьев, В. Дядькин, С. В. Малеев, П. Фуке, Х. Экерлебе 51

Поверхностное взаимодействие Дзялошинского Мория в Y/Dy сверхрешетках
С. В. Григорьев, Ю. О. Четвериков, D. Lott, and A. Schreyer 52

Современная космология

Обнаружение малоамплитудных колебаний блеска уникальной затменной системы V718 Per
О. Ю. Барсунова, В. П. Гринин, А. А. Архаров, С. Г. Сергеев 53

Моделирование и выявление фрактальных структур в пространственном распределении галактик
Н. Ю. Ловягин 53

Учёт влияния лунных приливов в модели орбитально-вращательного движения Луны
С. О. Прохоренко, Г. А. Красинский 55

Динамические характеристики миллиметровой части микроволновых солнечных радиовсплесков
В. В. Смирнова, В. Г. Нагнибеда 56

Эволюция наноразмерной высокотетраэдрической компоненты межзвездной среды
А. В. Сиклицкая 57

Численное моделирование фотометрической активности двойных систем на ранних стадиях их эволюции
Т. В. Демидова, Н. Я. Сотникова, В. П. Гринин 58

Векторная и одношаговая схемы прогнозов Параметров вращения Земли, выполненные с использованием искусственных нейронных сетей
Д. А. Мильков 59

Аккреция межзвездной и межпланетной пыли как важный источник предбиологической органики на ранней Земле
Н. И. Долиндо , А. К. Павлов 60

Трёхмерное распределение галактик из каталога SDSS и анализ пространственной крупномасштабной структуры
А. А. Кауров, А. Д. Каминкер, А. И. Рябинков 61

Гравитационное линзирование гамма-всплесков
А. Е. Цветкова 62

Прогнозирование движения астероида 2004MN4 «Апофис»
Е. А. Смирнов 62

Уравнение Кеплера в близпараболическом случае
Л. Н. Судов 63

Поверхностный слой марсианской почвы как возможная среда обитания микроорганизмов. Результаты лабораторного моделирования
А. К. Павлов, В. Н. Шелегедин, *М. А. Вдовина* 64

Полупроводниковые приборы и структуры

Германиевые p-n переходы, сформированные при МОС-гидридной эпитаксии для термофотовольтаических преобразователей и трехпереходных солнечных элементов GaInP/GaAs/Ge
Н. А. Калюжный, *Р. А. Салий* , М. А. Минтаиров, В. В. Евстропов 65

Создание светодиодов зеленого диапазона на основе соединений InGaN/GaN
С. О. Усов, А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, А. В. Сахаров, А. Е. Николаев, Н. А. Черкашин, Н. Н. Леденцов 66

Гетероструктуры InGaN/AlGaN для светодиодов ближнего ультрафиолетового диапазона
М. М. Рожавская, Е. Е. Заварин, В. С. Сизов, В. В. Лундин 68

Факторы, влияющие на ток короткого замыкания многопереходных солнечных элементов
С. Б. Мусалинов, Ю. М Задиранов 69

AlGaAs/GaAs фотоэлектрические преобразователи на основе гетероструктур с вертикально-связанными InGaAs квантовыми точками
С. А. Блохин, А. М. Надточий, Е. С. Шаталина, А. С. Паюсов, М. В. Максимов, С. А. Минтаиров, Н. А. Калюжный, В. М. Лантратов, Н. Н. Леденцов 71

Получение и исследование пятерных твёрдых растворов AlGaInAsSb и GaInAsPSb для оптоэлектронных устройств на длины волн 3-5 мкм
Г. С. Гагис, В. И. Васильев, Р. В. Лёвин, В. В. Дюделев, А. С. Маслов, В. И. Кучинский 72

Полупроводниковые лазеры

Вертикально излучающий лазер на основе субмонослойных наноразмерных включений InAs/AlGaAs диапазона 850 нм для высокоскоростной (20 Гб/с) передачи данных
А. М. Надточий, С. А. Блохин, Л. Я. Карачинский, И. И. Новиков, М. В. Максимов, Н. Н. Леденцов 74

Мощные импульсные диодные лазеры для систем оптического мониторинга
А. А. Подоскин, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, В. В. Шамахов, И. С. Шашкин, П. А. Алексеев, И. С. Тарасов 75

Лазерные гетероструктуры на основе ZnSe с волноводом с плавным изменением показателя преломления для накачки электронным пучком
С. В. Гронин, И. В. Седова, С. В. Иванов, М. М. Зверев 77

Численное моделирование оптических мод резонатора для создания торцевых полупроводниковых лазеров нового типа.
А. М. Кузнецов, И. И. Новиков, М. В. Максимов, Ю. М. Шерняков, А. Р. Ковш, Д. А. Лившиц, А. В. Чунарева, Н. Ю. Гордеев 78

Особенности режима синхронизации мод в ЛД на КЯ с расширенным волноводом
Р. И. Григорьев, Е. Л. Портной 79

Температурная делокализация носителей заряда в полупроводниковых лазерах
И. С. Шашкин, С. О. Слипченко, Л. С. Вавилова, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, А. А. Подоскин, А. Л. Станкевич, Н. В. Фетисова, И. С. Тарасов 81

Разработка квантового каскадного лазера, работающего на моде поверхностного плазмон-поляритона с отрицательной дисперсией.
А. А. Богданов 82

Аномальные динамические характеристики полупроводниковых лазеров с квантоворазмерной активной областью с несколькими уровнями размерного квантования
В. В. Дюделев 84

Исследование распространения пространственно-инвариантных (Бесселевых) пучков от полупроводниковых лазеров с широким полоском
К. К. Золотова, С. Н. Лосев, А. С. Маслов, Г. С. Соколовский 85

Актуальные проблемы современной науки и техники

Разработка, создание и применение новых сцинтилляционных материалов
И. В. Ходюк 87

Сцинтилляционные свойства оптических керамик на основе BaF_2, легированных Ce, Cd и Sc
С. Д. Гаин, П. А. Родный 88

Атомно-силовая микроскопия мягких объектов с помощью наноколлоидного зонда
И. А. Няпшаев, А. В. Анкудинов 90

Пороговая бистабильность в поверхностно стабилизированной ячейке шевронного смектика C* во внешнем электрическом поле
К. Г. Черняк 91

Разработка квадрупольного масс-спектрометра для аналитических измерений в медицине
Т. Д. Ершов.....92

Измерение термо-э.д.с. микрообразцов импульсным методом
С. Е. Ганго.....93

Радиоуглерод в антарктических льдах: образование мюонной компонентой космических лучей на больших глубинах
А. В. Нестеренок, В. О. Найденов 94

Электрофизическое компактирование дисперсных металлических сред
Крестьянинов Д. А., Самуйлов С. Д., Бочаров Ю. Н.. 98

Особенности реакции фотоэлектронных умножителей на фоновое космическое излучение
М. Э. Дробышевский.....97

Применение технологии Data Mining при анализе функционирования и контроле состояния сложных динамических объектов
Д. М. Клионский, М. Н. Виноградов.....99

Сканер-анализатор постоянного магнитного поля
М. А. Турубанов, С. В. Житкова 100

Схема расчета вероятностей фотовозбуждения и фотоионизации атома водорода под действием ультракоротких импульсов
А. Б. Бычков, А. А. Митюрева, В. В. Смирнов 101

Электронная микроскопия с атомной фокусировкой.
А. Г. Резикян 103

Электрический разряд в электродинамической дисперсной среде (ЭДДС) частиц металлов
Анисимов Ю. И. , *Метельский К. Е.* , Рябчиков Е. Л 105

Разработка и исследование дифференциальной модели оптического спекл–пульсометра
Г. А. Кафидова, Д. В. Мокрова 105

Исследование фазовых переходов и распределения локальных магнитных полей μSR-методом
С. Г. Барсов, *С. И. Воробьев*, В. П. Коптев, Е. Н. Комаров,
С. А. Котов, Г. В. Щербаков 107

Перспективы получения полей мегагауссного диапазона в двухмодульных квазибессиловых магнитных системах
О. С. Колтунов 108

Исследование зависимости физико-химических свойств оксидных наночастиц металлов и их водных дисперсий, получаемых в результате электроразрядной обработки воды, от параметров электрических импульсных разрядов с целью получения наночастиц с заданными свойствами и определения условий их применимости в качестве бактерицидных агентов
А. Ю. Стогов, Ф. Г. Рутберг, В. А. Коликов, В. Н. Снетов 110

Управление сверхзвуковым потоком с помощью МГД методов
С. А. Поняев, А. В. Ерофеев, Т. А. Лапушкина, С. В. Бобашев 111

Разработка твердотельных пьезодатчиков контроля статического напряженного состояния деформируемых сред
В. И. Зубцов 113

Физика плазмы

Методика восстановления спектров микро-турбулентности плотности плазмы по данным радиальной корреляционной рефлектометрии
Н. В. Косолапова, Е. З. Гусаков, S. Heuraux 114

Рентгено-импульсное просвечивание сильноточного разряда в плотном газе
М. Э. Пинчук 115

Лицензия ЛР № 020593 от 07.08.97
Подписано в печать 20.10.2009. 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