ОРГАНИЗАЦИЯ ОБЪЕДИНЕННЫХ НАЦИЙ
ПО ВОПРОСАМ ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И КУЛЬТУРЫ
(ЮНЕСКО)

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

СТУДЕНЧЕСКИЙ СОЮЗ МГУ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
СТУДЕНЧЕСКИЙ ЦЕНТР “ОРГКОМИТЕТ ДФ”

Lomonosov-07

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

“ЛОМОНОСОВ-2007”

СЕКЦИЯ
“ФИЗИКА”

Сборник тезисов

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
2007

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2007»
Секция «Физика»
Сборник тезисов

12 апреля 2007 г. Физический факультет
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

Кашкаров П.К. — заместитель декана физического факультета МГУ (председатель);
Аксенов В.Н. — заместитель декана (зам. председателя);
Бутузов В.Ф. — заместитель декана (зам. председателя);
Задков В.Н. — заместитель декана
Бушуев В.А. — профессор кафедры физики твердого тела;
Денисов Е.С. — председатель профкомы студентов;
Якута А.А. — зав. учебной частью;
Парфенов К.В. — начальник 3 курса;
Нифанов А.С. — начальник 4 курса;
Володин Б.А. — начальник 5 курса;
Колесова Н.С. — ученый секретарь оргкомитета.

© Физический факультет МГУ, 2007

12 апреля 2007 г. на физическом факультете прошел традиционный «День науки».

В рамках этого праздника были проведены заседания секции «Физика» XIV Международ-ной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2007». В этом году общее число присланных тезисов докладов составило 238, в том числе 93 – из других городов России, ближнего зарубежья и других ВУЗов и НИИ Москвы. Из них смогли приехать и выступить с докладами около 50 человек.

Открыл конференцию декан физического факультета МГУ, профессор В.И. Трухин. На пленарном заседании с интересным докладом на тему: «Симметрия, самоорганизация, происхождение жизни» выступил заведующий кафедрой биофизики, профессор В.А. Твердислов. На этом заседании в основном присутствовали студенты младших курсов, а также все желающие. Студенты старших курсов, аспиранты и молодые сотрудники имели возможность выступить с докладами по собственным результатам на 16 подсекциях, охватывающих практически все аспекты физической науки. На каждой подсекции председательствующим совместно с присутствующими сотрудниками физического факультета были выделены лучшие сообщения, авторы которых награждены дипломами конференции. Ниже приведены имена этих молодых талантливых ученых:

1. **Джатдоев Т.А. – студ. 5 курса каф. физики космоса**
2. **Макаренко И.В. – аспирант каф. общей ядерной физики**
3. **Кувыкин И.В. –аспирант каф. биофизики**
4. **Мельников А.Г., Лось Е.В.- студенты Саратовского гос. и гос-техн. университетов**
5. **Косник М.В. - студ. 5 курса Черноморского филиала МГУ**
6. **Мухартова Ю.В. – аспирант каф. математики**
7. **Родченкова Н.И. – аспирант Инст. прикл. матем. исследований Карельского НЦ РАН**
8. **Шкуренков И. А. – студ. 5 курса каф. ат. физики, физики плазмы и микроэлектроники**
9. **Головин Г. В. – студ. 5 курса каф. ОФ и ВП**
10. **Малов А. В. - аспирант Мордовского государственного университета**
11. **Бобкова С.М. – студ. 5 курса каф. акустики**
12. **Тарабрин С.П. – аспирант каф. физики колебаний**
13. **Реукова О.В. – студ. 4 курса каф. физики НТ и СП**
14. **Корнеева Ю.В. – аспирант каф. физики твердого тела**
15. **Мартышов М.Н. – аспирант каф. ОФМЭ**
16. **Думанов Е.В. – аспирант Института прикладной физики АН Рес. Молдова**
17. **Якунин И. Н. – студент Оренбургского государственного университета**
18. **Константинова Н.Ю., Закинян А.Р. – студ. Ставропольского гос. университета**
19. **Фалкова А.Н., Потапкин В.Б. – студ. 4 курса каф. физики твердого тела**

Для многих участников конференция «Ломоносов-2007» - это первое в жизни выступление в таком храме науки как Московский университет и оно запомнится на всю жизнь. Пройдет совсем немного времени и мы увидим имена участников этого молодежного научного форума среди авторов ярких статей в ведущих научных журналах, а впоследствии и среди лауреатов различных престижных премий за достижения в науке.

В настоящем сборнике представлены, систематизированные по подсекциям, тезисы докладов по секции «Физика».

Председатель оргкомитета секции «Физика»
конференции «Ломоносов -2007», профессор П.К. Кашкаров

АСТРОФИЗИКА

Председатель подсекции
проф., Постнов Константин Александрович

РЕНТГЕНОВСКИЕ И ГАММА-СПЕКТРЫ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК В КАСКАДНОЙ МОДЕЛИ

*Джатдоев Т.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Активные ядра галактик (AGN) и квазары являются мощными источниками электромагнитного излучения, вносящими существенный вклад в суммарную энергетику Метагалактики. Несколько десятилетий наблюдений выявили значительную неоднородность популяции AGN. В классификационной схеме [1] можно выделить три типа объектов: сейфертовы галактики первого и второго типа, а также блазары. Среди AGN мощными источниками гамма-излучения являются только блазары (около 50 объектов этого типа было зарегистрировано гамма-телескопом EGRET). В то же время, доля блазаров в суммарной популяции AGN составляет около 5%.

Для объяснения наблюдаемых особенностей различных типов AGN была разработана унифицированная модель объекта [2], предполагающая сильную анизотропию излучения. Одна из версий этой модели, помимо резко анизотропного гамма-излучения в виде струи-джета, включает также ориентированный вдоль струи барионный филамент. В данной работе исследуется преимущественно указанный тип геометрии объекта.

Имеющиеся наблюдательные данные, по-видимому, не позволяют сделать однозначный выбор в пользу справедливости унифицированной модели. В работе показано, что весьма перспективными для дальнейшего тестирования этой модели являются наблюдения AGN в области умеренных (10 MeV-100 GeV) энергий. Основания для такого подхода: практически полная независимость гамма-спектра от состояния ионизации вещества, минимальное поглощение по пути от источника к наблюдателю, наличие резонансных линий в спектре (гигантский дипольный резонанс, Δ-изобара), возможность определения больших колонн и локации наиболее близких по отношению к центральному объекту и поэтому наиболее интересных областей источника, высокая направленность гамма-излучения по сравнению с рентгеновским излучением, и, что немаловажно, общая простота анализа. Важную роль играет также то обстоятельство, что именно на этот энергетический диапазон (30 MeV-300 GeV) рассчитан гамма-телескоп GLAST, запуск которого вскоре планируется.

Методы

В данной работе был использован код GEANT4.8.2, реализующий метод Монте-Карло. Основные процессы, входящие в нашу модель (указан тип частицы): образование электрон-позитронных пар, комптоновское рассеяние, фотоэффект, рэлеевское рассеяние, флуоресценция и эффект Оже, фотоядерное взаимодействие с возбуждением Δ-изобары или гигантского дипольного резонанса, фотоядерное расщепление (последние два процесса проявляются в случае взаимодействия с ядром $A>1$) (фотоны); тормозное излучение, ионизационные потери (включая образование δ-электронов), многократное рассеяние (электроны); тормозное излучение, аннигиляция с электронами вещества,

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

ионизационные потери (включая образование δ-электронов), многократное рассеяние (позитроны); неупругое *p-p* взаимодействие, преимущественно с образованием π^+, π^-, π^0-мезонов (протоны); распад на два гамма-кванта (π^0-мезоны); распад Δ-изобары.

Кроме того, обсуждаются возможности развития каскадного процесса в результате (γγ)-взаимодействия с последующим комптоновским рассеянием электронов, а также рождения электрон-позитронных пар в магнитном поле.

Некоторые результаты

В результате исследования каскадного процесса в веществе были получены следующие характеристики: зависимость спектра от глубины, угловое распределение фотонов в каскаде, временная картина развития процесса (рис. 1 a-c, соответственно). На рис. 1d представлена одна из возможных аппроксимаций данных EGRET [3] в области Δ-резонанса, полученная в результате моделирования.

Рис. 1.a,b,c-развитие каскада с первичным степенным дифференциальным спектром 1GeV-100 GeV, показатель γ=–1. Представлены спектры числа частиц, нормированные на N_0-количество ливней (a,b) и N_{max} – спектральную плотность числа частиц в максимуме (c). N_H- колонна вещества в proton/cm^2. d- пример моделирования спектрального распределения энергии источника 3C279 в области Δ-резонанса

Работа выполнена под руководством д.ф.-м.н. В.И. Галкина.
E–mail: timur1606@rambler.ru

Литература

1. Padovani P. (1997) Gamma-ray emitting AGN and unified schemes (astro-ph/9702096).

2. Antonucci R. (1993) Unified models for active galactic nuclei and quasars ARA&A..31..473A

3. Iyudin A.F, Reimer O., Burwits V., Greiner J., and Reimer A. (2005) Resonant Absorption Troughs in the Gamma-Ray Spectra of QSO A&A, March 2005.

ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ HEII ЗВЕЗДЫ RXJ0558.0+5353

Кохова Л.М., Найденов И.Д.

Ставропольский государственный университет; Специальная Астрофизическая Обсерватория РАН, пос. Нижний Архыз, Россия

Методика измерений и обработки

Наблюдения звезды V405 Aur (RXJ0558.0 +5353) (о свойствах такого типа объектов можно прочитать: Cropper, 1990; Skillman, 1996; Somov et al., 1996) проводились на 6-метровом телескопе БТА 16 сентября 1999 г. с анализатором круговой поляризации (Najdenov, Panchuk, 1996). В фокусе Несмит-1 на спектрографе СП-124 использовалась дифракционная решетка с 1200 штр/мм, что обеспечивало дисперсию 50 Å/мм. Регистрировался спектральный диапазон в интервале 7400–7480 Å со спектральным разрешением 1.28 Å на пиксел ПЗС. Спектры снимались с временным разрешением 54.6 секунд, что составляет пятую часть спинового периода 273 секунды. Было получено 123 зеемановских спектра. Из этого ряда спектры фазировались с известным периодом примерно 273 секунды. Каждый ПЗС-кадр обрабатывался в среде MIDAS. Спектры нормировались на непрерывный спектр, который аппроксимировался полиномом пятой степени. По спектральной линии HeII проводились гауссианы. Магнитное поле для каждой фазы определялось по разности центров тяжести гауссиан, полученных в обыкновенном необыкновенном лучах (Babcock 1947). В качестве звезды сравнения бралась звезда с известным магнитным полем HD 215441. Фаза=0 для спектральных линий считалась от начала первой экспозиции. Инструментальный сдвиг учитывался по спектру неона. Для звезды сравнения было получено 62 спектра. Обработка всех спектров проводилась по одной методике.

Результаты обработки

Сдвиг зеемановских компонент на 0.01 Å брался равным 1 кГс, что соответствовало 0.078 пиксела.

Выводы

Полученные данные показывают, что эмиссионная линия HeII формируется в магнитном поле, поперечная составляющая которого меняется с периодом близким к 273 секундам.

E-mail: KokhovaL@mail.ru

Литература

1. Babcock H. W, 1947, Astrophys. J. **105,** 105-119

2. Najdenov I.D., Panchuk V.E., 1996, Bull. Spec. As-trophys. obs., 41, 145
3. Skillman D.R., 1996, PASP, 108, 130
4. Somov N.N., Somova T.A., Najdenov I.D., 1998, AfeA, 335, 583

ВОЗНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦИКЛОНИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Откидычев П.А.

Ставропольский государственный университет, Физико-математический факультет, Ставрополь, Россия

Наиболее активно циклоническая модель солнечных пятен разрабатывалась в 1920-х годах. Её приверженцами были многие выдающиеся учёные того времени, в том числе первооткрыватель магнитных полей на Солнце Дж. Э. Хейл, создатель диаграммы светимости звёзд Г. Н. Рассел, основатель метеорологии В. Бъёркнес, и другие [1]. Однако в то время учёные так и не смогли объяснить, почему же в пятнах возникает столь сильное магнитное поле, и впоследствии от циклонической теории солнечных пятен отказались. Образование пятен стали объяснять всплыванием магнитных трубок, формирующихся в конвективной зоне механизмом динамо, а охлаждение солнечных пятен – подавлением конвекции магнитным полем.

Теория трубок магнитного потока, хотя и объясняет многие свойства солнечных пятен (например, преимущественное появление пятен в виде биполярных пар, ориентированных по линии восток – запад), имеет и недостатки. Главный из них состоит в том, что для работы механизма динамо необходимо изначально существующее (затравочное) магнитное поле.

По нашим представлениям, возникновение некоторых солнечных пятен может быть целиком связано с циклонической деятельностью на некоторой глубине под поверхностью фотосферы, где температура достаточно высока, чтобы плазма была полностью ионизированной и обладала достаточной проводимостью. Под циклонической деятельностью мы понимаем процесс вихрестока [2] – циркуляцию вязкой жидкости при одновременном ее стекании в центральную область. При этом теория динамо [3] вообще не принимается во внимание, поскольку величина поля, вычисленная нами согласно нашей модели путём решения полной системы уравнений Навье – Стокса [4], хорошо согласуется с наблюдательными данными, причём поле в плазме возникает из состояния, где оно изначально отсутствовало. В любом случае, предлагаемая модель предоставляет теории динамо затравочное поле, без которого механизм динамо не работает.

Рис. 1. Схематическое изображение движения протонного (сплошная линия) и электронного (пунктир) газов при стационарном вихрестоке в солнечной плазме

По нашему мнению, основной причиной формирования магнитного поля при вихрестоке является тот факт, что кинематическая вязкость электронного газа плазмы в 42,8 раза превышает вязкость протонного газа [5] (это соотношение вязкостей одинаково как в ламинарном, так и в турбулентном случае). Это приводит к разному характеру движения этих газов при вихрестоке: протонный газ имеет бóльшую тангенциальную и меньшую радиальную скорость (рис. 1). Разница в скоростях электронного и протонного газов приводит к образованию тока и, как следствие, магнитного поля. То, что в солнечном пятне происходят вихревые процессы, следует из экспериментальных фак-

тов, в частности, эффекта Эвершеда – постоянного истечения газа на поверхности солнечного пятна от центра к периферии [1, 3, 6]. Далее, на многих фотографиях пятна чётко видно вихревую структуру волокон полутени [1, 6]. При этом направление вихря у солнечных пятен (если таковой вихрь вообще фиксируется визуально) аналогично направлению вихря у циклонов на Земле (Солнце, как и Земля, вращается с запада на восток). Так, примерно 75 % пятен в северном полушарии Солнца закручены против часовой, а такое же количество пятен в южном полушарии – по часовой стрелке. Кроме того, ни одно солнечное пятно за время своего существования не пересекло солнечный экватор, что является дополнительным свидетельством в пользу его вихревой структуры.

Коротко предложенную нами модель пятна можно сформулировать следующим образом. На некотором уровне происходит вток плазмы в солнечное пятно из окружающей среды (рис. 2). На этом уровне течение плазмы мы считаем практически горизонтальным (рис. 3), что позволяет перейти к двумерной модели вихрестока и существенно упростить математические выкладки. Далее плазма поднимается наверх и, поднявшись до верхнего уровня фотосферы, растекается по поверхности Солнца, что и проявляется в виде эффекта Эвершеда. Наша модель применима к отдельному солнечному пятну и не касается того, почему пятна появляются, как правило, группами и в средних солнечных широтах. Также мы не рассматриваем широтный дрейф пятен к экватору, минимумы и максимумы солнечной активности, 22-летний цикл и т.д.

Рис. 2. Вихресток в солнечном пятне на глубине под поверхностью фотосферы

Рис. 3. Поперечное сечение вихрестока в солнечном пятне

В [7] нами получена оценочная зависимость от температуры величины магнитной индукции на границе области втока R_1: $B_{R_1}(T) = 5.5\cdot10^{-11}\ T^{5/2}$ Гс. Согласно этой формуле, при температуре 200 тыс. К (соответствующей глубине 20 тыс. км под поверхностью Солнца) величина B_{R_1} равна 1000 Гс, что является характерным магнитным полем солнечного пятна.

otkid@list.ru

Литература

1. J.H. Thomas, N.O. Weiss. The Theory of Sunspots. – Sunspots: Theory and Observations. Proc. of the NATO Advanced Research Workshop on the Theory of Sunspots. Cambridge, UK, 1992.
2. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. – М., Дрофа, 2003.
3. Прист Э. Солнечная магнитогидродинамика. – М.: Мир, 1985.

4. Kaplan L.G., Otkidychev P.A. The Mechanism of Magnetic Field Origin at Vortical Processes in Stellar Plasma. Бюллетень САО РАН, Нижний Архыз, 2006 – в печати.
5. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
6. Молоденский М.М., Филиппов Б.П. Магнитные поля активных областей Солнца. АН СССР. – М.: Наука, 1992.
7. The Magnetic Field Origin Provided by Vortex-Inflowing Processes in Sunspots. Бюллетень САО РАН, Нижний Архыз, 2006 – в печати.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Прохоров А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Солнечные протуберанцы – плотные плазменные петлеобразные структуры, нависающие над поверхностью Солнца – довольно разнообразны по своим формам и свойствам: например, время их существования колеблется от нескольких минут до года, а сами они могут представлять из себя как одиночные структуры, так и множественные системы арок. Существование протуберанца может заканчиваться как стеканием его вещества в хромосферу, так и взрывом. При достаточно мощном взрыве можно говорить о корональном выбросе массы (CME) – в этом случае вещество протуберанца приобретает скорость достаточную, для того чтобы преодолеть притяжение Солнца и уйти в межпланетную среду.

Впервые о существовании солнечных протуберанцев заговорили ещё в XIII веке, когда их можно было отчётливо видеть во время солнечного затмения. Первые серьёзные исследования их природы и физических свойств начались в середине XIX века при помощи спектрографических методов. А в 1951 году физик Мензель опубликовал модель, в которой в качестве удерживающих вещество протуберанца над поверхностью Солнца были взяты магнитные силы. На сегодняшний день существует множество работ, посвящённых анализу и моделированию процессов, связанных с жизнью, рождением и исчезновением протуберанцев, но множество проблем (в том числе и таких ключевых, как устойчивость протуберанца), до сих пор остаются открытыми. Актуальность упомянутым вопросам устойчивости протуберанцев придаёт тот факт, что вещество, выброшенное в межпланетное пространство при их эрупции, может достигнуть Земли и вызвать магнитные бури.

Краткое описание исследования

Спокойные протуберанцы имеют среднюю длину 60-600 тыс. км, высоту 15-100 тыс. км и толщину 4-15 тыс. км. Солнечная корона начинается с высот порядка 3 тыс. км от поверхности Солнца и в ней зарождается солнечный ветер – направленный поток плазмы с концентрацией частиц порядка 10^5 см$^{-1}$ и их скоростями порядка 200 км/с (для данной высоты). Таким образом, большая часть волокна протуберанца находится в зоне зарождения солнечного ветра. При анализе моделей, описывающих равновесное состояние протуберанца и его эрупцию, мной было замечено, что ни в одной из них влияние солнечного ветра на протуберанец не учитывается. Моей основной задачей было исследование оправданности исключения давления солнечного ветра из итогового баланса сил. Также задачей моего исследования было подробное изучение свойств протуберанцев и методик построения их моделей.

Оценка силы взаимодействия солнечного ветра с веществом протуберанца проводилась мной при использовании гидродинамической модели лобового сопротивления [4]. В качестве обтекаемого тела был взят бесконечный цилиндр, что оправдано тем, что основания протуберанца лежат вне зоны воздействия на него солнечного ветра.

Для расчёта магнитных сил, действующих на протуберанец, и последующего сравнения их величин с полученной силой давления ветра мною была выбрана наиболее, на мой взгляд, подходящая для этого модель Филиппова [1]. В ней протуберанец представляет собой плазменный тор с протекающим по нему током, лежащий в экваториальной плоскости спокойного Солнца. Для проверки применимости модели в поставленной задаче мною была выполненная подстановка в её уравнения контрольной выборки параметров, измеренных для спокойных протуберанцев, которая показала совпадение порядков вычисленных и экспериментальных значений магнитного поля.

Результаты исследования

Полученная величина силы лобового сопротивления на много порядков меньше как действующих на протуберанце магнитных сил, так и силы тяжести. Более того, она также на много порядков меньше и *изменения* магнитной силы, которое в модели Филиппова происходит при увеличении силы протекающего по протуберанцу тока на 1% и ведёт его эрупции. Это говорит о том, что протуберанец, достигнув характерных для него высот, не может быть «выдут» набегающим снизу потоком солнечного ветра.

В процессе выполнения основной задачи исследования было проанализировано большое число работ, посвящённых изучению результатов наблюдений за протуберанцами и моделированию динамики протекающих в них процессов. Крайне важными для моих дальнейших исследований можно считать следующие сделанные из этих работ выводы:

1. В волокне протуберанца регистрируются магнитогидродинамические волны различных амплитуд и частот. Наличие высокочастотных колебаний в протуберанце свидетельствует о его сложной внутренней структуре, которая меняется определённым образом при его эрупции. Это позволяет поставить вопрос о том, как это влияет на физические параметры протуберанца, что происходит с энергией, заключенной в этих колебаниях при эрупции волокна и как это может повлиять на форму и дальнейшую судьбу выброшенной массы.
2. Перед эруптивной стадией часто наблюдается «дрожание» волокна протуберанца. Это дрожание может быть вызвано усилением внутренних колебаний, упомянутых выше, под воздействием внешней конфигурации магнитных полей, либо в силу некоторых внутренних причин, которые ещё не изучены.
3. В процессе жизни протуберанца его вещество постоянно обновляется. Это говорит о том, что протуберанец следует рассматривать как открытую по потокам энергии и вещества систему и ограниченности распространённого магнитостатического подхода.
4. В процессе исследования различных моделей было замечено, что основными использованными методами являются методы магнитостатики, магнитной гидродинамики с диссипациями и идеальной магнитной гидродинамики, а также кинетические уравнения. Во всех этих случаях наличие электрических полей и зарядов не учитывается в явном виде. Исследования в этом направлении могут существенно изменить представления о некоторых процессах солнечной активности.

E–mail: rundll32@yandex.ru

Литература

1. Филиппов Б. П., Гопалсвами Н., Ложечкин А. В. (2002) Движение эруптивного протуберанца в солнечной короне // Астрономический журнал, том 79, №2.
2. Dwivedi B. N. et all (2003) MHD seismology of the solar corona // Current Science, Vol. 84, No. 11, 10 June 2003.

3. Filippov B.P., Den O. G. (2000) A critical height of quiescent prominences before eruption // J. Geophys. Res., 106(A11), 25,177–25,184.
4. Прандтль, Л. (2000) Гидроаэромиханика // Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика».
5. Гибсон, Э. (1977) Спокойное солнце // Мир.

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ОРБИТАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ

Пучков И.А.

Костромской государственный университет им. Н.А. Некрасова, Кострома, Россия

Для исследования орбитального движения искусственных спутников Земли под воздействием солнечного ветра использовалось уравнение:

$$m \cdot \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -G \cdot \frac{m \cdot M \cdot \vec{r}}{r^2} + \vec{f},$$

где m-масса спутника, $\vec{r}$ – радиус вектор спутника, G – гравитационная постоянная, M – масса земли, $\vec{f}$ – сила давления солнечного ветра.

$$f = \frac{E \cdot S}{m \cdot c},$$

где E – солнечная постоянная на орбите Земли, c – скорость света, S – площадь лобового сечения спутника

Рис. Влияние солнечного ветра на орбитальное движение искусственного спутника Земли

Уравнение решалось в среде *Mathcad*. Установлено численное значение параметров S и m, при которых влияние существенно за различные периоды существования спутника. На рисунке представлен пример трансформации круговой орбиты геостационарного спутника под воздействием солнечного ветра при массе спутника *m 20кг* и площади *S* $100\,м^2$ Круговая орбита постепенно трансформируется в орбиту эллиптического вида. В некоторый момент происходит падение спутника на Землю.

Автор выражает признательность профессору, д.ф-м.н. Благовещенскому В.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-*mail: ilya_puchkov@list.ru*

ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ОТ (1-1000) ТЭВ ПРИ ПОМОЩИ ЭКСПЕРИМЕНТА «НУКЛОН»

**Рудюк А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Целью проекта «Нуклон» является создание научной аппаратуры, для проведение исследования космических лучей в диапазоне энергий от (1-1000) ТэВ. В процессе проведения исследований планируется решить ряд важных научных задач:

Исследование энергетических спектров различных элементов в космических лучах в области энергий 1-1000 ТэВ, проверка гипотезы наличия неоднородностей (колен) в спектрах различных ядер КЛ, что может свидетельствовать о смене источников ускорения в указанной области энергий.

Проверка гипотезы разных наклонов спектров различных компонент, которая предполагает специфические места ускорения тяжелых элементов в Галактике, где сосредоточено повышенное количество тяжелых элементов.

Исследование энергетической зависимости отношений вторичных ядер Li, Be, B к ядрам C,N,O, и ядер группы суб–Fe к Fe для получения возможности измерения энергетической зависимости коэффициента диффузии, что позволит перейти от наблюдаемых у Земли спектров КЛ к истинным спектрам в источниках для различных компонент и установить наличие или отсутствие процессов доускорения КЛ по мере их распространения до Земли.

Исследование тонкой структуры представленности отдельных элементов с целью подтверждения или опровержения гипотезы, что на начальном этапе ускорения ускоряются космические пылинки.

Исследование возможной пространственной анизотропии отдельных групп ядер, что может быть связано с наличием близкого источника КЛ.

Уникальность самой аппаратуры в ее габаритах (500*500*250 см3) и весе (165 кг). Вес подобной аппаратуры, использующей калориметр, составляет порядка нескольких тонн. Для удовлетворения вышеописанных геометрических и весовых требований необходимо использовать микростриповые и падовые типы детекторов. В космических экспериментах для решения заданного круга задач технология кремниевых детекторов данных типов используется впервые. Принцип действия детектора заключается в сборе заряда, возникающего в кристалле высокоомного кремния при прохождении сквозь детектор заряженной частицы. Для релятивистской частицы ионизационные потери в кремнии практически не зависят от энергии, поэтому сигнал образованный частицей, будет пропорционален только количеству прошедший сквозь детектор частиц. Сбор заряда происходит либо со структур в виде полосок (микрострипов), проходящих вдоль детектора, либо со структур в виде прямоугольников (падов). Каждый элемент таких детекторов является независимым датчиков, и их сумма образует систему детекторов, которая позволяет нам определить количество зарегистрированных частиц в каждой области детектора. Регистрирующие плоскости в спектрометре «НУКЛОН» состоят из набора таких кристаллов (для системы измерения энергии регистрирующая плоскость состоит из 72 штук стриповых детекторов, для системы измерения заряда регистрирующая плоскость состоит из 64 штук падовых детекторов).

E–mail: rav@list.ru

Литература

1. М.И. Панасюк, профессор, д.ф.-м.н., директор НИИЯФ МГУ; Д. М. Подорожный, к.ф.-м.н., руководитель проекта «НУКЛОН», НИИЯФ МГУ; Л.Г. Свешникова, д.ф.-м.н., НИИЯФ МГУ «Тайна происхождения космических лучей».
2. Д.М. Подорожный, Л. Г. Свешникова, Роганова Т.М. НИИЯФ МГУ «Химический состав космических лучей и астрономия»

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ CP ЗВЕЗД ПО ВЕЛИЧИНЕ ДЕПРЕССИИ В СПЕКТРЕ

Соловьев Г.А.

Ставропольский Государственный Университет

Известно, что химически пекулярные звезды (CP-звезды) показывают наличие аномального химического состава и обладают крупномасштабными глобальными магнитными полями порядка десятков килогаусс. Структура этих полей в основном имеет дипольную природу, хотя имеются и более высокие составляющие.

Интерес к изучению магнитных звезд связан в первую очередь с наличием несомненной связи между образованием химических аномалий в атмосферах таких звезд и магнитным полем.

Впервые магнитное поле было обнаружено Бэбкоком. С этого момента началась новая эпоха в изучении звезд. Сейчас для отбора кандидатов в магнитные звезды используется методика, основанная на обнаружении и измерении фотометрических особенностей спектра, характерных для CP-звезд. Наиболее заметной такой особенностью является наличие депрессии на длине волны 5200 ангстрем – это небольшое понижение уровня спектра относительно континуума. Разными авторами были предложены несколько численных параметров, характеризующих депрессию: фотометрический индекс Δa [1], женевская система (z-параметр) [2] и некоторые другие. Такое разнообразие связано с тем, что ни один из параметров не дает четкого ответа на вопрос о наличии магнитного поля у звезды.

Считается, что у звезды будет присутствовать магнитное поле, если параметр Δa>0.010, чем больше эта величина, тем больше магнитное поле. Однако это часто бывает не так. В работе Кудрявцева, Романюка и др.[3] была исследована зависимость магнитного поля B от Δa и от z-параметра. В обоих случаях корреляция между этими величинами была очень слабой.

Автором данной работы было предложено искать зависимость фотометрического индекса Δa не от максимума магнитного поля B, как это делалось раньше, а использовать для анализа величины B1 и B2 – магнитное поле на полюсах звезды. В большинстве случаев эти параметры не совпадают по разным причинам, в том числе они зависят от угла между лучом зрения и осью вращения звезды.

Общее количество известных магнитных звезд очень мало (порядка 300). Это связано со сложностью обнаружения эффекта Зеемана в спектрах звезд. Работы по изучению магнитных звезд ведутся только на самых крупных телескопах мира. Материалы для данной работы были получены на 6-метровом телескопе БТА Специальной Астрофизической Обсерватории РАН.

Рис. 1. Зависимость от магнитного поля

Для анализа было выбрано 30 магнитных звезд с измеренными магнитными полями и хорошо известными значениями Δa, эффективной температурой и log g. Результаты представлены на рис.1. Здесь по оси X отложены значения |B1 − B2| – абсолютное значение разности между величиной магнитного поля на одном и втором магнитном полюсе измеренное в гауссах, а по Y – значения фотометрического индекса Δa в относительных единицах.

Из рисунка видно, что зависимость Δa от |B1−B2| имеет существенно нелинейный вид, именно с этим и связаны неудачи в предыдущих попытках найти корреляцию Δa с максимальным магнитным полем B.

Было предложено аппроксимировать полученную кривую полиномом 3-й степени:

$$\Delta a = 2\cdot 10^{-9}\,|B1\text{-}B2|^3 - 10^{-5}\,|B1\text{-}B2|^2 + 3.23\cdot 10^{-2}\,|B1\text{-}B2| + 20.334 \qquad (1)$$

Отметим наличие большого разброса значений фотометрического индекса, что связано как с малым количеством использованных для анализа звезд, так и с погрешностью измерений Δa и магнитного поля, которая в некоторых случаях достигает весьма больших значений. Тем не менее, наличие зависимости между этими величинами и ее вид обнаруживается вполне уверенно.

В настоящее время достаточно актуально стоит вопрос о поиске новых магнитных звезд. Обнаруженных и изученных звезд очень мало, что не позволяет статистически изучать их свойства. Данная работа предлагает более точные критерии поиска, чем имеющиеся на данный момент, а также может быть полезна при непосредственном изучении влияния магнитного поля на формирование особенностей спектра химически пекулярных звезд.

В отличие от измерений магнитных полей, фотометрию можно выполнять на небольших телескопах, поэтому используя полученную зависимость можно было бы резко увеличить количество наблюдений и более эффективно выявлять новые магнитные звезды.

georges@bk.ru

Литература

1. Maitzen, 1983, “Photoelectric photometry of peculiar and related stars”, A&A,123, 48-60
2. Hauck, North, 1982, “Photometric properties of Ap stars in Geneva system”, A&A, 114, 23-40.
3. Kudryavtsev, Romanyuk, Elkin, Paunzen, 2006, “New magnetic chemically peculiar stars”, MNRAS, 372,1804.

КОСМИЧЕСКАЯ СТАНЦИЯ, СОЗДАННАЯ НА БАЗЕ ВТОРОЙ СТУПЕНИ РН “ЭНЕРГИЯ”

Веселинов Н.С.

Софийски Университет “Св. Климент Охридски”, София, Болгария

В связи с прогресирующей необходимости экспериментов на орбите все время нарастает необходимость увелкичения рабочего обема КК и КС. Даже Международная Космическая Станция (МКС) с своимы 425 куб.м уже не позволяет провести все накоплнное колличество экспериментов ждущих реализации на орбите.

Есть и другой (кроме модульного) способ создания космической станции, которого можно реализовать меньшимы рессурсамы по сравнению с МКС и с резким нарастанием рабочего обема станции. Рассмотрим русской двухступенчатой РН “ЭНЕРГИЯ”. Ее первая ступень четыре многоразовые блоки А, работающие в плотных слоях атмоссферы, отделяется в 144 сек полета при скорости 1800 м/сек, высота 53 км.

Однако ее вторая ступень длиной 58,76 м и диаметром 7,75 м продолжает полет еще 324 сек и на высоте 115 км получает скорость только всего на 108,4 м/с меньше необходимой для ее вывода на парковую круговую орбыту высотой 250 км. Констукторы РН “ЭНЕРГИЯ” сознательно отделяли блока Ц что бы не засоряли околоземное пространство фрагментамы ракет носителей.

После отделения второй ступени, полезный груз (спутник, аэрокосмический самолет) с помощью своей двигательной установки и ресурсов топлива выходит самостоятельно на орбыту.

ИДЕЯ: Вывести на орбиту вторую ступень и переоборудовать ее в космическую станцию. Для этого вторая ступень должна отработать еще 3 тонн криогенного топлива перед переводом РД 0120 в конечную ступень тяги с учетом максимально допустимых перегрузок в 2.95 g увеличив конечную скорость на 70 м/с. В апогее переходной орбиты (примерно 250 км высотой) полезный груз за счет своих двигательных и топливных рессурсов отработав еще 2.5 тонн топлива выводит систему на круговую орбыту висотой в 250 км, а после этого двухимпульсном маневром по линии абсид окончательно переходит на круговую орбыту висотой в 400 км.

Механические качества, герметичность бака и его термичная изоляция рассчитаны работать в экстремальных условиях предполетного обслуживания, заправки компонент криогенных топлив и в условиях динамических нагрузок в плотных слоях атмоссферы. Анализ этых данных указивает что конструкцию блока Ц можно пригодить для жизни и работы в условиях космического пространства..

Для улеснения работ по переделку блока Ц, еще на Земле можно внести небольшие конструктивные изменения (люки на днищах баков и т.д.) как и другие несущественные переделки.

Значительный рабочий обем в 2100 куб. м. (почти в 5 раз больше обема МКС) разрешит реализовать эксперименты связанные с обитанием большого количества людей, иммитацией полета на междупланетные расстояния, изпользованием апаратуры большого веса и влияние гравитационного поля на конструкции больших размеров. Вывод на орбыту осуществлается одным стартом и очевидно более рентабельно чем вывод и стиковок отдельных модулей. (Международная космическая станция в текущей конфигурации создана после 16 стартов). Конечно можно наращивать массу станции путем стиковки несколько таких блоков.

Динамичние результаты вывода проверены на основе циклограммы полета двумя способамы: формулой Циолковского (идеальная скорость в 9400 м/с) и численным решением диференциального уравнения движения с учетом силы гравитации, аэродинамических сил и силы тяги.

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции
проф., Гришин Владислав Константинович

МНОГОЧАСТИЧНЫЕ ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПЕ ^{209}BI

Ермаков А.Н., Макаренко И.В., Салахутдинов Д.Р., Четверткова В.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Впервые выполнен эксперимент по наблюдению фотоядерных реакций на изотопе ^{209}Bi с вылетом до 7 нейтронов.

Эксперимент проведен на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона RTM-70 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией γ-квантов E_γ^m = 70 МэВ. γ-Спектры остаточной активности облученного образца ^{209}Bi измерены с помощью HPGe детектора эффективностью 30 %, изготовленного из сверхчистого германия.

В экспериментальном спектре наблюдаются γ-пики, соответствующие следующим фотоядерным реакциям: ^{209}Bi(γ, 2n)^{207}Bi, ^{209}Bi(γ, 3n)^{206}Bi, ^{209}Bi(γ, 4n)^{205}Bi, ^{209}Bi(γ, 5n)^{204}Bi, ^{209}Bi(γ, 6n)^{203}Bi, ^{209}Bi(γ, 7n)^{202}Bi. Экспериментальные данные позволяют надежно идентифицировать распады атомных ядер, образующихся в многочастичных фотоядерных реакциях: например, для реакции ^{209}Bi(γ, 5n)^{204}Bi – 23 γ-пика, соответствующих распадам основного состояния ядра ^{204}Bi, для реакции ^{209}Bi(γ, 6n)^{203}Bi – 13 γ-пиков, соответствующих распадам основного состояния ядра ^{203}Bi. Для определения периодов полураспада $t_{1/2}$ и идентификации образующихся радиоактивных изотопов проведены серии измерений γ-спектров остаточной активности облученного образца. Измерены $t_{1/2}$ в интервале от часов до десятков дней.

Рассчитаны выходы фотоядерных реакций на ядре ^{209}Bi по интенсивностям γ-пиков в спектрах.

Результаты настоящей работы представляют интерес для дальнейших фундаментальных исследований механизма многочастичных фотоядерных реакций, изучения ядер, удаленных от полосы β-стабильности. Полученные результаты также могут быть использованы для решения прикладных задач, таких как γ-активационный анализ, определение изотопного состава веществ, создание препаратов радиотерапии в медицине и др.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-5365.2006.2.

E–mail: v-tche@yandex.ru

МОДЕЛЬ ПРЕДРАВНОВЕСНОГО РАСПАДА ЯДЕР С УЧЁТОМ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Денисов В.Ф., Вязанкин О.Н.
Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского, математический факультет, Омск, Россия

Традиционные подходы, например Гриффина, к описанию предравновесного ядерного распада оперируют понятием «экситонное» состояние. При этом считается, что за счет двухчастичного взаимодействия происходит усложнение состояний до на-

ступления равновесия. Однако в задачах синтеза и деления сверхтяжелых ядер при описании релаксации существенную роль играют коллективные степени свободы. В работах Уилетса и Черданцева описан подход, представляющий процесс релаксации к составному ядру как диффузионный за счет взаимодействия коллективных степеней свободы с внутренними состояниями ядра. При этом для получения качественных результатов использовался ряд упрощений. В частности плотность возбужденных состояний ядра выбиралась в виде простой экспоненциальной зависимости, а величина интеграла переходов возникающего в процессе вычислений полагалась константой.

В данной работе предложены методы количественного описания процесса релаксации свободные от указанных выше недостатков. В частности, на основе решения уравнения диффузионного типа для внутренней энергии ядра с привлечением информации о внутренней структуре ядра (на основе одночастичной схемы Нильссона) удалось избавиться от использования интеграла переходов как параметра модели. В данном подходе он вычисляется точно в зависимости от модельных представлений о структуре ядра. В работе также предложен метод количественного описания релаксации деформированного ядра на основе исходного уравнения Паули, что позволяет избавиться от некоторых предположений, используемых при получении уравнения диффузионного типа для внутренней энергии системы.

Результаты количественного описания процесса релаксации показали, что значение интеграла переходов очень сильно зависит от номера оболочки и начального внутреннего состояния материнского ядра. Вместе с тем, если рассматривать интеграл переходов как параметр, то результаты количественного описания, в частности средней энергии возбуждения, согласуются с результатами ранее полученных качественных оценок при одинаковых начальных условиях. В дальнейшем планируется на основе предложенных количественных методов описания релаксации деформированных ядер учесть вылет легких продуктов распада и провести анализ результатов с экспериментальными данными для реакций синтеза и деления сверхтяжелых ядер.

E-mail: vfdenisov@gmail.com, ovyazankin@gmail.com

Литература

1. Griffin J.J. // Phys. Review Letters, vol. 17, p. 478, 1966
2. Blann M., Chadwick M. B. // Phys. Review C, vol. 62, p.1341, 2000.
3. Betak E. // International Journal of Modern Physics, vol. 13, No. 1, p.63, 2004.
4. Nilsson S. // Kgl. Danske Vidensk. Selsk., Mat-Fys. Medd., 29, No. 16, p. 1-68,1955
5. Lawrence Willets // Phys. Review, vol.116, p.372, 1959.
6. Черданцев П. А. // Ядерная Физика т. 30, с. 44, 1979.

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПА ^{197}AU В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ ДО 70 МЭВ

Асанов Ж.А., Ермаков А.Н., Kyaw Kyaw Htun, Макаренко И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Впервые проведен эксперимент по наблюдению фотоядерных реакций на изотопе ^{197}Au с вылетом до 6 нейтронов.

Эксперимент проведен на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона RTM-70 НИИЯФ МГУ с энергией электронов 70 МэВ. γ-Спектры остаточной активности (рис.) облученного образца ^{197}Au измерены с помощью HPGe детектора эффективностью 30 %, изготовленного из сверхчистого германия.

В экспериментальном спектре (рис.) наблюдаются γ-пики, соответствующие следующим фотоядерным реакциям: ^{197}Au(γ, n)^{196}Au$^{m,\ gs}$, ^{197}Au(γ, 3n)^{194}Au, ^{197}Au(γ, 4n)^{193}Au, ^{197}Au(γ, 5n)^{192}Au, ^{197}Au(γ, 6n)^{191}Au. Подписями на рис. указаны только наиболее интенсив-

ные γ-линии, соответствующие реакции $^{197}Au(\gamma, 6n)^{191}Au$. В спектре наблюдается 29 γ-пиков, соответствующих распадам основного состояния ядра ^{194}Au, 39 γ-пиков, соответствующих распадам основного состояния ядра ^{192}Au, что позволяет надежно идентифицировать распады атомных ядер, образующихся в многочастичных фотоядерных реакциях. Для определения периодов полураспада $t_{1/2}$ и идентификации образующихся радиоактивных изотопов проведены серии измерений γ-спектров остаточной активности облученного образца. Измерены периоды полураспада в интервале от десятков минут до десятков дней.

По интенсивностям γ-линий в спектрах рассчитаны выходы фотоядерных реакций и проведено сравнение с теоретическими оценками, основанными на модели испарений. Экспериментальные данные позволяют оценить интегральные сечения реакций на ядре ^{197}Au с вылетом из ядра от одного до шести нейтронов.

Результаты настоящей работы представляют интерес для дальнейших фундаментальных исследований механизма многочастичных фотоядерных реакций, изучения ядер, удаленных от полосы β-стабильности. Полученные результаты также могут быть использованы для решения прикладных задач, таких как γ-активационный анализ, определение изотопного состава веществ, создание препаратов радиотерапии в медицине и др.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-5365.2006.2.

E–mail: http://mail.yandex.ru/colabook_formedp?ids=4&rand=28542840.0151432*kkhtun@mail.ru*

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФИЛЬТРА НА ПРОТОТИПЕ ЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ГАЗОВОЙ СИСТЕМЫ TRT ATLAS

Кудряшов И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В современной физике частиц очень актуальна проблема точного восстановления трека частицы. Причем помимо координатной точности к детектору предъявляются требования повышенной устойчивости к высоким радиационным нагрузкам. Одними из детекторов, используемых в настоящее время являются газовые детекторы. главными преимуществами таких детекторов является большой(по сравнению с другими типами детекторов) коэффициент усиления, благодаря чему значительно снижается количество(и сложность) накамерной электроники.

Газовые детекторы можно условно разделить на многопроволочные камеры и трубки, имеющие с одну сигнальную нить. Например на установке свд в качестве плос-

костей спектрометра выступают пропорциональные камеры ,а на установке АТЛАС ,которая находится на большом адронном коллайдере TRT детектор (треккер переходного излучения) состоит из дрейфовых трубок.

В процессе эксплуатации в детекторе проявляется ряд негативных процессов, в общем называемых старением. Это прежде всего снижение коэффициента газового усиления, уменьшение плато на вольт - амперной характеристики и появление неоднородности коэффициента газового усиления вдоль детектора. Эти явления сильно ухудшают суммарную эффективность установки. Основной причиной появления таких эффектов является полимеризация на катоде и аноде посторонних органических и кремниевых примесей, находящихся в газе под воздействием излучения.

Существуют несколько способов борьбы со старением. Прежде всего это чистка детекторов путем продува специальным газом (например CF4). Однако в TRT этот способ непригоден, так как резко увеличивает опасность разрушения детектора (джойнта - стеклянного диэлектрического шарика, соединяющую сигнальную проволоку).

В условиях реального эксперимента по измерению переходного излучения используют достаточно дорогую газовую смесь, (например Xe/CO2/O2) поэтому необходимо использовать замкнутую циркуляционную газовую систему При такой эксплуатации возможно накопление достаточного количества посторонних примесей в системе (при наличии источника загрязнения), и как следствие, большое старение. В данном случае достаточно эффективным способом борьбы со старением является постановка газового фильтра.

В лаборатории НИИЯФ МГУ были проведены исследования эффективности газового фильтра для циркуляционной системы TRT детектора. Работы проводились на прототипе циркуляционной газовой системы TRT в условиях практически эквивалентных условиям эксплуатации.

Исследуемый фильтр состоит из гранулированного алюмосиликата покрытого оксидами марганца, меди и никеля. Отношение объема газовой системы TRT к объему прототипа составляет 1200 ,а отношение объемов фильтра 1000. Для моделирования загрязнения газа использовался специальный источник силикона, размещенный непосредственно перед фильтром. Облучение проводилось с помощью рентгеновской трубки, средний ток на протяжении всего облучения составлял 170 мкА. Всего в используемом детекторе 32 дрейфовые трубки .В детекторе имелось 4 трубки с выключенным высоким напряжением, что позволяло отслеживать и исключать при анализе внешние посторонние эффекты (например изменение давления и температуры).

В результате были получены следующие результаты: при облучении до 1200 часов старение практически отсутствует, но к 2000 часам достигает 3-4%,что говорит о насыщении фильтра к 1200 часам эксплуатации. При замене фильтра старение быстро уменьшается и функциональность детектора восстанавливается.

Экспериментально измеренный профиль коэффициента усиления дрейфовой трубки (стрелкой показано направление продува газа)

E–mail:elessar_sla@rambler.ru

ПОЛУЧЕНИЕ ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ПОЛОСЫ В-СТАБИЛЬНОСТИ, В РЕАКЦИЯХ (γ, XN) НА МИКРОТРОНЕ RTM-70

*Макаренко И.В., Асанов Ж.А., Белышев С.С., Ермаков А.Н., Kyaw Kyaw Htun, Кузнецов А.А., Салахутдинов Д.Р., Ханкин В.В., Четверткова В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время многочастичные фотоядерные реакции являются практически не исследованной областью. В НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова отработана уникальная методика проведения экспериментов, позволяющая исследовать каналы фотоядерных реакций с вылетом из ядра нескольких нейтронов и образованием ядер, удаленных от полосы β-стабильности.

Эксперименты проводятся на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона RTM-70, созданного в НИИЯФ МГУ. Максимальная энергия тормозных фотонов в экспериментах составляет 50-70 МэВ. Использование пучков фотонов высоких энергий позволяет наблюдать и анализировать многочастичные каналы распада атомных ядер с вылетом из ядра от одного до десяти нуклонов, что открывает широкие возможности получения нейтронодефицитных ядер, удаленных от полосы β-стабильности.

γ-Спектры остаточной активности облученных образцов измеряются с помощью HPGe детектора эффективностью 30 %, изготовленного из сверхчистого германия. Идентификация радиоактивных изотопов, образующихся в результате фотоядерных реакций, проводится по энергиям и интенсивностям γ-пиков в спектрах, а также их периодам полураспада. Анализ γ-спектров остаточной активности облученных образцов позволяет идентифицировать радиоактивные изотопы с большой надежностью, поскольку энергия β-распада этих изотопов достаточно велика (до нескольких МэВ). Это приводит к тому, что распадам этих изотопов соответствует большое количество γ-переходов в дочерних ядрах (до 20-30 γ-переходов). В настоящее время известны дан-

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

ные по β-распадам практически о всех изотопах, которые могут образоваться в результате γ- активации [3, 4]. Эти факторы позволяют надежно определять присутствие всех радиоактивных изотопов в исследуемом образце.

Для определения периодов полураспада $t_{1/2}$ и идентификации образующихся радиоактивных изотопов проводятся серии измерений γ-спектров остаточной активности облученного образца. Измеряются $t_{1/2}$ в интервале от часов до десятков дней.

Отработана методика проведения экспериментов в непрерывном режиме. Создан и поддерживается в автоматическом режиме банк данных экспериментальных γ-спектров. Создана система накопления и анализа экспериментальных данных в режиме реального времени.

Впервые выполнены эксперименты по наблюдению фотоядерных реакций на изотопах ^{181}Ta, ^{197}Au, ^{209}Bi с вылетом из ядра до 6-7 нейтронов, впервые экспериментально измерены выходы фотоядерных реакций на нескольких изотопах. Экспериментальные данные позволяют оценить интегральные сечения фотоядерных реакций. Проводится сравнение полученных данных с теоретическими оценками, основанными на модели испарений.

Результаты настоящей работы представляют интерес для дальнейших фундаментальных исследований механизма многочастичных фотоядерных реакций, изучения ядер, удаленных от полосы β-стабильности.

Фоторасщепление атомных ядер фотонами высоких энергий также является одним из наиболее эффективным способом возбуждения изомерных состояний атомных ядер. В настоящее время изучение метастабильных ядерных состояний представляет интерес как для фундаментальных исследований, так и для решения прикладных задач, в частности, создания γ-лазера. Проведены эксперименты по возбуждению изомерных состояний в ядрах $^{85, 86, 87}$Y, ^{92}Nb, ^{104}Ag, ^{111}Cd. Экспериментальные данные позволяют рассчитать изомерные отношения выходов фотоядерных реакций.

Полученные результаты также могут быть использованы для решения прикладных задач, таких как γ-активационный анализ, определение изотопного состава веществ, создание препаратов радиотерапии в медицине и др.

В НИИЯФ МГУ разработан принципиально новый метод многоканального γ-активационного анализа атомных ядер. Данный метод основан на использовании тормозного излучения с максимальной энергией тормозных фотонов 50-70 МэВ и анализе многочастичных фотоядерных реакций. Использование пучков фотонов высоких энергий позволяет наблюдать и анализировать многочастичные каналы распада атомных ядер с вылетом из ядра от одного до десяти нуклонов, что практически на порядок повышает точность результатов γ-активационного анализа.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-5365.2006.2.

E–mail: irina@depni.sinp.msu.ru

РАЗРАБОТКА СЕКЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

**Мустафин М.Ф.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе обсуждается разработка спектрометра быстрых нейтронов полного поглощения на основе органического жидкого сцинтиллятора, легированного обогащенным ^{6}Li. Рабочий диапазон детектора по энергии нейтронов составляет 3…100 МэВ.

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Ожидаемое амплитудное разрешение составляет 20%, отклик хорошо согласуется с известным нейтронным спектром. Функция отклика данного детектора существенно превосходит существующие на сегодняшний день аналоги в мире.

Была построена пилотная версия детектора с использованием нелегированного жидкого сцинтиллятора. Первая проверка показала, что детектор работает в соответствии с предположениями. В данной работе демонстрируется отклик детектора на нейтроны от Pu-α-Be источника с энергиями до 10 МэВ. Начальное тестирование выявило низкий порог (≈ 600 кэВ) и хороший спектральный отклик при соблюдении критерия множественности от трех секций. Высокое аппаратное разрешение достигается компенсацией нелинейного световыхода сцинтиллятора благодаря использованию отдельных секций, разнесенных в пространстве, которые собирают сцинтилляции от каждого протона отдачи. Отклик детектора по нейтронам в широком диапазоне энергий показал предполагаемое поведение (~ 30%), и это согласуется с результатами моделирования.

В ближайшем будущем планируется облучить детектор 14.1 МэВ нейтронным источником. Было проведено моделирование при облучении таким источником нейтронов. Одной из причин относительно плохого разрешения, является отсутствие атомов ^{6}Li, т.к. при этом отсутствует метка захвата нейтрона. При добавлении в сцинтиллятор лития, моделирование предсказывает заметное улучшение разрешения. Отклик имеет нормальный однопиковый характер, в отличие от известных аналогов, имеющих двухпиковую структуру и плохое разрешение. Особый интерес представляет хорошее ожидаемое аппаратное разрешение спектрометра, лежащее в диапазоне 15%-20% для нейтронов с энергией 14 МэВ.

Такой спектрометр может применяться для низкофоновых экспериментов в физике фундаментальных исследований, с его помощью можно измерять потоки быстрых нейтронов в космосе и оценивать вклад быстрых нейтронов в дозовые поля на ускорителях и атомных станциях.

E–mail: mustafin83@mail.ru

Литература

1. Kamykowski et al., NIM A 317 (1992) 559
2. Aoyama et al., NIM A 333 (1993) 432
3. Abdurashitov et al., NIM A 476 (2002) 318

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПОВ ИТТРИЯ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Ермаков А.Н., Макаренко И.В., Салахутдинов Д.Р., Четверткова В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Выполнен эксперимент по возбуждению следующих изомерных состояний изотопов иттрия методом фоторасщепления ядра ^{89}Y: ^{87}Y^{m} (E = 380.79 кэВ), ^{86}Y^{m} (E = 218.30 кэВ), ^{85}Y^{m} (E = 19.8 кэВ). Эксперимент проведен на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона RTM-70 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией γ-квантов E_{γ}^{m} = 70 МэВ. γ-Спектры остаточной активности (рис.) облученного образца ^{89}Y измерены с помощью HPGe детектора эффективностью 30 %, изготовленного из сверхчистого германия.

В экспериментальном спектре (рис.) наблюдаются γ-пики, соответствующие следующим фотоядерным реакциям: ^{89}Y(γ,n)^{88}Y^{gs}, ^{89}Y(γ, 2n)^{87}Y$^{m,\ gs}$, ^{89}Y(γ, 3n)^{86}Y$^{m,\ gs}$, ^{89}Y(γ, 4n)^{85}Y$^{m,\ gs}$. Конечные ядра данных реакций показаны на рис. подписями. Экспериментальные данные позволяют надежно идентифицировать распады атомных ядер,

образующихся в многочастичных фотоядерных реакциях: например, для реакции $^{89}Y(\gamma, 3n)^{86}Y^{gs}$ в спектре присутствует 11 γ-пиков, соответствующих распадам основного состояния ядра ^{86}Y. Для определения периодов полураспада $t_{1/2}$ и идентификации образующихся радиоактивных изотопов проведены серии измерений γ-спектров остаточной активности облученного образца. Измерены $t_{1/2}$ в интервале от часов до нескольких дней. Проведено 76 серий измерений γ-спектров общей длительностью 67 ч. На основе экспериментальных данных рассчитаны выходы фотоядерных реакций на изотопе ^{89}Y по интенсивностям соответствующих γ-пиков в спектрах, а также оценены изомерные отношения в реакциях с вылетом из ядра от одного до трех нейтронов.

Выполненный эксперимент по возбуждению трех изомерных состояний изотопов иттрия показывает эффективность метода возбуждения и исследования метастабильных состояний атомных ядер в результате фотоядерных реакций на тормозном пучке RTM-70.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-5365.2006.2.

E–mail: deniska-rav@mail.ru

ПЛАЗМЕННАЯ ЛИНЗА ДЛЯ УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ИТЭФ

Голубев А.А.[1], Дроздовский А.А.[1], Канцырев А.В.[1], Кузнецов А.П.[3], Пронин О.В.[3], Сасоров П.В.[1], Собур Д.А.[2]

[1]ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики, , [2]Московский физико-технический институт (государственный университет), [3]Московский инженерно-физический институт

Исследование нестационарных физико-химических процессов и экстремальных состояний вещества при интенсивном импульсном воздействии является одной из наиболее актуальных фундаментальных задач физики высоких плотностей энергии и решения проблем осуществления инерциального термоядерного синтеза инициированного пучком тяжелых ионов [1]. Интенсивный пучок тяжелых высокоэнергичных ионов (E~300 МэВ/нуклон) позволяет при взаимодействии с веществом обеспечивать быстрое выделение энергии в объеме, ограниченном пятном фокусировки и длиной пробега ионов в исследуемом веществе. Ускорители тяжелых ионов могут быть использованы для

достижения интенсивностей пучка вплоть до 10^{11} – 10^{13} частиц при длительности импульса 50–250 нсек. Короткое время выделения энергии (меньшее, чем время гидродинамического разлета) обеспечивает режим изохорического нагрева. В Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) г. Москва на базе ускорительно накопительного комплекса ТВН-ИТЭФ (Тераватного Накопителя) создается экспериментальная установка для проведения исследований в области физики высокой плотности энергии в веществе. При выходе ТВН-ИТЭФ на планируемые параметры появляется возможность ускорять тяжелые ионы до ~ 0.7 ГэВ/нуклон и накапливать их в количестве до ~ 10^{13} частиц с последующей компрессией ионного пучка во времени до 10^{-7} с. Для получения максимальной величины удельной поглощенной энергии в мишени необходимо сконцентрировать интенсивный ионный пучок в минимальный объем. Так при фокусировке пучка ионов с указанными выше параметрами в пятно диаметром менее 1 мм на мишени может быть достигнут удельный энерговклад в вещество более 100 кДж/г. Это соответствует результирующему нагреву вещества до температуры ~10^5 К и достижению давлений в несколько Мбар. На сегодняшний день в ИТЭФ используется фокусирующая система, состоящая их двух квадрупольных магнитных линз, что позволяет сфокусировать ионный пучок в пятно диаметром 2 - 3 мм. Планируемое увеличение интенсивности ионного пучка на несколько порядков приведет к значительному увеличению эмиттанса пучка и, следовательно, потребует значительного увеличения фокусирующей способности, что трудно достижимо средствами традиционной квадрупольной фокусировки.

В настоящее время разрабатывается новая фокусирующая системы ускорительно накопительного комплекса ТВН-ИТЭФ на основе плазменной линзы. Фокусировка ионного пучка в плазменной линзе осуществляется следующим образом. Импульс тока J плазменного разряда создаёт азимутальное магнитное поле H в газоразрядной трубке линзы. В этом поле на пролетающие ионы действует сила Лоренца, направленная к оси разряда, что приводит к фокусировке ионного пучка. Между диаметром пучка d в фокальной плоскости линзы, эмиттансом пучка ε и током в линзе I выполняется соотношение $d_{min} \sim \varepsilon I^{-1/2}$.

В плазменной линзе фокусирующие силы соответствуют напряженности магнитного поля, в первом порядке его величины по двум координатам одновременно, и нет ограничения величины напряженности поля, связанной с насыщением железа. Это является одним из основных преимуществ плазменной линзы перед традиционными квадрупольными линзами. Внутри линзы имеет место нейтрализация пространственного заряда пучка, также при фокусировке тяжелых ионов жесткость пучка существенно снижается из-за обдирки ионов в плазме.

.В работе приводится описание плазменной линзы, предназначенной для исследований на тяжелоионном ускорительно-накопительном комплексе ТВН-ИТЭФ. Был разработан мощный генератор для получения однополярного разрядного тока в камере плазменной линзы. В качестве коммутирующих элементов используются тиратроны ТГИ 2500/50. Для генератора на 8 тиратронах при зарядном напряжении 25 кВ величина тока в линзе равна 250 кА с длительностью импульса 5 мкс. При этом пучок ионов с энергией 300 МэВ/а.е.м. может быть сфокусирован в пятно диаметром в 300мкм при эммитансе пучка ~40π мм мрад. По электрической прочности линза рассчитана на напряжение 30 кВ. Разрядная керамическая трубка длиной 10 см и диаметром 2 см устанавливается между электродами, изготовленными из графита. Разряд производится в атмосфере аргона при давлении 1-5 Торр. Начаты исследования пространственно-временного поведения плазменного разряда. Электронная плотность плазмы определяется с использованием двухлучевого интерферометра в режиме фотоэлектрического смешения. Вместе с тем, измеряется вращение плоскости поляризации зондирующего излучения, проходящего сквозь исследуемую область плазмы. Компьютерная обработка результатов интерференционных и поляризационных измерений позволяет рассчитать распределение магнитного поля и оценить фокусирующую способность линзы.

Приведены результаты численных расчетов динамики плазмы в одномерном приближении, а также прохождения фокусируемого пучка через линзу.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 05-02-08119 офи_э и № 06-02-17180-а)

soburda@gmail.com

Литература

1. Sharkov et al., Nucl. Instr.Meth. A464 (2001) 1-5.
2. B.Yu. E. Boggasch, B. Heimrich, D.H.H. Hoffmann, Nucl. Instr.Meth.336 (1993) 438-41.

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ СИСТЕМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ В АТОМНОЙ ОТРАСЛИ

Арефинкина С.Е.

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Экономико-аналитический институт, Москва

Согласно данным опроса, проведенного ВЦИОМ в сентябре 2005 года, 59% россиян считают, что нужно развивать ядерную энергетику, 25% — что ее надо сворачивать, 16% затрудняются с оценками. В соответствие с данными опроса, проведенного ВЦИОМ в октябре 2006 года, доля россиян, связывающих экономический рост страны с атомной энергетикой, составила 24%.

Цель данной работы – проанализировать основные функции и особенности системы распространения информации в атомной отрасли, а также сформулировать предложения по повышению эффективности функционирования данной системы.

В качестве основных функций системы распространения информации можно выделить следующие:

- информирование широкой общественности;
- информирование членов профессиональных сообществ;
- формирование общественного мнения – создание благоприятного имиджа отдельных предприятий атомной промышленности и отрасли в целом;
- анализ общественного мнения;
- поддержание авторитета ученых и поднятие статуса научной деятельности среди молодежи.

На сегодняшний день можно выделить такие проблемы в отношении эффективной реализации данных функций в отрасли:

- недостаточно прорабатываются существующие информационные поводы;руководители отдельных отраслевых предприятий не всегда осознают важность работы по связям с общественностью и взаимодействию со СМИ;при работе со СМИ и общественностью не достаточно развиты направления, связанные с планированием и анализом результатов.

Можно выделить следующие уровни распространения информации в отрасли: федеральный, региональный, корпоративный. Для реализации функций по формированию общественного мнения и распространению информации на всех трех уровнях используются такие механизмы, как:

- взаимодействие со средствами массовой информации;
- работа с общественностью;
- выпуск специализированной литературы.

В атомной отрасли для распространения информации и формирования общественного мнения привлекаются различные СМИ. Они являются важным элементом от-

раслевой структуры движения информации. Можно привести следующую классификацию СМИ в рамках данной структуры:

- печатные СМИ: корпоративные газеты и журналы, бюллетени, справочники, рекламные щиты;
- электронные СМИ: телевидение, радио, Интернет-ресурсы.

Анализ общественного мнения – еще один важнейший элемент структуры распространения информации. С одной стороны, он представляет собой этап сбора данных, которые используется при планировании и проведении кампаний по созданию благоприятного имиджа отрасли или информирования общественности. С другой стороны, анализ общественного мнения – это элемент контроля уже проделанной работы.

Важным аспектом работы отраслевой системы распространения информации является не только обеспечение ее непрерывного функционирования, но и ее мобильность – то есть возможность быстро реагировать на незапланированные ситуации.

Сегодня можно говорить об изменении отношения к ядерной энергетике в российском обществе в положительную сторону. Но при этом существующая в отрасли организационная структура в сфере распространения информации находится в стадии формирования, и необходим комплекс мер, направленных на повышение эффективности ее функционирования. На данный момент можно предложить следующие меры:

- создать единую, координируемую из единого центра отраслевую систему распространения информации, которая бы обеспечивала эффективное взаимодействие между специалистами, работающими на всех уровнях: федеральном, региональном, корпоративном;
- оперативно освещать реальные события, происходящие в отрасли, а также использовать в качестве информационных поводов интервью с экспертами, пресс-конференции, события, косвенно связанные с проблемами ядерной энергетики;
- регулярно проводить работы по анализу общественного мнения;
- более эффективно применять методы PR и медиапланирования при работе с информацией в ядерной энергетике (адаптируя соответствующие методы с учетом отраслевой специфики);разработать четкие схемы финансирования PR-деятельности в ядерной энергетике.*E-mail: ase_esa@mail.ru*

Литература

1. И.А. Зыкова, В.А. Прокошев, «PR – основа информационной безопасности», Журнал «Атомная стратегия» № 10, март 2004 год;
2. Дмитрий Бекетов, «АТОМНЫЙ PR XXI ВЕКА», Журнал «Пресс-служба», декабрь 2005 года;
3. О.В. Двойников, «Связанные одной целью», редакционная статья в журнале «Атомная стратегия» № 25, 2006 год;
4. Сайт www.minatom.ru;
5. Сайт http://wciom.ru/.

БИОФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Твердислов Всеволод Александрович

ЛОКАЛЬНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИСКРЕТНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЖИВЫХ СИСТЕМ

Дёмин С.А.

Казанский государственный университет, физический факультет

В работе рассмотрены локальные особенности и закономерности, проявляющихся в стохастическом поведении живых систем. Эти закономерности обнаруживаются посредством применения специфических процедур локализации [1]. Суть подобных процедур состоит в извлечении информации о локальных особенностях временных сигналов и изучении локальной структуры исследуемой совокупности сигналов. Оконно-временное поведение спектра мощности исходной временной корреляционной функции (ВКФ) и функций памяти старшего порядка, частотной зависимости параметра немарковости отражает уникальные особенности в поведении живых систем и структуре временных сигналов. Локальное представление временных зависимостей кинетических и релаксационных параметров позволяет провести анализ стохастических особенностей каждого из участков исходной временной серии в отдельности. Данные параметры обладают прогностическими возможностями и могут служить своеобразными предикторами динамической перемежаемости. Вычисленные в работе локальные параметры и характеристики оказались весьма полезными и эффективными в физике живых систем и медицине.

Введение

Изучение свойств и особенностей стохастической эволюции сложных систем разной природы является одной из наиболее важных и актуальных задач современной статистической физики. В настоящее время для исследования стохастических особенностей открытых сложных систем (физических, химических, биологических, живых, социальных) активно используются разнообразные статистические методы анализа сигналов разной сущности: корреляционный и регрессивный анализ; дисперсионный факторный и ковариационный анализ; фрактальный и мультифрактальный анализ; детрендированный флуктуационный анализ; методы, развиваемые в рамках теории детерминированного хаоса и нелинейной динамики; классический Фурье-анализ и вейвлет-анализ; фликкер-шумовая спектроскопия и т.д. Кроме указанных традиционных методов анализа сигналов и, прежде всего, временных серий, в настоящее время осуществляется поиск и разработка альтернативных и дополнительных источников информации о локальных свойствах и динамических особенностях сложных систем.

Методы

Подобные закономерности обнаруживаются с помощью локализации динамических, кинетических и релаксационных переменных, и частотных спектров вычисленных характеристик, позволяющих получить детальную информацию о живых системах. Преимущество данных процедур заключается в нахождении информации об отдельных локальных особенностях и закономерностях эволюции сложных систем. Реализация каждой процедуры локализации предполагает следующий алгоритм действий: предва-

рительный выбор оптимальной длины выборки, разбиение исходной временной серии, построение локальных характеристик для каждой выборки. Для локального представления мы используем две процедуры, введенные на основе теории дискретных немарковских случайных процессов [1].

Результаты

Первая процедура локализации - оконно-временное построение спектров мощности ВКФ, функций памяти и частотной зависимости параметра немарковости, оказалась весьма полезной при анализе стохастической динамики интервала RR человека, временных вариаций электрических потенциалов ЭЭГ человека, временных изменений скорости патологического тремора конечностей человека при болезни Паркинсона.

Используя вторую процедуру локализации, можно выполнить построение локальных кинетических λ_i и релаксационных параметров Λ_i. Кинетические и релаксационные параметры предоставляют дополнительную информацию о релаксационных особенностях временных сигналов, продуцируемых живыми системами. Данная процедура нашла эффективное применение в анализе сигналов МЭГ здоровых людей и пациента с фоточувствительной эпилепсией, временных изменений интервала *RR*, временной эволюции эпидемических процессов гриппа и ОРЗ.

Полученные результаты позволяют: (i) выявить существенные различия в релаксационных процессах, проявляющихся в динамике интервала *RR* для разных возрастных групп, а также возрастные изменения, связанные с дыхательной аритмией [2], (ii) обнаружить своеобразные предвестники возникновения эпилептического приступа [3] и предикторы изменения скорости патологического тремора при болезни Паркинсона [4,5], (iii) провести количественную оценку скорости протекания релаксационных процессов в динамике эпидемий гриппа и ОРЗ [6].

Заключение

Представленная в данной работе техника построения локальных временных окон позволяет выявить уникальные особенности и закономерности отдельных характеристик и свойств живых систем. В частности, локализованные спектральные характеристики, а также локальное представление временных зависимостей кинетических и релаксационных процессов оказались полезными при анализе временных сигналов в кардиологии, нейрофизиологии, эпидемиологии, при изучении сенсомоторной и локомоторной деятельности человека и т.д.

Подробнее с результатами данной работы будут в ближайшее время опубликованы в российском журнале “Технологии живых систем”.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 05-02-16639-а) и гранта Федерального агентства по образованию Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № РНП.2.1.1.741).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Юльметьеву Р.М. за оказание помощи в подготовке тезисов.

[1] Локализация (лат. localis – местный, locus -место) - отнесение чего-либо к определённому месту, ограничение места действия, распространения какого-либо явления, процесса более тесными границами, территориальными пределами; связанность с определенным местом (Современный энциклопедический словарь).

E-mail: sergey@theory.kazan-spu.ru

Литература

1. Yulmetyev, R., Hänggi, P., Gafarov, F. (2000) Stochastic dynamics of time correlation in complex systems with discrete current time // Phys. Rev. E, № 62 (5), p. 6178-6194.
2. Yulmetyev, R.M., Demin, S.A., Panischev, O.Yu., Hänggi, P. (2005) Age-related alterations of relaxation processes and non-Markov effects in stochastic dynamics of R–R intervals variability from human ECGs // Physica A, № 353, p. 336-352.
3. Yulmetyev, R.M., Hänggi, P., Gafarov, F.M. (2003) Stochastic processes of demarkovization and markovization in chaotic signals of the human brain electric activity from EEGs at epilepsy // JETP, № 123 (3), p. 643-652.

4. Yulmetyev, R.M., Demin, S.A., Panischev, O.Yu., Hänggi, P., Timaschev, S.F., Vstovsky, G.V. (2006) Regular and stochastic behavior of Parkinsonian pathological tremor signals // Physica A, № 369, p. 655-678.

5. Yumetyev, R.M., Demin, S.A., Panischev, O.Yu. (2006) A chaotic test for Parkinson's // New Scientist, № 190 (2546), p. 21.

6. Yulmetyev, R.M., Emelyanova, N.A., Demin, S.A., Gafarov, F.M., Hänggi, P., Yulmetyeva, D.G. (2004) Non-Markov stochastic dynamics of real epidemic process of respiratory infections // Physica A, № 331, p. 300-318.

КЛАСТЕРНЫЙ АНАЛИЗ ТРАНСКРИПЦИОННОГО ОТВЕТА *R.SPHAEROIDES* НА ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ КИСЛОРОДА

**Гудимчук Н.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Rhodobacter sphaeroides – факультативная фотогетеротрофная бактерия, отличающаяся высокой гибкостью своего метаболизма. В зависимости от внешних условий *R. sphaeroides* может использовать различные способы получения энергии: аэробное дыхание, фотосинтез, брожение [1]. Одним из важнейших сигналов, определяющих переключение этой бактерии с одного типа метаболизма на другой, является концентрация кислорода. Эффективным инструментом исследования таких переключений на уровне всего генома является технология генных микрочипов, разработанная в середине 90-х годов.

В настоящей работе выполнен статистический анализ результатов микрочиповых экспериментов, проведенных на кафедре молекулярной биологии Университета шт. Вайоминг (США). Эти результаты представляют собой значения экспрессии генов всех 4282 генов *R. sphaeroides* при шести различных концентрациях кислорода: 0,5, 2, 3, 10, 20 и 30% [2]. Для выделения генов с наибольшей вариабельностью значений экспрессии к исходным экспериментальным значениям экспрессии была применена процедура фильтрации SAM [3]. В результате был получен массив из 260 генов, для каждого из которых значение экспрессии по крайней мере при одной концентрации кислорода отлично от среднего значения экспрессии данного гена с уровнем значимости (FDR) не ниже 0,001. Отобранные дифференциально-экспрессированные гены после стандартной нормировки на нулевое среднее и единичную дисперсию были подвергнуты кластеризации двумя иерархическими методами – агломеративным и дивизивным (DiAna). Основанием для выбора указанных алгоритмов послужили высокая стабильность и детеминированность получающихся разбиений.

Качество полученных разбиений оценивалось методом SyR (Systematic Resampling), разработанным на кафедре биофизики физического факультета МГУ. В основе метода лежит последовательное применение процедуры бутстрепа к исследуемым данным в целях получения выборочных распределений параметров разбиения (числа классов, стабильности отдельных классов и т.п.). В результате применения метода SyR показано, что при варьировании числа классов от 2 до 16 наиболее достоверное разбиение массива дифференциально-экспрессированных генов агломеративным иерархическим методом кластеризации состоит из восьми классов, а дивизивным – из двух классов.

Полученные результаты определяют группы генов, сходным образом реагирующих на изменения концентрации кислорода во внешней среде, и могут служить отправной точкой для поиска участков связывания с ДНК регуляторных белков, ответственных за реакцию генома *R. sphaeroides* на изменение условий окружающей среды.

nikita_gb@mail.ru

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Литература

1. Bauer C. *et al.* (2003) Phil. Trans. R. Soc. Lond., Ser. B, **358**, 147–154.
2. Pappas T. *et al.* (2004) J. Bacteriol., 184, 4748–4758.
3. Tusher V.G. *et al.* (2001) Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **98**, 5116–5121.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ С ЭЛЕКТРОРАСПЫЛЕНИЕМ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА ЛИПИДОМОВ КЛЕТОК ЖИВОТНЫХ НА ПРИМЕРЕ ПОЛИНЕНАСЫЩЕННЫХ ЖИРНЫХ КИСЛОТ И ЭЙКОЗАНОИДОВ

Каратассо Ю.О.[1], Алешин С.Е.[2], Попова Н.В.[2]

[1] *Институт Биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва*
[2] *Факультет биоинженерии и биоинформатики МГУ им. М.В. Ломоносова,*

Определение липидного состава клеток животных и человека является актуальной задачей. Известно, что липидом человека содержит более 2000 липидов и изменения их метаболизма связаны с развитием диабета, ожирения, сердечно-сосудистых и нейродегенеративных заболеваний. Важным фактом является множественность изменений липидома при системных патологиях. Так, для всех указанных заболеваний характерно изменение высвобождения из фосфолипидов клеточной мембраны полиненасыщенных жирных кислот (PUFAs) и увеличение окислительного метаболизма эйкозаноевой кислоты с образованием простагландина E_2 (PGE2) и родственных ему соединений - эйкозаноидов. Изучение процессов метаболизма PUFAs и синтеза эйкозаноидов долгое время ограничивалось отсутствием методов анализа, которые позволяют одновременно количественно измерять множество различных липидов. В настоящее время предложено использовать масс-спектрометрию с электрораспылением (ESI/MS) для количественного анализа соединений липидной природы (1-3). Нами разработан метод одновременного анализа PUFAs и эйкозаноидов в культуральных жидкостях и липидных экстрактах животных тканей с использованием ESI/MS (прибор Bruker Esquire 4000).

На первом этапе был определен растворитель, при использовании которого в спектре хорошо видны пики отрицательно заряженных молекулярных ионов $[M-H]^-$, отсутствующие в спектре растворителя. Проведено сравнение влияния на конечный спектр ионов исходного состава среды культивирования клеток (RPMI-1640, DMEM, PBS) в разных режимах экстракции липидов. С использованием липидного экстракта печени мыши показано, что эйкозаноиды (PGE_2, PGD_2, PGA_2, 15d-PGJ_2) и различные PUFAs могут определяться: 1) в многокомпонентной смеси липидома клетки, 2) независимо друг от друга, 3) в наномолярном диапазоне концентраций, 4) при объеме исследуемой пробы от 30 мкл. Поскольку PUFAs представляют собой схожие по структуре молекулы, которые отличаются длиной углеводородной цепи и количеством ненасыщенных двойных связей, т.е. образуют гомологические ряды, проведена работа по подбору одного стандарта для определения концентрации близких по строению соединений. В качестве стандарта использовали линолевую (C18:2) и/или эйкозопентаеновую кислоты (C20:5), а также PGE2. Построены калибровки арахидоновой (C20:4), докозогексаеновой (C22:6) и линолевой кислот (C18:2) в диапазоне концентраций от 50 до 600 нМ. Показано, что в исследуемом диапазоне концентраций калибровки линейны, и что тангенс угла наклона калибровочной прямой уменьшается с ростом количества углеродов и количества двойных связей: для C20:4 k = 0.01166, для C18:2 k = 0.03482, для C22:6 k = 0.00362 (при использовании в качестве стандарта эйкозапентаеновой кислоты). Показано, что данный метод может быть применим для одновременного анализа PUFAs и эйкозаноидов в биологических жидкостях. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (04-04-49357 и 07-04-01160).

Литература
1. Whitehouse C.M. et al. Anal. Chem., 1985, 57, 675.
2. Han X., Gross R.W., Anal. Chem., 2001, 295, 88.
3. Gross R.W., et al. Anal. Biochem., 2004, 330, 317.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ФОТОСИНТЕЗА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА И СКОРОСТЬ ФИКСАЦИИ CO_2

Нгуен Тхи Тхань Фыонг, Карелина Т.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Изучение механизмов регуляции фотосинтеза позволяет выделить ключевые реакции системы и определить пути повышения продуктивности фотосинтеза. Колебательный режим является одним из наиболее ярких проявлений регуляторных механизмов. Ранее на кафедре биофизики была разработана модель фотосинтеза [1]. В работе [2] была получена такая точка в пространстве параметров этой модели, что значения параметров в этой точке обеспечивали наилучшее описание колебательного режима. При этом кинетические параметры модели (константы скоростей) были определены в основном подбором для наилучшего описания колебательных кривых и совпадения расчетного и экспериментального периода колебаний. Целью данной работы является подробный анализ влияния параметров модели фотосинтетической системы в на характеристики колебаний и скорость поглощения CO_2.

В данной работе для исследования системы нелинейных дифференциальных уравнений используется теория устойчивости Ляпунова [3]. Модель была исследована в окрестности точки в пространстве параметров, полученной в работе [2]. Были построены кривые зависимости частот колебаний и коэффициентов затухания от параметров. В результате параметры были условно разделены на две группы. Первая названа группой слабовлияющих параметров: ими оказались константы скорости окисления пластохинона, расхода НАДФН в цикле Кальвина, регенерации рибулозо-5-фосфата, поглощения CO_2, фосфорилирования фосфоглицериновой кислоты, обратная скорость электронного транспорта. Кривые зависимости частот колебаний и коэффициентов затухания от этих параметров имеют вид кривых с насыщением, т.е. в коротком интервале изменения параметра частота или коэффициент затухания могут увеличиваться или уменьшаться, затем достигают экстремального значения, а при дальнейшем изменении значения этого параметра в большую сторону они остаются неизменными. Вторая группа названа группой сильно-влияющих параметров: интенсивность света, константы скорости регенерации рибулозо-бифосфата и циклического электронного транспорта, константа сопряжения синтеза АТФ и электронного транспорта. Кривые зависимости частот колебаний и коэффициентов затухания от этих параметров имеют более сложный вид, все они отличаются друг от друга, области существования колебаний ограничены. На рис. приведен пример зависимостей частоты и коэффициента затухания от параметра модели: представлены зависимости частоты и коэффициента затухания колебаний от параметра P_{11} (константы скорости регенерация рибулозо-бифосфата). Видно, что при значении P_{11}=0.001 частота близка к нулю. При дальнейшем увеличении этого параметра колебаний не наблюдается (отсутствуют комплексные решения характеристического уравнения матрицы частных производных). Для некоторых параметров имеется несколько ограниченных областей существования колебаний. Полученные зависимости могут позволить оценить неизвестные значения кинетических параметров (действительные значения параметров, по-видимому, должны находиться в области, где существуют колебания с периодом, совпадающим с экспериментальными данными).

Оказалось, что кроме основных колебаний, которые были получены ранее в эксперименте и теоретических работах, существуют и другие колебания. Они отличаются

от основных значениями частот и большими коэффициентами затухания (поэтому на графиках зависимости переменных от времени они не видны). Кроме того, зависимости характеристик этих колебаний от параметров не похожи на аналогичные зависимости основных колебаний. Они могут также свидетельствовать о регуляторных процессах.

Рис. Зависимость частоты (а) и коэффициента затухания (б) колебаний от параметра P_{11} (см. пояснения в тексте).

Выделены параметры, которые влияют на скорость фиксации CO_2. Наибольшее влияние оказывают параметры, характеризующие интенсивность света. При этом зависимости скорости ассимиляции CO_2 от количества квантов света, поглощенных фотосистемами 1 и 2 (ФС 1 и ФС 2), отличаются друг от друга. При увеличении количества квантов света, поглощенных ФС 1, скорость ассимиляции CO_2 также увеличивается и выходит на насыщение. При увеличении же количества квантов света, поглощенных ФС 2, скорость ассимиляции CO_2 сначала увеличивается, а потом уменьшается. Это можно объяснить так: если фотосистема 2 поглощает много квантов, происходит перегрузка электрон-транспортной цепи, и транспорт не работает, АТФ становится недостаточно для функционирования цикла Кальвина, поэтому концентрация рибулозобифосфата мала и скорость поглощения CO_2 мала. Таким образом, фотосистема 1 и фотосистема 2 по-разному влияют на функционирование фотосинтетического аппарата.

e-mail: karelina.t@gmail.com

Литература

1. Караваев В. А., Кукушкин А. К.(1993) Биофизика, т. 38, № 6., с. 958-975.
2. Карелина Т. А., Белов А. А., Кукушкин А. К.(2005) Биофизика, т.50, № 6, с.1105-1111.
3. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. (1981) Теория колебаний, М., Наука.

АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ ПУТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ФОТОСИНТЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ОКСИГЕННОГО ТИПА

*Кувыкин И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Известно, что в фотосинтетических системах оксигенного типа существуют альтернативные пути электронного транспорта. Кроме нециклического пути переноса электронов от воды к НАДФ, возможны циклические пути переноса электронов через ферредоксинхинон-редуктазу (FQR) и НАДФН-дегидрогеназу (NDH-1) и псевдоцикли-

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

ческий путь переноса электронов от молекулы ферредоксина на молекулу кислорода с последующим образованием молекулы воды. Циклический транспорт электронов может служить для более интенсивного синтеза АТФ и увеличения соотношения АТФ/НАДФН. Отток электронов на кислород играет роль шунта, который позволяет избежать перевосстановления акцепторного участка фотосистемы 1 (ФС1). Оптимальный баланс между различными путями переноса электронов позволяет повысить эффективность работы фотосистем и цепи электронного транспорта.

Методы

В работе были использованы метод электронного парамагнитного резонанса и математическое моделирование.

Результаты

В результате работы был проведён анализ влияния различных путей альтернативного транспорта электронов на кинетику окислительно-восстановительного превращения P_{700} экспериментально и с помощью математической модели электронного и протонного транспорта в клетках цианобактерий. Было показано, что модель даёт хорошее качественное соответствие с экспериментальными данными и позволяет объяснить зависимость кинетики редокс-превращений P_{700} от времени темновой адаптации, концентрации кислорода и выяснить роль различных путей альтернативного транспорта.

1. Методом ЭПР показано, что многофазная кинетика фотоиндуцированного окисления P700, наблюдаемая в адаптированных к темноте листьях высших растений, существенно замедляется при низком содержании кислорода. Полученные результаты свидетельствуют о том, что кислород является альтернативным акцептором, способствующем быстрому оттоку электронов от фотосистемы 1.

2. В рамках математической модели фотосинтеза описаны процессы регуляции электронного и протонного транспорта, обусловленные существованием альтернативных путей переноса электронов на акцепторном участке фотосистемы 1.

3. Показано, что наблюдаемая в эксперименте многофазная кинетика фотоиндуцированного окисления P700 определяется редокс-состоянием акцепторного участка фотосистемы 1 и величиной внутритилакоидного pH.

4. Показано, что циклический транспорт электронов вокруг фотосистемы 1 позволяет избежать накопления избыточного числа восстановленных акцепторов, способствуя тем самым более эффективной работе цепи электронного транспорта и обеспечивая синтез дополнительного числа молекул АТФ.

4. На основании полученных экспериментальных и теоретических результатов можно сделать вывод, что отток электронов от ФС1 на кислород может способствовать поддержанию высокой скорости электронного транспорта в фотосинтетических системах оксигенного типа.

E-mail: gwqw@mail.ru

ФАЗОВАЯ АВТОПОДСТРОЙКА ЭНДОГЕННОГО РИТМА НЕЙРОННЫХ МОДУЛЕЙ КАК МЕХАНИЗМ ДЕТЕКЦИИ ВХОДНЫХ СИГНАЛОВ

Лысенко Л.В.

Южный Федеральный Университет, физический факультет, Ростов-на-Дону, Россия

Адекватная адаптация организма к окружающей среде невозможна без подстройки эндогенных ритмов под ритмы внешних периодических воздействий, с помощью которой решаются задачи анализа внешней среды и гибкой настройки на обнаружение и адекватное реагирование на внешние сигналы. Проблема раскрытия механизмов детекции и усвоения периодичности входных воздействий, несмотря на ее актуальность как для извлечения информации о свойствах ритмической активности, лежа-

щих в основе физиологических реакций, так и для разработки методов целенаправленного управления функционированием нервной системы, остается нерешенной.

В качестве модели для раскрытия механизмов активного сенсорного восприятия целесообразно рассмотреть область первичной соматической коры крысы, которая получает как внутренние, так и сенсорнозапускаемые ритмические входы, на протяжении естественных ритмических движений вибрисс, где эндогенные ритмы берут начало из кортикальных осцилляций, а внешние сигналы могут быть представлены периодической стимуляцией вибрисс. Согласно предлагаемой нами гипотезе, соматосенсорная кора представляет собой набор независимых осцилляторов, которые могут фазосинхронизироваться с периодическими входами и одновременно следовать изменениям входной частоты.

Данная работа посвящена исследованию вопроса подстройки эндогенного ритма нейронных модулей соматической коры крысы в модели N каскадно-связанных за счет петель фазовой автоподстройки частоты управляемых напряжением осцилляторов. В ходе проведенных исследований модели установлено, что при действии периодической стимуляции на осцилляторную сеть может происходить захват частоты и фазы популяционной активности нейронов периодическими стимулами. Показано, что разность фаз поступающего сигнала и собственного ритма, является критическим параметром, от которого зависит картина пространственно-временной активности в цепочке связанных ритмогенераторов. Организация связей с помощью колец фазовой автоподстройки позволяет использовать величины связей в качестве управляющих параметров. Для изменения фазового сдвига можно в равной степени управлять либо частотными расстройками при фиксированных параметрах связи, либо величинами связей при фиксированных частотных расстройках. В результате моделирования системы установлено, что в случае однонаправленной связи в цепочке наиболее простое управление осуществляется путем изменения начальной частоты первого генератора при фиксированных одинаковых начальных частотах остальных генераторов. Самый первый входит с самым коротким циклом, он и становится пейсмекером.

Таким образом, детекция внешних периодических сигналов в соматической коре крысы осуществляется, по-видимому, за счет фазовой автоподстройки частоты независимых ритмогенераторов, и за счет пейсмекерных свойств нейронного модуля, который первым выходит из предыдущего цикла. Взаимодействие эндогенного пейсмекерного ритмогенеза с экзогенной синаптической афферентацией может иметь следствием как модификацию, квантование афферентного потока, трансформацию ритма внешней стимуляции с одной стороны, так и изменение, подстройку фонового пейсмекерного ритма, в соответствии с ритмом внешней синаптической афферентации, т.е. приводить к усвоению ритма внешней стимуляции с другой стороны.

E–mail: lalv@yandex.ru

УДК 535.373: 577.323

ТУШЕНИЕ ТЯЖЕЛЫМИ АТОМАМИ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЗОНДОВ В ИССЛЕДОВАНИИ СТРУКТУРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В БЕЛКАХ

*Мельников А.Г., Лось Е.В.

Саратовский государственный университет

В работе приведены результаты исследований структурной динамики белков методом тушения тяжелыми металлами фосфоресценции и флуоресценции полярных и неполярных люминесцентных зондов, связанных с белками. Актуальность этих исследований определяется тем, что тяжелые металлы представляют опасность для живых организмов. Попадая в кровь и другие биологические жидкости, тяжелые металлы даже

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

в небольших концентрациях способны серьезно нарушить нормальное течение физиологических процессов в организме.

Структурные изменения в сывороточном альбумине человека регистрировались нами по изменению интенсивности люминесценции и времени жизни триплетных состояний зондов. В качестве люминесцентных зондов использованы полярные реагенты ксантенового ряда: эозин и эритрозин. Неполярными реагентами служили полициклические ароматические углеводороды (ПАУ): антрацен, 1,2 бензантрацен и пирен. В качестве соединений, содержащих тяжелые атомы, использовались соли тяжелых металлов: ацетат свинца, нитрат таллия.

В ходе проведения эксперимента было обнаружено значительное возрастание интенсивности флуоресценции ПАУ при переходе от водных растворов к сывороточному альбумину человека. Это свидетельствует об эффективном проникновении ПАУ в гидрофобные области белка. При добавлении в раствор солей тяжелых металлов наблюдалось тушение флуоресценции ПАУ связанных с белками. Обнаружено, что тушение флуоресценции ПАУ протекает с меньшей эффективностью, чем в водных или водно-этанольных растворах. Очевидно, это обусловлено тем, что ПАУ и ионы тяжелых металлов связываются с белками в различных областях. Тушение тяжелыми атомами люминесценции ксантеновых красителей осуществляется с большей эффективностью, чем ПАУ, поскольку и зонд и ионы тяжелых металлов связываются с белками в гидрофильных областях.

Установлено, что константа Штерна-Фольмера тушения флуоресценции ПАУ тяжелыми металлами чувствительна к изменению pH раствора и наличию поверхностно-активных веществ (ПАВ) в растворе сывороточного альбумина человека. В качестве ПАВ нами использован додецилсульфат натрия. Тушение триплетных состояний полярных люминесцентных зондов исследовалось по изменению времени жизни и интенсивности фосфоресценции эозина. Тушение триплетных состояний осуществляется более эффективно, чем синглетных флуоресцентных состояний. Изучены процессы тушения возбужденных состояний антрацена, пирена, 1,2 бензантрацена ионами свинца, таллия. Колебательная структура спектров флуоресценции пирена не чувствительна к присутствию тяжелых металлов.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ 06-04-81006-Бел_а.
meller@yandex.ru

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И ЦИКЛИЧЕСКАЯ ВОЛЬТАМПЕРМЕТРИЯ ФУЛЛЕРЕНОВ С60 И ДНК В НАНОФЛУИДЕ ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ФОТОЗОНДА

Спорыш И.М., Белеля О.П., Фролов В.В., Кисиль Е.А..

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Фуллереновый нанофотозонд – нанофлюид - состоит из иммобилизированых кислородными и гидроксильными группами молекул фуллерена в водных растворах, люминесценция которых в видимом диапазоне зависит от электронных свойств окружающих биологических молекул - используются для введения в биологические ткани с целью диагностики. Это применение базируется на результатах ранее проведенных фотохимических экспериментов: обнаружен эффект изменения длины волны фотолюминесценции в водных растворах с одно- или двуспиральными ДНК, имеющими структурные дефекты в результате ультрафиолетового облучения [1]. Мы представляем зонную модель нанофотозонда, в которой фуллерен С60 рассматривается фотоэмиссионным источником энергии, стимулирующей активность биомолекул в клетках тканей.

Эффективность передачи энергии от фуллерена к ДНК молекуле определяется ионной проводимостью биологической ячейки.

Для объяснения экспериментально обнаруженных изменений в оптических спектрах поглощения (200-500 нм) и люминесценции спектров в диапазоне 350- 750 нм и характеристик цикло вольтамперметрии (диапазон изменения напряжения от -1 до +1 В в электрохимической ячейке со стандартными электродами) при контролируемом возникновении структурных дефектов в ДНК молекуле рассмотрен процесс переноса заряда между фотовозбужденными фуллереновыми молекулами и их окружением в нанофлуиде с учетом изменения плотности заряда на поверхности фуллерена в результате образования энергетических уровней на границе С60 – биомолекулярное окружение .

Представленные результаты демонстрируют контролируемое изменение ФЛ спектров фуллеренового нанофлуида в буферных ДНК растворах, и подтверждают, что люминесцентная спектроскопия – информативный метод для определения фотостимулированного поведения C_{60} молекул в биомолекулярном окружении и выбора суспензий перед инъекцией их в живые ткани.

Результаты получены при выполнении Программы совместных научных исследований Технического университета Ильменау, Институт физики, (Германия) и Киевского национального университета имени Тараса Шевченко (Украина) “Моделирование и комплексные исследования мультифункциональных молекулярных наноструктур: интегрированые карбон и биологические, органические полимерные молекулы”, (2006-2009)

Результаты демонстрируют контролируемое изменение ФЛ спектров фуллеренового нанофлуида в буферных ДНК растворах, и подтверждают, что люминесцентная спектроскопия – информативный метод для определения фотостимулированного поведения С60 молекул в биомолекулярном окружении и выбора суспензий перед инъекцией их в живые ткани. Для объяснения экспериментально обнаруженных изменений в спектрах поглощения, люминесценции, и характеристик цикло вольтамперметрии в электрохимической ячейке при контролируемом возникновении структурных дефектов в ДНК молекуле рассмотрен процесс переноса заряда между фотовозбужденными фуллереновыми молекулами и их окружением в нанофлуиде с учетом изменения плотности заряда на поверхности фуллерена в результате образования энергетических уровней на границе С60 – биомолекулярное окружение

E–mail: iryna.sporysh@online.ua

Литература

1. Sporysh, O.Belelia, S.Pud, D.Slobodyanyuk, D.Zherebetsky, O.Kysil, O.Ivanyuta, T. Erb, G. Gobsch, L. Weber, L. Carta-Abelmann, U. Ritter, P.Scharff DNA –templated C60, C70 derivatives in aqueous suspensions and on substrates : the route to design of fullerene nanophotoprobe in visible range . In the Work Book : Nanobiotechnology – Current State and Future Prospects for Cooperation- ,Ukrainian –German, Symposium, December 14-16, 2006, Kyiv, Ukraine, Kyiv Taras Shevchenko National University, National Academy of Sciences of Ukraine (NASU) www.nanobiotech.chem.univ.kiev.ua

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ СИГНАЛЫ ЭПР В ФОСФАТСОДЕРЖАЩИХ СРЕДАХ

**Зубков А.С., Дегтярёв Е.Н., Неделина О.С.

Московский Физико-Технический Институт

Исследования, описанные в работе [1], показывают, что основания ДНК могут принимать электроны с кинетической энергией в области 1 эВ, что приводит к разрыву σ-связи О-С (нейтрализованного) фосфата с сахаром со скоростью порядка 10^6 c^{-1} при Т =

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

298 К. Электроны с кинетической энергией, близкой к нулю, не могут присоединятся с высокой скоростью (10^5 c^{-1}) напрямую к фосфатной группе молекулы ДНК (даже если эта группа приведена в нейтральное состояние противоионами), что следует из работы [1]. Электроны с энергией порядка 2-3 эВ могут присоединяться напрямую к π*-орбитали связи P=O (нейтрализованной) фосфатной группы молекулы ДНК и образовывать метастабильный π*-анион. Эти анионы могут приводить к разрывам σ-связи O-C фосфата с сахаром, но только со скоростью порядка 10^6 c^{-1}. Конечно, остаётся нерешённым важный вопрос о том, как часто фосфатная группа в молекуле ДНК существует в таком нейтрализованном состоянии в живых организмах. Исходя из этого, становится интересным исследование взаимодействия фосфата с низкоэнергетическим электроном различной этиологии. В фотохимических системах, в отличие от радиолитических, мы имеем дело именно с низкоэнергетическими электронами.

Доклад посвящен исследованию природы ЭПР спектра атомов водорода, определяемых в замороженных (77К) фосфатсодержащих водных средах при фотовозбуждении биологических кофакторов НАДН и ФМН ($\lambda \geq 340$ íì). В первом случае это результат взаимодействия фосфата с фотоэжектированным электроном из НАДН, во втором случае – взаимодействие фосфата с электроном, переносимым от акцепторов ЭДТА и триптофана на триплетно-возбужденное состояние ФМН. Этот фотохимический эксперимент подтвердил ранние работы [2], в которых было показано, что фотохимические, а именно фотоэжектированные, и радиолитические сольватированные электроны могут быть превращены в атомы водорода посредством взаимодействия с протоном или с кислотами Бренстеда: $e_{aq} + HX \rightarrow H + X$, где HX – любая протонсодержащая кислота. Ортофосфат в этом отношении представляет особый интерес, поскольку функционирует в нейтральной среде и в то же время является субстратом многих биохимических реакций.

Работа выполнена на прецезионном ЭПР-спектрометре Bruker EMX-8 (частота 9,6 ГГц), с применением методов изотопного замещения и конкурирующих акцепторов.

Показано, что взаимодействие фосфата имеет место не только с фотоэжектированным электроном, но также и с электроном переноса между суицидным донором ЭДТА и триплетом ФМН, а именно: моноанион фосфата способен захватывать электрон и стабилизировать его в виде атома водорода. Также приведены некоторые результаты дальнейших исследований в данном направлении.

mc_tt@8ka.mipt.ru

Литература

1. Berdys J., Anusiewicz I., Skurski P., Simons J. (2004) // J. Am. Chem. Soc. V.126. №20. P. 6441-6447
2. Эткинс П., Саймонс М. (1970) Спектры ЭПР и строение неорганических материалов / М.: Мир.
3. Бржевская О.Н., Дегтярев Е.Н., Левин П.П., Лозинова Т.А., Неделина О.С. (2005) // ДАН. Т. 405. № 2. С. 259-263.
4. Дегтярев Е.Н., Неделина О.С., Бржевская О.Н. (2006) // ДАН.

ГЕОФИЗИКА

Председатель подсекции
д.ф.-м.н. Носов Михаил Александрович

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЧНОГО КОЛЬЦЕВОГО ТОКА В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

**Бахмина К.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Частичный кольцевой ток – одна из основных токовых систем, формирующих магнитосферу Земли. Данная токовая система развивается на главной фазе магнитной бури и распадается на фазе восстановления. Основной целью данной работы являлась оценка магнитного поля частичного кольцевого тока в условиях магнитной бури 6-14 ноября 2004 года.

Нами была построена математическая модель, в соответствии с которой частичный кольцевой ток рассматривается как пространственный токовый контур, состоящий из двух участков кольцевого тока (один из участков протекает в плоскости геомагнитного экватора, второй – по ионосфере) и двух участков продольного тока, протекающих вдоль дипольных силовых линий геомагнитного поля. Расчет магнитного поля частичного кольцевого тока проводился при помощи закона Био-Савара-Лапласа. Исходя из предположения о том, что частичный кольцевой ток ответственен за долготную асимметрию магнитосферного магнитного поля на поверхности Земли, полный ток, протекающий в данной токовой системе на разных фазах исследуемой бури был рассчитан по вариациям геомагнитного индекса Asym-H. В максимуме бури полный ток, протекающей в исследуемой токовой системе составил величину 10^7А. Вклад частичного кольцевого тока в Dst был получен усреднением по долготе вариаций магнитного поля, вычисленных во время магнитной бури на геомагнитном экваторе. В максимуме бури эффект частичного кольцевого тока составил величину около 80 нТл.

E–mail: k.bahmina@mail.ru

Литература

1. С. – И. Акасофу, С. Чепмен, Солнечно-Земная физика. Издательство «Мир», М., 1974 г.
2. http://swdcdb.kugi.kyoto-u.ac.jp/ (World Data Center for Geomagnetism, Kyoto)
3. Igor I. Alexeev, Elena S. Belenkaya, C.Robert Clauer, A Model of Region 1 Field-Aligned Currents Dependent on Ionospheric Conductivity and Solar Wind Parameters. JGR.
4. Ioannis A. Daglis, R. M. Thorne, W. Baumjohann and S. Orsini, Reviews of Geophysics, vol.37, num. 4, 1999
5. В.В. Калегаев, Е.В. Макаренков. Динамика магнитосферных токовых систем во время магнитных бурь разной интенсивности. Геомагнетизм и аэрономия. 2006г., т.46, №5, 604-613
6. В.В. Калегаев, И.И. Алексеев, Е.В. Макаренков, Н.Ю. Ганюшкина. Моделирование Dst-вариации во время магнитных бурь. Геомагнетизм и астрономия, 2006, т. 46, №5, 596-603.

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРОНТАЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ НАД КОНТИНЕНТАЛЬНЫМ СКЛОНОМ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Денисов Е.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе приводятся результаты лабораторного исследования влияния нестационарного ветрового воздействия и топографии континентального склона на устойчивость и структуру прибрежного фронтального течения в двухслойно-стратифицированной вращающейся жидкости. Прибрежное течение в верхнем относительно тонком слое жидкости создавалось с помощью касательного напряжения трения ветра с циклонической завихренностью. Нижний, более толстый слой жидкости, не являлся динамически активным и раскручивался только за счет импульса, поступающего из верхнего слоя.

Установлено, что если ширина прибрежного бароклинного течения существенно больше ширины зоны континентального склона, то оно не испытывает топографической привязки и его релаксация после прекращения ветровой накачки происходит почти также как над горизонтальным дном (у вертикальной стенки). При этом развивается бароклинно-баротропная неустойчивость, меандры течения достигают большой амплитуды, превращаются в вихри и в вихревые пары, распространяющиеся поперек бассейна и осуществляющие эффективный горизонтальный обмен. Энергия вихревого движения превышает энергию среднего движения.

В случае, если ширина прибрежного бароклинного течения сопоставима, или меньше ширины зоны континентального склона, оно испытывает заметную топографическую привязку. При этом развитие неустойчивости замедляется, меандры течения не достигают большой амплитуды, вихреобразования почти не происходит, горизонтальный обмен незначителен. Энергия среднего течения всегда превышает энергию вихревого движения.

Установлено, что в условиях узкого крутого склона развитие меандров в верхнем слое сопровождается когерентным движением в нижнем слое, в результате чего образуются квази-баротропные вихревые структуры. В условиях широкого склона большие меандры не образуются, но структура течения в нижнем слое также имеет когерентность со структурой течения в верхнем слое.

Построена физическая модель описывающая эффект стабилизации прибрежного бароклинного течения над достаточно широким и крутым континентальным склоном.

Esdenisov@yandex.ru

Литература

1. Zatsepin a.g., denisov e.s., emelianov s.v., kremenetskiy, poyarkov s.g., stroganov o.yu., stanichnaya r.r., stanichny s.v. the effect of bottom slope and wind on the nearshore current in the rotating stratified fluid (with application to the black sea). *Oceanology*, 2005, vol. 45, suppl. .
2. Cenedese, C., Linden P.F. Stability of a buoyancy driven current at the shelf-break // J. Fluid Mech. 2002.V.452. P.97-121.

СТРУКТУРА СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ТЕЧЕНИЯ НАД ПОДВОДНЫМ ПОРОГОМ

Долгополов Ю.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Придонные течения, распространяющиеся под слоями вод меньшей плотности в океанах, морях, озерах и водохранилищах, активно изучаются для решения фундамен-

тальных проблем геофизической гидродинамики и задач, связанных с ее практическими приложениями. Среди важнейших прикладных задач выделяется разработка методов прогноза формирования качества воды с учетом загрязнений гидросферы естественными и техногенными примесями, включая продукты донной эрозии. Цели данной работы:

1) выявление механизмов эволюции структур плотностных течений над подводным порогом

по глубине водоёма и во времени с учетом особенностей природы этих потоков и взаимных превращений струйных промежуточных и придонных течений на их динамику; 2) построение и апробация математической модели нестационарной промежуточной стратифицированной струи и плотностного потока.

Экспериментальная часть данной работы выполнена при участии автора в экспедиции кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ на Телецком озере в августе 2006 г. Исследования проводились с применением специально разработанной аппаратуры и методов многопараметрических измерений на долгосрочной станции. Использовались измерители (автономные и с кабельной связью) для съемок вертикальных распределений скорости течения U, температуры воды T, концентраций взвеси S, растворенных солей C_{dil} и кислорода O_2.

Получены уникальные, репрезентативные данные о пространственно-временной эволюции полей течений и параметров состава воды. Подтверждена выдвинутая при анализе результатов предшествующих экспедиций гипотеза о переносе вод через подводный порог плавучей струей, стекающей с выпуклой поверхности глубинных холодных вод, которая формируется при развитии продольного термобара. Впервые (за счет детальности измерений) удалось выявить каскадность струи перед подводным порогом. Установлено, что каскадность связана с изменениями формы поверхности глубинных холодных вод под влиянием конвективных и волновых процессов. Показано, что над подводным порогом струя разделяется на промежуточное и придонное течения. Обнаружены чётко выраженные эффекты взаимодействия стратифицированных придонных, промежуточных и стоковых течений. Уточнены обнаруженные в экспедициях 2003-2005 гг. связи распределений взвешенных и растворённых примесей с развитием течений.

Вместо обычного для данного сезона чередования появлений и исчезновений придонного плотностного потока над подводным порогом это течение существовало почти постоянно (в ходе 48 ч наблюдений) с ослаблениями и усилениями (до70%) при толщине потока 4 – 8 м. Скорость течения (до 35 см/с) вдвое превосходила зарегистрированную в те же периоды в 2003, 2004 гг. Близкими скоростями, но меньшей стабильностью характеризуется промежуточная струя над плотностным потоком. При первичном анализе данных о структурах полей U, T, S, C_{dil}, O_2 выявлены четко воспроизводящиеся преобразования профилей этих характеристик с периодами порядка 3 и 8 ч. Такие периоды согласуются с оценками, сделанными в предположении о генерации обсуждаемых флуктуаций за счет каскадности наклонной плавучей струи перед подводным порогом.

Результаты данной работы составляют важную основу для развития методов прогноза эволюции стратифицированных течений и распределений концентраций примесей не только применительно к сходным озёрам. Они имеют аналоги в других условиях, например, на шельфах и в морских проливах. На основании этих результатов выполнена модификация и проверка математических моделей течений и переноса примесей.

E–mail: sea251@phys.msu.ru

УДК 551.466

ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ ВЕТРА НА ПАРАМЕТРЫ СОЛИТОНА

Дроботенко Л.А., Мочулин П.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Нелинейные волновые процессы широко исследуются практически во всех областях современной физики. Примерами нелинейных волн, наблюдаемых в морях и океанах, могут служить волны цунами, ветровые волны и зыбь, приходящие в прибрежную мелководную зону, уединенные волны, гидравлические боры и др. Одним из самых ярких примеров нелинейных волн являются уединенные волны, солитоны [1]. Они оказывают влияние на многие процессы в шельфовой зоне моря. Таким образом, исследование особенностей возникновения и распространения уединенных волн является важным для понимания гидродинамических процессов, происходящих на океанском шельфе. Особую важность здесь представляют ветровые уединенные волны, как наименее изученное явление [3]. Тем не менее, исследование данных волн является актуальной задачей, так как при выходе на берег такие волны, способны приносить не меньший ущерб и разрушения, чем сейсмические волны цунами [2]. Как для изучения процессов формирования поверхностных волн, так и для изучения ветровых солитонов важным является зависимость параметров возникающих волн от параметров ветра.

Целью данной работы было экспериментальное исследование зависимости процесса генерации и развития солитонов при различных углах атаки и силы ветра на водную поверхность. В результате проведения измерений в кольцевом аэрогидроканале были получены зависимости времени образования солитонов и их параметров (амплитуда, длина волны, скорость, время зарождения и период) от угла наклона ветрового потока и его силы. В частности эксперименты показали, что при изменении угла атаки ветра с 20º до 30º, время зарождения солитона увеличивалось. Его длина, амплитуда, скорость, нелинейность, период и параметр Урсела уменьшались, а дисперсия увеличивалась. При угле атаки ветра 40º солитон не наблюдался. Было выявлено, что при фиксированном угле атаки ветра (20º, 30º) уменьшение силы ветра приводило к увеличению времени зарождения солитона.

E-mail: mochulin@phys.msu.ru

Литература

1. *Селиверстов С.В., Шелковников Н.К.* «Лабораторное исследование ветровых одиночных волн», // М. МГУ. 5 стр. 1998. Деп. в ВИНИТИ 27.04.98 №1347—В98.
2. *Кононкова Г.Е., Показеев К.В.* «Динамика морских волн»,// М.: Изд-во Москва. Ун-та. 1985.
3. *Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами. // ИПФ РАН, Нижний Новгород, 1996г., 276с.

УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ НЕЛИНЕЙНО-СЛУЧАЙНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

Гончарук В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, механико-математический факультет

Введение

В работе выведены нелинейные уравнения для случайно-неоднородной упругой среды. Полученные результаты представляются полезными при прогнозировании землетрясений и анализа нефтяных резервуаров.

Методы

Для описания движения среды использовалось уравнение движения

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \widetilde{u}_i = \frac{\partial \widetilde{\sigma}_{ik}}{\partial x_k} + f_i \ ,$$

где $\widetilde{u}_i$ - компоненты вектора перемещений, $\widetilde{\sigma}_{ik}$ - компоненты тензора напряжений, f_i - возмущение

Обозначения в виде “~” над переменными означают случайность соответствующих величин. Случайность обусловлена тем, что рассматриваемая среда содержит поры, трещины или же включения других фаз.

Подставляя выражение напряжения через перемещения с точностью до второго порядка в приведенное выше уравнение, мы получаем нелинейное уравнение для вектора перемещений.

Рассматриваемая деформация представляется в виде

$$\widetilde{u}(x,t) = u^0(x) + u^1(x,t) + \widetilde{u}^1(x,t),$$

т.е. разбивается на статическую и динамическую случайную составляющую, в которой в свою очередь выделяется среднее и колебание с нулевым математическим ожиданием. Далее ставится и решается задача для среднего динамической составляющей - $u^1(x,t)$.

При этом для усреднения уравнений используется диаграммная техника Фейнмана. В итоге получен закон, описывающий распространение гармонических продольных и поперечных акустических волн с учетом нелинейности первоначальной деформации (и приложенного напряжения) в среде.

Результаты

Как результат мы можем получить закон дисперсии упругой волны, то есть связь частоты и волнового вектора, содержащие скорости продольного и поперечного звуков. Существенно, что эти скорости будут зависеть от приложенного статического тензора деформаций $u_{ij}{}^0(x)$. Таким образом, меняя этот тензор, можно влиять на распространение сигнала в нелинейной среде. Это позволяет поставить и решить обратную задачу по определению параметров среды через измеренные на опыте скорости поперечной и продольной акустических волн.

Например, при приложении одноосного напряжения возникает индуцированная анизотропия среды, которую мы можем зафиксировать по расщеплению поперечных волн. В этом случае по измерениям продольной и поперечных волн мы можем определить исходную анизотропию среды.

E-mail: vya-goncharuk@yandex.ru

Литература

1. Курьянов Ю.А., Кухаренко Ю.А., Рок В.Е. (2002) Теоретические модели в сейсмоакустике поротрещиноватых упругих сред. М.: Государственный научный центр Российской Федерации - ВНИИгеосистем

УДК 551.466

ВЛИЯНИЕ БЕРЕГОВОГО ОТКОСА НА ФОРМИРОВАНИЕ ВНУТРИВОЛНОВЫХ СОЛИТОНОВ

Гришин П.В., Решетов С.Н., Мочулин П.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Как известно, уединенные волны на воде были обнаружены Расселом в 1834 году [1]. В настоящее время в гидродинамике теорию уединенных волн (солитонов) находит применение для описания вол цунами, образование и взаимодействие их на по-

верхности жидкости исследуется теоретическими и лабораторными методами. Как правило, для генерации уединенных волн (солитонов) в лабораторных условиях используется механизм резкого импульсного воздействия, например, с помощью горизонтальной подвижки торцевой стенки канала (поршня). В последнее время, генерация солитонов была выполнена в кольцевом аэрогидроканале, под действием ветра на водной поверхности [2]. Вместе с тем, представляет интерес возможность генерации уединенных волн (солитонов) над наклонным дном внутренними волнами. Это важно для понимания гидрофизических процессов в шельфовой зоне моря, в особенности в районе платформ для добычи нефти и газа. С целью выявления механизма формирования солитонов нами была проведена серия экспериментов в лабораторных условиях.

Измерения производились в прямоугольном канале с наклонным дном при угле наклона, изменяющимся от 5 до 15 градусов. Двухслойная жидкость создавалась путем последовательной заливки соленой и пресной воды. Внутренние волны генерировались волнопродуктором, расположенным в торце канала. Вертикальный профиль скорости течения определялся при помощи красителей. Основным методом исследования являлась видеосъёмка.

Показано, что при периодических колебаниях на границе раздела двухслойной жидкости возникает сложная вертикальная структура течений. В области пикноклина течение направлено в сторону распространения внутренних волн. Компенсационные течения вблизи поверхности и у дна были направлены в противоположную сторону.

При движении внутренних волн над горизонтальным дном, их параметры практически не изменялись, но по мере наката на наклонную плоскость их амплитуда и длина заметно уменьшались, и в итоге происходил заплеск. Возвратное течение, обусловленное заплеском внутренних волн, сталкивалось с набегающей новой волной и оказывало на нее влияние, способствующее более быстрому обрушению встречной волны. Интересно отметить, что для поверхностных волн наблюдается другая ситуация, при которой во время наката на наклонную плоскость происходит увеличение амплитуды и уменьшение длины волны.

Выводы

1). Показано, что внутренние волны вызывают нагон на береговой откос (внутриволновой нагон). При этом компенсационные течения у поверхности и у дна направлены в противоположную сторону.

2). При накате внутренних волн на береговой откос происходит заметное уменьшение их амплитуды.

3). При заплеске внутренних волн на берег образуется компенсационное течение, которое взаимодействует с набегающей волной и усиливает ее укрученность.

E-mail: pavel-artur@mail.ru

Литература

1. *Russell J.S.* “Report on waves”, In: Rep. 14th Meeting of the British Association for the Advancement of Science. John Murray. London. 1844. P.311-390
2. *Шелковников Н.К.* “Вынужденные солитоны в жидкости ” Письма в ЖЭТФ, том 82, вып. 10, с.720-723

УДК 550.338

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕКОНСТРУКЦИИВЕРТИКАЛЬНОГО ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ И ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ

Калашникова С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Свойство ионосферы влиять на условия распространения электромагнитного излучения дает возможность для ее диагностики с помощью радиоволн. В связи с расши-

рением применения различных спутниковых систем, задача изучения ионизированных слоев атмосферы Земли, как среды распространения спутниковых радиосигналов, приобретает все большее значение.

В последние два десятилетия значительные успехи были достигнуты в разработке методов двумерной низкоорбитальной радиотомографии (НОРТ), позволяющих получать двумерные сечения распределения электронной концентрации и значения вертикального полного электронного содержания (ТЕС), вдоль трасс пролета спутников навигационных систем типа TRANSIT или ЦИКАДА, имеющих практически круговую орбиту на высоте около 1000-1150 км. Получаемые сечения достаточно точны и обладают высоким пространственным разрешением (ячейка дискретизации 30 на 40 км).

С другой стороны, в последние годы активно развиваются сети приемников высокоорбитальных (ВО) навигационных систем таких как GPS/ГЛОНАСС. Развитость сети наземных приемников позволяет составлять глобальные распределения вертикального ТЕС. При этом используется пересчет на вертикаль в приближении модели тонкого слоя. Результаты представляются в формате IONEX, имеющем пространственное расширение 2,5 градуса по долготе и 5 градусов по широте, временной шаг составляет 2 часа.

Навигационные спутники GPS/ГЛОНАСС в связи с большой высотой орбиты (~20000 км) обладают довольно малой угловой скоростью, как следствие, временное и пространственное разрешение ВО данных значительно уступает данным НОРТ. Неравномерность распределения станций приема ВО сигналов и наличие областей, в которых станции отсутствуют вовсе вынуждает применять интерполяцию с учетом известных моделей ионосферы, что также приводит к ухудшению точности реконструкций. НОРТ дает лишь единичные 2D разрезы из-за слабой развитости сетей приемников, однако ее данные, имея лучшее пространственное и временное разрешение, позволяют проводить более точный анализ.

В данной работе проведено сравнение данных о вертикальном ТЕС, полученных с помощью ВО навигационных систем с данными, полученными методом 2D НОРТ. Сравнивались значения вертикального ТЕС вдоль двух цепочек приемников (Аляска, Россия) за периоды 26.10.2003-01.11.2003, 21-27.07.2004, 07-10.11.2004.

Показано, что в условиях спокойной ионосферы значения вертикального ТЕС по ВО данным регулярно превышают соответствующие значения по данным НОРТ, что может быть связано с влиянием плазмосферы на распространение сигналов ВО навигационных систем. В условиях возмущенной ионосферы возможно обратное явление, что может быть объяснено достаточно сильным пространственным и временным усреднением ВО данных.

kalashnikova@mocent.ru

Литература

1. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д. Томография ионосферы. М.: Наука, 1991.
2. Куницын В.Е., Андреева Е.С., Кожарин М.А, Нестеров И. А. Радиотомография ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем. Вестник Московского университета. №1, 2005.
3. S. Shaer, W. Gurtner, J. Feltens Ionex: The IONosphere Map Exchange Format Version 1. 1998

О РОЛИ ТРЕХВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ФОРМИРОВАНИИ СПЕКТРА КОРОТКИХ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

*Косник М.В.

Черноморский филиал МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Севастополь, Украина

В настоящее время в различных видах человеческой деятельности применяются микроволновые средства наблюдения океана из космоса. Для интерпретации спутнико-

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

вой информации необходимы модели спектра ветровых волн гравитационно-капиллярного диапазона. Хотя в последние годы такие модели интенсивно развиваются, ряд наблюдаемых особенностей спектра не имеет общепринятого физического объяснения. К ним относятся: впадина на спектре кривизны в области минимума фазовой скорости при слабом ветре, заполняющаяся с увеличением скорости ветра; наличие «вторичного» пика спектра кривизны в капиллярной области; уменьшение угловой ширины спектра в капиллярной области. Предположительно, перечисленные эффекты возникают благодаря нелинейным взаимодействиям волн, которые, из-за трудностей расчета, учитываются в современных моделях лишь феноменологически.

Данная работа посвящена моделированию спектров гравитационно-капиллярного диапазона путем численного решения кинетического уравнения $dn(k,\theta)/dt = \sum Q_i(k,\theta)$, где n - спектральная плотность волнового действия, $\mathbf{k}=(k,\theta)$ - волновой вектор, члены Q_i описывают ветровую накачку, вязкую диссипацию, трехволновые взаимодействия и другие физические механизмы. Для учета трехволновых взаимодействий выполнялся расчет интеграла столкновений по методике, предложенной в работах [1-2]. Из нестационарного кинетического уравнения итерационным методом рассчитывается временнáя эволюция спектра. Установившееся решение, соответствующее балансу источников и стоков волнового действия, рассматривается как искомая модель спектра.

Выполненная работа позволяет сделать следующие выводы:

1. Трехволновые взаимодействия действительно ответственны за формирование основных наблюдаемых особенностей спектров кривизны, а именно:

- за образование при малых ветрах спектральной впадины для волн с длинами около 2 см;
- за рост спектра в области «вторичного» спектрального пика;
- за уменьшение угловой ширины спектра в капиллярной области.

2. Учет ветровой накачки приводит к тому, что с ростом скорости ветра спектральная впадина заполняется и исчезает, а «вторичный» пик повышается.

3. Спектр капиллярных волн есть результат баланса между трехволновым притоком энергии от длинных волн и диссипацией благодаря действию вязкости.

Автор выражает признательность д.ф.-м.н. Дулову В.А. (Морской гидрофизический институт НАН Украины) за научное руководство работой и помощь в подготовке тезисов.

E–mail: mahmed@rambler.ru

Литература

1. Дулов В.А. Слабонелинейный перенос энергии в гравитационно-капиллярном интервале поверхностных волн. Морской гидрофизический журнал. 2001, №1.
2. Дулов В.А., Неконсервативное слабонелинейное взаимодействие гравитационных и капиллярных волн. - Известия РАН. Физика атмосферы и океана. - 2002. - т. 38, №3.

СОПОСТАВЛЕНИЕ МЕЖДУНАРОДНОЙ МОДЕЛИ ИОНОСФЕРЫ (IRI-2001) С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЛУЧЕВОЙ РАДИОТОМОГРАФИИ ИОНОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ АНОМАЛИИ

Аношин Б.А., Леонтьева Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Экваториальная аномалия является одной из главных структур ионосферы и важнейшим фактором в прогнозировании параметров радиосвязи, радионавигации, локации и т.д. В экваториальной области ионосферы днем по обе стороны от геомагнитного экватора на широтах 15°-20° образуются максимумы (или гребни) ионизации. Это явление известно как экваториальная (или геомагнитная) аномалия (ЭА). Механизм об-

разования этой аномалии обусловлен так называемым «фонтан-эффектом» [1]. Исследование динамики ЭА, физических причин, определяющих ее формирование, развитие и изменчивость, находится в ряду одной из актуальных проблем геофизики. Для исследования структуры ионосферы успешно применяется спутниковая радиотомография (РТ), позволяющая восстановить двумерные сечения электронной плотности (в случае лучевой РТ крупномасштабных неоднородностей) в ионосфере по данным спутникового радиопросвечивания волнами УКВ диапазона [5]. Методы РТ позволили выявить ряд структурных и динамических особенностей ЭА [2-5]. С другой стороны, модель IRI на протяжении многих лет продолжает разрабатываться и корректироваться международной группой ученых и наиболее широко используется многими исследователями для получения необходимой (или недостающей) информации об ионосфере.

Целью данной работы было исследование структурных и динамических особенностей ЭА по данным модели IRI и сопоставление с результатами РТ-эксперимента в Юго-Восточной Азии по трассе Манила – Шанхай. В докладе представлены результаты сопоставления типичных модельных сечений с экспериментальными РТ-реконструкциями.

Как показали проведенные исследования, модель IRI описывает в среднем «фонтан-эффект», но не отражает ряд устойчивых структурных особенностей ЭА, которые наблюдались в РТ-реконструкциях [2]: ориентацию ядра ЭА в полуденные часы вдоль силовых линий магнитного поля Земли, образование «перетяжки» в области за ядром ЭА, существенную асимметрию краев ЭА и т.д. Проведенное сравнение данных модели IRI с измерениями ионозондов по критическим частотам показало, что наибольшие расхождения наблюдаются в области больших градиентов электронной плотности. Проанализированы особенности динамики гребня ЭА по модельным и экспериментальным данным. Результаты анализа данных модели IRI с данными РТ по динамике и структурным особенностям ЭА представляют практический интерес для многих геофизических и радиофизических приложений. Работа выполнена при поддержке РФФИ (№07-05-01120).

leon-03@bk.ru

Литература

1. Moffett R.J. (1979) The Equatorial Anomaly in the electron distribution of the Terrestrial F-region, Fundamentals of Cosmic Physics, 4, p.313-391
2. Andreeva E. S., Franke J.S., Yeh K.C., Kunitsyn V.E. (2000) Some features of the equatorial anomaly revealed by ionospheric tomography. Geophys. Res., Lett., 27, p. 2465-2468.
3. Yeh K.C., Franke S.J., Andreeva E.S., Kunitsyn V.E. (2001) An investigation of motions of the equatorial anomaly.Geophys. Res. Lett., 28, p.4517-4520
4. 4 Franke S.J., Yeh K.C., Andreeva E.S., Kunitsyn V.E. (2003) A study of the equatorial anomaly ionosphere using tomographic images. Radio Science, 38(1), p.11-1 - 11-12.
5. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. (2007) Радиотомография ионосферы. М.: Наука.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ СТРУИ НА СЛОЖНОМ РЕЛЬФЕ ДНА

Литвинов Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Цели данной работы включают выявление механизмов развития и математическое моделирование распространения струйных стратифицированных течений с топографическими возмущениями, обнаруженных экспедициями физического факультета МГУ (июль, 2003-2006) в Телецком озере (горный Алтай) [1]. Такие течения были зарегистрированы по всей области их распространения на сложном рельефе дна. Изучавшиеся потоки вызваны поступлением вод из глубоководной части озера с глубиной до 325 м на мелководный уча-

сток и далее к истоку р. Бия. Проблемы теоретического описания этих течений обусловлены не только их природой, но и условиями распространения. За счёт резких изменений рельефа дна с чередующимися подъёмами и впадинами глубиной до 38м в струйном потоке развиваются внутренние волны и топографические возмущения. Исследования подобных потоков, важны не только применительно к данному малоизученному озеру, которое является одним из основных источников великой р. Обь. Сходные течения, развивающиеся в подобных по рельефу дна районах водоёмов суши и морей, оказывают существенное воздействие на гидродинамические условия и на перенос примесей в областях действия таких потоков. Поэтому результаты экспериментальных и теоретических исследований течений этого типа представляют значительный научный и практический интерес [2].

В данной работе по результатам натурных измерений прослежено развитие стратифицированных струй и преобразования распределений концентраций примесей по глубине и вдоль по течению. Выявлены структуры полей скорости струй на продольно-осевых разрезах. Обнаружено появление в струе внутренних течений, которые периодически сливаются и разделяются, а в определённых условиях смещаются ко дну и объединяются с придонным стратифицированным потоком. Рассмотрены изменения профилей концентраций взвешенных и растворённых примесей в зоне действия стратифицированной струи. Установлено, что это течение транспортирует основную массу взвешенных и растворённых примесей из озера в р. Бию. Оценена роль топографических возмущений, возникающих на сложном рельефе дна, в динамике струи и формировании распределений примесей.

По результатам измерений на трёх продольно-осевых разрезах течения проверены найденные полуэмпирические выражения для оценки параметров струи и топографических возмущений [3]. Эти выражения применены при математическом моделировании течения и переноса примесей. Проведено сопоставление методов теоретического описания распределений концентраций примесей в развивающей струе и в придонном стратифицированном потоке. Подготовлена уточнённая с учетом результатов анализа новых экспериментальных данных версия двумерной математической модели промежуточной струи с топографическими возмущениями и внутренней волной.

E–mail:sea251@phys.msu.ru

Литература

1. Самолюбов Б. И. Придонные стратифицированные течения и транспорт взвеси в водохранилищах и озерах // Водные ресурсы. 2006. В Т. 33. № 4. С. 440–454.
2. De Cesare G., Boillat J.L. Intrusive and bottom density currents and induced vertical exchanges in a stratified lake // XXX IAHR Congress. AUTh. Thessaloniki. Greece. 24-29 August 2003. V.1.THEME. C. P. 381-388.
3. Samolyubov B.I., Afanasjev E. S., Shilnev A.W. Stratified currents in the gradient flow at the complex bottom relief // Int. conf. “Fluxes and structures in fluids”. Moscow. 2005. Abstr. P.98-100.

ВАРИАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙВ ОЧАГОВЫХ ЗОНАХ ПЕРЕД СИЛЬНЫМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ

**Лукьянов И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Настоящая работа исследует вариации напряжений в очаговых зонах перед сильными землетрясениями. Основной задачей сейсмологии является задача прогноза сейсмической активности. Особенно актуален этот вопрос в зонах субдукции и на активных окраинах континентов, то есть в зонах повышенной сейсмической активности. Девяносто процентов землетрясений, происходящих на нашей планете, имеют сдвиговую подвижку, и следовательно их можно представить моделью двойного диполя. Необходимо понимать, что рассматриваемая нами среда изначально находиться в равно-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

весном упругом состоянии. Параметры этого равновесного состояния определяются процессом нагружения среды, который складывается из гравитационных сил, сил инерции, обусловленных вращением Земли, и горизонтальной составляющей, определяемой глобальной тектоникой Земли. При землетрясении среда переходит от равновесного упругого состояния к неравновесому упругопластическому состоянию. При этом происходит эволюция параметров нагружения среды.

Если среда перешла через предел текучести, то через некоторое время обязательно произойдет снятие напряжений. Настоящая работа и рассматривает закономерности этого перехода, особое внимание уделяется вариациям предела текучести во времени.

В работе рассматривается двумерная модель представительного объема геофизической среды, которая представляется как система неоднородных и изотропных блоков. Каждый блок имеет свои размеры и распределения плотностей и упругих модулей. Построение модели среды ведется по аналогии с теорией физической мезомеханики, в частности вводится модель дислокационного скольжения.

Эволюции параметров нагружения среды соотносится с эволюцией сейсмической активности в данном регионе, с этой целью строиться зависимость моментной магнитуды от времени.

Математическая постановка задачи позволяет привести расчетную формулу для значений предела текучести среды как разности главных напряжений сжатия и растяжения среды.

$$\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} = k$$

Исходные данные, которые применялись в настоящей работе, брались с сайта национальной сейсмологической службы США[13].Прежде всего были отобраны крупнейшие землетрясения за период с 2000 по 2005 года. Минимальная магнитуда, выбранных событий, составляет 7.8, все землетрясения являются поверхностными.

Данная работа позволяет мне говорить о следующих основных полученных результатах.

Во всех рассмотренных случаях среда, перед сильным землетрясением переходит в состояние, при котором ее предел текучести стремится к нулевому значению.

Статистическая обработка данных позволяет делать долгосрочный прогноз предстоящего землетрясения по настоящей методике.

Литература

1. В.Н. Ашихмин, П.В. Трусов (2002) Прямое моделирование упругопластического поведения кристаллов на мезоуровне//Физ. мезомех.-Т.5-№3,С.37-51.
2. Воронина Е.В.(2004) Механика очага землетрясения// Москва из-во физического факультета МГУ
3. Миркин Л.И.(1968) Физические основы прочности и пластичности// Москва: из. Московского университета. – 537с.

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА НИЖНЕЙ МАНТИИ И ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ

**Лупачик В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

В познании внутреннего строения Земли, ее эволюции, важное место занимает актуальная проблема изучения термической истории планеты, ее современной тепловой энергетики и теплового режима, который, в свою очередь, определяет направленность

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

и интенсивность большинства физико-химических процессов, протекающих в недрах. Феноменологическая теория теплопроводности не справляется с этой проблемой из-за недостатка информации, необходимой для решения нестационарного, нелинейного и неоднородного уравнения теплопроводности. Поэтому наибольшую актуальность приобретают методы, позволяющие оценить распределение температуры в оболочках Земли с помощью сейсмических данных. Как правило, сейсмические модели применялись для оценки адиабатической температуры, которую связывают с нижним пределом возможного распределения температуры в недрах. В настоящей работе, на основе гипотезы Линдеманна, проводится расчет температуры плавления во внутреннем ядре Земли и в нижней мантии, как верхнего предела температур на соответствующей глубине.

Методы

С помощью основных положений физики твердого тела и гипотезы Линдеманна, согласно которой вещество плавится, когда амплитуда колебаний атомов достигает строго определенной доли от параметра решетки, выведена формула: $T_{пл} = \frac{1}{A^2}\frac{X_m^2 V_{cp}^2 \overline{M}}{R}$, где A≈1.013, X_m - постоянная Линдеманна, то есть то отношение амплитуды колебаний атомов к среднему расстоянию между атомами, при котором вещество плавится, V_{cp} - средняя акустическая скорость звука, $\overline{M}$ - средний атомный вес, R- универсальная газовая постоянная. Таким образом, появилась возможность, зная постоянную Линдеманна X_m для веществ недр Земли, рассчитать температуру плавления исключительно по сейсмическим скоростям и среднему атомному весу.

Результаты

На обширном минералогическом материале уточнены границы применения физического постулата Линдеманна о плавлении кристаллических твердых тел. На основе современных сейсмических и минералогических моделей Земли и с применением гипотезы Линдеманна, рассчитана возможная температура плавления нижней мантии (без использования реперных точек). Анализ показывает, что полученное распределение не противоречит наиболее распространенным современным представлениям о температуре на границе ядро- мантия. Также сделан вывод о невозможности в настоящее время однозначной оценки температуры плавления внутреннего ядра Земли с использованием гипотезы Линдеманна, в связи с малой точностью определения в нем механических параметров и, в частности, плотности, модуля сдвига, а, следовательно, и средней скорости звука.

E–mail: vilen85@mail.ru

Литература

1. Д. Браун, А. Массет. Недоступная Земля. М.: Мир, 1984.
2. Буллен К.Е. Плотность Земли. М.: Мир, 1978.
3. Джекобс Дж. Земное ядро. М.: Мир, 1979.
4. Ст. А. Шульгин, науч. рук. Г.И. Петрунин. Определение температуры плавления вещества мантии по современным сейсмическим данным. Дипломная работа. Физический факультет МГУ. 2004.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ АССИМИЛЯЦИИ ДАННЫХ В МОДЕЛИ ЧЕРНОГО МОРЯ К ОЦЕНКАМ ФУНКЦИЙ ВЗАИМНОЙ КОВАРИАЦИИ ОШИБОК ПРОГНОЗА

Мизюк А.И.

Черноморский филиал МГУ им. М.В. Ломоносова, Севастополь, Украина

Восстановление климатических полей течений Черного моря является весьма актуальной проблемой. Это связано с необходимостью решения прикладных задач, в

частности экологических. Решение данных проблем возможно на основе ассимиляции данных наблюдений в численной гидродинамической модели течений Чёрного моря [1,2].

Ассимиляция данных в модели может осуществляться различными способами. Ранее восстановление климатических течений Черного моря выполнялось на базе ассимиляции в модели климатических данных по температуре и солёности по следующему алгоритму. В уравнения диффузии тепла и соли включались источники, пропорциональные разностям климатической и модельной температуры и солёности соответственно, умноженные на коэффициент, зависящий от вертикальной координаты. На основе этого алгоритма был реализован также метод периодической ассимиляции данных. Впоследствии на основе ассимиляции альтиметрических измерений в модели моря был получен ещё один вид климатических полей – среднемесячных полей динамического уровня Чёрного моря. Вместе со среднемесячными климатическими массивами солёности и температуры поля динамического уровня могут быть использованы для реконструкции климатических течений Чёрного моря. При этом в уравнения переноса-диффузии тепла и соли добавляются источники, пропорциональные разности климатического альтиметрического и модельного уровней, умноженные на некоторые коэффициенты K^T и K^S для температуры и солёности соответственно. Оценки взаимно ковариационных функций, которые входят в эти коэффициенты, могут быть получены как по разностям между среднемесячными климатическими альтиметрическими и климатическими гидрологическими полями, так и по среднемесячным климатическим полям температуры, солёности и уровня.

В настоящей работе проведены оценки коэффициентов K^T и K^S по отмеченным выше полям и выполнены численные эксперименты по реконструкции полей течений Черного моря с усвоением климатических полей температуры, солёности и альтиметрического уровня. Проведены анализ и сопоставление полученных полей климатических течений для различных вариантов оценки коэффициентов K^T и K^S. Получено, что влияние климатического альтиметрического уровня на восстановление течений на отдельных горизонтах в летний сезон больше в случае оценки статистических характеристик по полям разностей между среднемесячными альтиметрическими и гидрологическими полями.

E-mail: miziouk@yahoo.com

Литература

1. Демышев С. Г., Кныш В. В., Коротаев Г. К. Численное моделирование сезонной изменчивости гидрофизических полей Черного моря // Морской гидрофизический журнал. – 2002. – №3. – С. 12–27
2. Кныш В. В., Демышев С. Г., Коротаев Т.К., Саркисян А.С. Методика ассимиляции климатических данных по температуре, солености и уровню Черного моря в численной модели циркуляции вод моря// Морской гидрофизический журнал. – 2007 (принята к печати)

УДК 550.338

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕС ТОМОГРАФИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ ПО ДАННЫМ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ GNSS

Падохин А.М

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

С развитием наземной сети приемников сигналов высокоорбитальных навигационных систем GPS и ГЛОНАС, расположенных практически по всему земному шару,

появилась возможность использовать непрерывные измерения параметров проходящих через ионосферу навигационных сигналов для региональной или глобальной реконструкции распределения электронной концентрации в ионосфере. В связи с этим целью данной работы является моделирование возможности восстановления глобального распределения электронной концентрации в ионосфере томографическими методами.

Входными данными для высокоорбитальной томографии ионосферы являются измерения фазы радиосигнала (фазового пути) при прохождении им пути от спутника до наземной станции-приемника на двух рабочих частотах. Для системы GPS эти частоты составляют $f_1 = 1575{,}42 MHz$ и $f_2 = 1227{,}6 MHz$, для системы ГЛОНАСС 1600MHz и 1250MHz соответственно. Соответствующие данные принято называть L_1 и L_2 - фазовые пути радиосигналов, измеренные в длинах зондирующих волн. По данным L_1 и L_2 можно определить полное электронное содержание вдоль распространения луча (наклонный slTEC) исходя из следующей формулы:

$$slTEC = \left(\frac{L_1}{f_1} - \frac{L_2}{f_2} \right) \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} \frac{c}{K} + const,$$

где $K = 40.308 \, м^3/c^2$, $c = 3 \cdot 10^8 \, м/c$ - скорость света в вакууме.

Томографический подход заключается в определении распределения электронной концентрации в ионосфере по набору интегралов по лучам, пересекающим область реконструкции, т.е. по набору slTEC для каждой пары спутник-приемник:

$$\int_l N_e(\vec{r}, t) dl = slTEC_l(t)$$

Было построено простейшее модельное распределение электронной концентрации в ионосфере, качественно отражающее такие особенности исследуемой среды, как различие концентраций на дневной и ночной стороне Земли, экваториальная аномалия и главный ионосферный провал. Использовалось приближение толстого слоя с постоянной толщиной, а все временные и пространственные неоднородности моделировались распределением электронной концентрации на высоте максимума слоя. Для модельного распределения электронной концентрации в ионосфере, и для реальной геометрии расположения приемников и спутников (на примере дня 30 октября 2003 года) была решена прямая томографическая задача и посчитаны значения наклонного TEC по лучам для каждой пары спутник-приемник.

По данным о наклонном TEC, полученным в прямой задаче, было проведено восстановление модельного поля электронной концентрации и поля вертикального TEC с использованием нескольких алгоритмов восстановления.

Продемонстрирована необходимость использования процедур интерполяции получаемого решения в области отсутствия данных или, при использовании итерационных методов решения, использования межитерационного сглаживания решения. Показано, что томографические методы дают возможность восстанавливать такие крупномасштабные неоднородности распределения электронной концентрации в ионосфере, как экваториальная аномалия и главный ионосферный провал, обладая при этом большей разрешающей способностью, чем общепринятые методики пересчета наклонного TEC на вертикаль. На рисунках 1 и 2 показаны модельное и восстановленное при реальной геометрии спутников и приемников (для 30 октября 2003 года) распределение вертикального TEC для времени 4:00UT. Видно хорошее совпадение результатов.

padokhin@mail.ru

Рис. 1 Модельное распределение вертикального ТЕСа (4 UT).

Рис. 2 Томографическая реконструкция вертикального ТЕС (4 UT)

Литература

1. В.Е. Куницын, Е.С. Андреева, М.А. Кожарин, И.А. Нестеров//Вестник московского университета. Физика и Астрономия. 2005. №1. С.74
2. Kunitsyn V.E., Tereshenko E.D., Ionoshperic Tomography, Springer-Verlag, 2003

ХАРАКТЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ПРИ ПОИСКЕ ЗАЛЕЖЕЙ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ФЛЮИДОВ

Рыжов В.А.

Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина

В геофизических методах исследования недр, Землю (среду) рассматривают как фильтр сейсмоакустических колебаний, параметры которого интересны эксперимента-

торам. В большинстве методов выводы о строении среды основываются, на анализе измерения отклика этой среды на мощное внешнее воздействие, в частности, электроразведка и стандартная сейсморазведка (ОГТ). Существуют метод низкочастотного сейсмического зондирования, построенный на анализе фоновых сейсмоакустических колебаний (микросейсм). Микросейсмы так же несут информацию о литологии геологической среды [1]. Основными параметрами волновых процессов являются амплитудно-частотные и фазовые характеристики [2], соотношение амплитуд на разных частотах, корреляционный анализ.

Важно выделить основное различие между *полезной* и *шумовой* компонентами сейсмоакустического сигнала. К *шумовой* компоненте относятся участки сигнала, в которых доминируют колебания от близких источников, спектр которых отражает структуру самого источника, а не среды. К *полезной* компоненте относятся участки сигнала, характеризующие структуру геологической среды, представленные в виде фонового сейсмоакустического шума, который формируется как суперпозиция фильтрованных средой сигналов далеких некогерентных источников. В результате анализа выявляется следующий ряд критериев необходимых для выделения полезной составляющей сейсмоакустического сигнала. *Полезная* компонента сигнала представляет собой суперпозицию микросейсмических всплесков случайной фазы, сформированных из естественного сейсмоакустического фонового поля. Время корреляции 1-2 сек. Ширина полосы полезного сигнала 0.5-2Гц, несущие частоты – 3- 6 Гц. К *шумовой* компоненте относятся: а) техногенные узкополосные помехи с шириной полосы 0.01-0.2Гц, длительностью до 3часов и более; б) техногенные ударные (ширина полосы до 30 Гц) помехи длительностью до 10сек и более. 2. В отсутствие узкополосных техногенных помех *полезная* компонента коррелированна в пространстве. В спектре усеченной взаимокорреляционной функции сигналов с двух, одновременно регистрируемых датчиков, разнесенных в пространстве на 100м, остается спектр коррелированных процессов. Анализ такого спектра позволяет значительно исключить влияние локальных маломощных (сравнимых с уровнем фонового шума) источников вблизи датчика. 3. Важной характеристикой *полезной* компоненты сейсмоакустического сигнала является вид кривой направления прихода доминирующей волны в целевом частотном диапазоне. *Полезная* компонента сигнала, как правило, не имеет ярко выраженного предпочтительного направления прихода сейсмоакустической волны. К *шумовой* компоненте относится сигнал от близких источников с ярко выраженным углом прихода. Таким образом, выявлен ряд критериев, необходимых для выделения *полезной* компоненты сигнала.

E-mail: vrizov@mail.ru

Литература

1. Винник Л.П., Пручкина Н.М. Исследование структуры короткопериодных микросейсм // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. -1964. -№5. –С. 688-701.
2. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения: //Пер. с англ. – М.: Мир, 1990. – 584 с., ил. ISBN 5-03-001191-9

ВЫВОД АНИЗОТРОПНОГО СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ТЕНЗОРА НАПРЯЖЕНИЙ В НАСЫЩЕННОЙ ПОРОУПРУГОЙ СРЕДЕ

Сбойчаков А. М.

Институт Физики Земли им. О.Ю. Шмидта, Москва

Введение

Впервые соотношение, связывающее эффективный тензор с полным тензором напряжений и давлением жидкости в пористой среде было предложено Терцаги в работе [4]. Он предположил, что эффективное давление на скелет равно

$$p_{ef} = p - mp_f \quad (1),$$

где p – приложенное давление, m – пористость, p_f – давление жидкости. Однако, его собственные измерения показали, что для многих материалов вместо соотношения (1) выполняется следующее соотношение

$$p_{ef} = p - p_f \quad (2).$$

В общей феноменологической теории Био анизотропной пороупругой среды возникает тензорный параметр α^{ik}, который контролирует давление жидкости p_f на твердый скелет. В постулированном Био вариационном принципе [1] вводится первоначальный параметр, описывающий консервативное статическое взаимодействие между деформациями в твердой и жидкой фазах. Исключив с помощью преобразования Лежандра деформацию жидкой фазы, можно получить соотношения для эффективного тензора напряжений

$$\sigma_{ef}^{ik} = \sigma^{ik} - \alpha^{ik} p_f \quad (3),$$

обобщающие соотношения (2) на анизотропный случай.

Методы

Исходя из микроскопических уравнений, выводим соотношения Био-Терцаги для анизотропной пороупргой среды, а также связь параметра Био с тензором модулей упругости, и обобщаем их на нелокальный случай, когда размеры статистических неоднородностей сравнимы с характерным регулярным масштабом задачи.

Результаты

Из микроскопики получено точное выражение, обобщающее связь между параметром Био и тензором эффективных модулей упругости, полученным из феноменологических соображений в работах [1,2,3].

E–mail: ipso-facto@yandex.ru

Литература

1. Biot, M.A. (1962) Mechanics of Deformation and Acoustic Propagation in Porous Media. Journal of Applied Physics, vol.33, pp.1482-1498.
2. Carcione, J.M. (2001) Wave Fields in Real Media: Wave Propagation in Anisotropic, Inelastic and Porous Media. Pergamon.
3. Nur, A., Byerlee, J.D. (1971) An Exact Effective Stress Low for Elastic Deformation of Rock with Fluids. Journal of Geophysical Research, vol.76, No.26, pp. 6414-6419.
4. Terzaghi, K. (1943), Theoretical Soil Mechanics, John Wiley, New York.

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВАРИАЦИЙ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЯКУТИИ

Тимофеева Г.А.

Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова, Якутск, Россия

Климатические процессы имеют сильную территориальную неоднородность, связанную с особенностями глобальной циркуляции атмосферы. В частности, т.н. западного переноса – устойчивого движения воздушных масс по всей толще атмосферы с запада на восток, и связанных с ним путей циклонов. Отсутствие на территории Якутии мощных загрязняющих атмосферу объектов, особенно в зимнее время, позволяет прослеживать принос воздушными массами аэрозолей и загрязняющих веществ из других

регионов [1]. Предполагается, что аэрозольное загрязнение Центральной Якутии обусловлено существованием т.н. «арктической дымки».

Эффективным методом исследования атмосферного аэрозоля является метод фотометрии прямого и рассеянного солнечного излучения. В ИКФИА СО РАН (г. Якутск) ведутся наблюдения за атмосферными аэрозолями при помощи стратосферного лидара и солнечного фотометра, входящего в международную сеть AERONET (NASA).

Оптические методы исследования позволяют проводить мониторинг аэрозольной составляющей атмосферы практически по всей его толще. Новизна метода заключается в одновременном измерении и комплексном анализе характеристик атмосферного аэрозоля при помощи комплекса оптических приборов в широком диапазоне атмосферных слоев с привлечением дополнительных данных о состоянии космической погоды.

Были рассмотрены солнечные протонные события, сопровождающиеся интенсивными всплесками солнечных космических лучей. При этом показано, что существует определенная зависимость замутненности атмосферы аэрозолем после достижения Земли потока энергичных (>1 МэВ) протонов. Спустя 6–7 дней после протонного события наблюдается рост количества атмосферного аэрозоля – вначале в мелкой, затем спустя 1–2 дня и в более крупной фракции, которая, как предполагается, выражается в появлении конденсированных капель воды. Последние, возможно, приводят к образованию облачности.

E-mail: linka85@list.ru

Литература

1. Кондратьев К.Я. Аэрозоль как климатообразующий компонент атмосферы. 2. Прямое и косвенное воздействие на климат // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т.15. №10. С. 851–866.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ ВЫСЫПАНИЙ ПО ДАННЫМ РАДИОТОМОГРАФИИ И СПУТНИКОВ DMSP

**Жалдыбина Е.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Ионосфера – ионизованная часть верхней атмосферы, расположенная выше 50 км. Основным источником ионизации днём является электромагнитное излучение Солнца в диапазоне рентгена и УФ, тем не менее важны также и корпускулярные потоки, галактические и солнечные космические лучи и др. Ионизация, производимая корпускулярным излучением, мала по сравнению с ионизацией электромагнитным излучением, однако вклад ее может оказаться заметным во время геомагнитных бурь, особенно если они достаточно интенсивны, и в ночное время, когда отсутствует электромагнитное излучение.

С начала 90-х годов интенсивно развиваются методы радиотомографии (РТ), позволяющие восстанавливать пространственную структуру распределения электронной концентрации при радиозондировании ионосферы [1-2, 4]. Существующие спутниковые навигационные системы (типа российских спутников «Цикада» и американских «Транзит»), имеющие практически круговую орбиту на высоте около 1000-1150 км, и наземные цепочки приемников дают возможность получать серии томографических данных по различным лучам. В РТ-экспериментах прием двух когерентных спутниковых сигналов на частотах 150 и 400 МГц и регистрация разности фаз между ними (при-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

веденной фазы) осуществляется на сети из нескольких наземных приемных станций, расположенных вдоль траектории спутников и на расстояниях порядка сотен километров. Такие системы позволяют получать в плоскости пролета спутника (высота-широта) двумерные РТ-сечения распределений электронной плотности ионосферы на расстояниях в 1-3 тысячи километров за времена порядка 10-15 мин. В последние годы радиотомография становится одним из основных инструментов исследования пространственных распределений электронной плотности в ионосфере. РТ-методы позволяют восстанавливать ионосферные неоднородности как естественного происхождения (провалы, гребни экваториальной аномалии, перемещающиеся ионосферные возмущения, пятна ионизации и т.д.), так и вызванные антропогенными факторами, в частности стартами ракет, промышленными взрывами, мощным КВ излучением [1-4].

Цель данной работы - сопоставление результатов РТ- реконструкций ионосферы с данными прямых измерений высыпаний спутниками DMSP [5, 6]. Спутники серии DMSP имеют полярную солнечно-синхронную орбиту на высоте ~850км и измеряют локальные потоки низкоэнергетичных частиц (электронов, ионов). Были проанализированы данные спутников DMSP и РТ-сечений ионосферы, полученные по измерениям на двух приемных цепочках: российской (Москва-Шпицберген) и американской в районе Аляски. Траектории спутников DMSP близки к ориентации линеек приемников, но могут проходить в стороне. При сопоставлении учитывались лишь пролеты – до 300км в обе стороны. В докладе представлены примеры следов высыпаний на РТ-сечениях ионосферы во время сильнейшей геомагнитной бури в конце октября 2003г. и во время ноябрьских гелиогеомагнитных возмущений 2004г. Максимальный уровень потока энергии высыпающихся электронов наблюдался 30.10.2003г. (Kp=9) в районе российской РТ-цепочки и составлял ~ $9 \cdot 10^9$ кэв $см^{-2}$ $сек^{-1}$, это превышает типичный поток энергии электронов в зоне полярных сияний при высокой солнечной активности. Проведенный анализ РТ-реконструкций распределений электронной плотности ионосферы и данных измерений DMSP показал, что широтные распределения высыпаний качественно соответствуют распределениям ионизации на РТ-сечениях. Пространственные масштабы высыпаний варьируются в широких пределах от единиц до десятков градусов по широте.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-05-01120).

Литература

1. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д. Томография ионосферы. М.: Наука, 1991.
2. Kunitsyn V.E., E.D.Tereshchenko. Ionospheric Tomography. Springer-Verlag. 2003.
3. Pryse S.E. Radio tomography: a new experimental technique. Surveys in Geophysics. 2003. V24, P.1-38.
4. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. М.: Наука. 2007
5. Newell et al. Morphology of nightside precipitation. J. Geophys. Res. 1996. V.101, P.10737-10748.
6. http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp

МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

Председатель подсекции
проф. Ягола Анатолий Григорьевич

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

**Артемьев А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В магнитосфере Земли на её ночной стороне на расстоянии нескольких земных радиусов существуют плазменные образования, называемые токовыми слоями (ТС) (Ness 1965). С учётом своей конфигурации, ТС хорошо описывается одномерными по пространственной координате, моделями. Одной из таких моделей является мотель тонкого токового слоя (ТТС) (Zelenyi et.al. 2004). Токовые слои магнитосферы Земли в основном состоят из ионов водорода и электронов. Поэтому модель ТТС является двухчастичной. В ТТС возможно развитие неустойчивостей различных типов, действие которых способно менять топологию ТТС и приводить к эволюции данной плазменной системы. Одной из самых известных неустойчивостей для ТС является разрывная неустойчивость (tearing). Данная неустойчивость возникает как волна, распространяющаяся поперёк ТС вдоль линий магнитного поля $\vec{A}_1(z,x) = A(z)\exp\{i\omega t - ikx\}$. Впервые изучение данного вида неустойчивости провел Laval (1966). К сегодняшнему дню устойчивость изотропных ТС по отношению к данному виду неустойчивости определена (Coroniti 1980). В данной работе затронут вопрос существования тиринг разрывной неустойчивости в модели анизотропного ТТС (Zelenyi et.al. 2004) и изучено влияние анизотропии на её развитие.

Кроме разрывной неустойчивости ТС подвержен так же неустойчивости изгиба (kink) и её симметричной моде (sausage) (Karimabadi et.al. 2003). Данное возмущение является волной, распространяющейся вдоль направления тока $\vec{A}_1(z,x) = A(z)\exp\{i\omega t - iky\}$.

Рис. 1. Периодическая структура плотности ионного тока, образованная в ТТС в результате развития разрывной неустойчивости

В данной работе с использованием уравнений Власова-Максвелла (Власов 1938) проведено численное исследование поведения функции распределения ионов в ТТС с развивающимися неустойчивостями и получены эволюционные картины параметров ТТС (Рис.1).

E–mail: ante0226@yandex.ru

Литература

1. Ness. N.F., (1965) The Earth's Magnetic Tail // J.Geophys. Res. 70, 2989
2. Zelenyi L. M., Malova H. V., Popov V. Yu., Delcourt D., and Sharma A. S. (2004) Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // Nonlinear Processes in Geophysics 11: 1–9 SRef-ID: 1607-7946/npg/2004-11-1
3. Laval G., Pellat R., and Vuillemin M., (1966). Instabilites electromagnetiques des plasmas sans colli-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

sions in // Plasma Physics and Controlled Fusion Research, vol.II, p. 259-276, International Atomic Energy Agency, Vienna.

4. Coroniti F.V. (1980) On the Tearing Mode in Quasi-Neutral Sheets // J.Geophys. Res., V. 85, NO A12, P 6719-6728.

5. Karimabadi H., Daughton W., Pritchett P., and Krauss-Varban D., (2003). Ion-ion kink instability in the magnetotail: Linear theory // J. Geophys. Res., 108(A11), 1400, doi:10.1029/2003JA010026.

6. Власов А.А. (1938), О вибрационных свойствах электронного газа // ЖЭТФ Т.8 Вып. 3.

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ МЕТРИЧЕСКАЯ ЭНТРОПИЯ ЗАШУМЛЕННОЙ ХАОТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Астахов С.В.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

На сегодняшний день большое внимание уделяется исследованию сложных систем – физических, химических, биологических, экономических, социальных и т.д. В качестве математических моделей таких систем широко используются нелинейные дифференциальные уравнения, демонстрирующие режимы детерминированного хаоса. В случае если математическая модель представляет собой динамическую систему, то в качестве меры сложности процесса, реализуемого такой системой, может быть использована метрическая энтропия Колмогорова [1, 2]. Энтропия Колмогорова равна нулю в случае детерминированного процесса, принимает положительные конечные значения в случае хаотического процесса и обращается в бесконечность в случае процесса стохастического.

Однако, для любых реальных систем всегда справедливо наличие шума, что переводит их в класс стохастических. Таким образом, оценка сложности динамики реальной системы с помощью энтропии Колмогорова не представляется возможной.

В настоящей работе вводится понятие относительной метрической энтропии, которая позволяет производить количественную оценку степени сложности динамики системы, находящейся под действием шума, по ее временной реализации. В отсутствии шума относительная метрическая энтропия представляет собой оценку сверху энтропии Колмогорова рассматриваемой системы. В системе, находящейся под действием шума, относительная метрическая энтропия конечна и возрастает с увеличением интенсивности шумового воздействия.

Для определения понятия относительной метрической энтропии используются алгоритмы численного статистического анализа динамики по Recurrence Plots [3, 4].

Анализ относительной метрической энтропии дает больше информации о перемешивающих свойствах зашумленной системы, чем анализ характеристических показателей Ляпунова, что демонстрируется на примере хаотической системы Ресслера, находящейся под действием шума.

E-mail: astakhovsv@chaos.ssu.runnet.ru

Литература

1. Колмогоров А.Н. Об энтропии на единицу времени как метрическом инварианте автоморфизмов// ДАН СССР. 1959. Т. 124.

2. Синай Я.Г. О понятии энтропии динамической системы// ДАН СССР. 1959. Т. 124.

3. Faure Ph., Korn H. A new method to estimate Kolmogorov entropy from recurrence plots: its application to neural signals// Physica D. 1998. V. 122. P. 265.

4. Thiel M., Romano M.C., Kurths J. Analytical description of recurrence plots of white noise and chaotic processes// Izv. VUZ. AND. 2003. V. 11. № 3.

АНАЛИЗ КАЧЕСТВА СЖАТЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПРОГРАММНОЙ СРЕДЕ PICLAB

Бекренёв В.А., Павлов Е.А., Голубев М.Н.

Ярославский государственный университете им. П. Г. Демидова,

Большинство из известных методов оценки качества изображений требуют наличия оригинала изображения как эталона. Однако известно, что человек может оценить качество изображения без использования эталонного изображения. Кроме того, наиболее широко используемые метрики объективного качества изображений - это пиковое отношение сигнал/шум (ПОСШ) и среднеквадратическая ошибка (СКО) - плохо коррелированны с визуальным воспринимаемым качеством. Последний факт делает использование оценок ПОСШ и СКО малоэффективным. Несмотря на относительно небольшое предлагаемое в литературе число методов, задача неэталонной оценки качества изображений привлекает в последние годы повышенный интерес.

Трудность построения неэталонных оценок заключается в том, что эффективная неэталонная модель оценки качества изображения возможна только при наличии априорной информации о типах искажений изображения.

Предлагается использовать неэталонную объективную оценку для сжатых изображений. На сегодняшний момент для сжатия изображений в большинстве случаев используется JPEG [1]. Он представляет собой метод сжатия с потерями, это обусловлено квантованием значений внутри каждого блока пикселей 8x8 и удалением высокочастотных компонент дискретного косинусного преобразования. В связи с этим в изображениях сжатых с помощью метода JPEG наблюдаются два вида искажений: блочность и размытие границ. В определении степени влияния данных искажающих факторов на изображение и заключается идея предложенного алгоритма оценки качества JPEG изображений, названного JPEG Quality (JQ)

Оценка JQ основана на определении разности между усредненными значениями пикселей на границе блоков 8x8 пикселей и по всему изображению. Кроме этого алгоритм оценивает эффект искажения контуров на изображения. Все вышеописанные значения объединяются формулой, которая является неэталонной объективной оценкой JQ для сжатого изображения:

$$JQ = \alpha + \beta B^{\gamma 1} A^{\gamma 2} Z^{\gamma 3},$$

где $\alpha, \beta, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ - параметры, которые подбирались таким образом, чтобы результат JQ как можно точнее был коррелирован с субъективными оценками [2, 3].

Алгоритм JQ реализован в программной среде PICLAB [4], где и проводилось его тестирование. Результаты тестирования показали следующее:

- алгоритм JQ быстро и эффективно определяет качество JPEG изображений и может использоваться в графических приложениях для контроля качества сжатых изображений;
- оценка JQ хорошо коррелированна с визуально воспринимаемым качеством;
- оценка JQ неплохо коррелированна с традиционными объективными оценками ПОСШ и СКО;
- алгоритм JQ может быть реализован на аппаратном уровне и встроен в системы автоматической обработки изображений.

Литература

1. Wallage G.K. The JPEG Still Picture Compression Standard // Communications of the ACM, Vol. 34, No. 4, pp. 31-44, 1991.
2. Recommendation ITU-R BT.500-11, Methodology for the subjective assessment of the quality of television pictures. ITU-T. 2002.
3. Хрящев В.В., Бекренев В.А., Саутов Е.Ю. Алгоритм неэталонной оценки качества JPEG изображений // Сб. докладов юбилейной науч.-техн. конф. «Инновации в радиотех-

нических информационно-телекоммуникационных технологиях». Москва, 2006. Часть 2. С. 194-201.
4. PicLab - Picture Laboratory official web page (www.piclab.ru).

СИСТЕМА УДАЛЕННОГО УПРАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОМ ФЕМТОСКАН, ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ДИСТАНЦИОННОМ ОБРАЗОВАНИИ

Филонов А.С., Темкина Н.А., Яминский И.В.
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В 21 веке современная лаборатория должна использовать все новейшие технологии в своей работе. Появление Интернет, безусловно, стало одним из крупнейших событий, перевернувших нашу жизнь. Поэтому интеграция возможностей Интернет в работу лаборатории явилась вполне осознанным и необходимым шагом. При создании сканирующего зондового микроскопа ФемтоСкан в него изначально была заложена возможность управления им с удаленного компьютера. Происходило это в середине 90-х годов, когда в России Интернет только начинал входить в повсеместный обиход. Тем не менее, приоритеты были расставлены правильно, и в настоящее время мы располагаем прибором, который не имеет аналогов по возможностям работы через сеть. Все операции по управлению микроскопом могут быть выполнены с удаленного компьютера, подключенного через Интернет (кроме первоначальной установки образца, разумеется). Еще одним замечательным свойством разработанной установки является то, что к микроскопу может быть подключено одновременно несколько пользователей. При этом команды управления могут идти только от одного пользователя, а результаты измерений поступают ко всем наблюдателям.

Программное обеспечение, управляющее микроскопом, состоит из нескольких блоков, часть которых специфична для данного прибора, а другие довольно универсальны. Универсальные блоки, которые могут быть использованы для автоматизации других приборов, мы выделили в набор библиотек, которые можно считать некоей унифицированной платформой для создания систем управления научным оборудованием. Библиотеки состоят из трех основных блоков:

- управление состоянием прибора через его представление в виде набора параметров (переменных)
- передача данных через Интернет, синхронизация удаленных компонент (клиента и сервера), аутентификация и шифрование
- пользовательский интерфейс

Все три части взаимосвязаны, главная объединяющая идея – это представление прибора в виде набора параметров. Для описания прибора используется несложный язык, с его помощью описывается преобразование от внутреннего представления параметров к реальному представлению (например, от битов ЦАП/АЦП в силу тока) и обратно. Задаваемые пользователем реальные значения автоматически проверяются, преобразуются во внутреннее представление, при этом так же автоматически обновляются зависимые параметры. Все операции унифицированы, и для расширения набора параметров не требуется дополнительного программирования пользовательского интерфейса – все реализуется через добавление пары строк в скрипт описания прибора.

Один и тот же прибор можно представить по-разному путем смены пользовательского интерфейса – в библиотеках реализована широко используемая сейчас технология «скинов» – различных графических оболочек.

Программное обеспечение разделяется на две части – серверную и клиентскую. К одному серверу может подключаться несколько клиентов, и такая схема открывает широкие возможности для дистанционного образования – например, учитель может управлять прибором, а ученики наблюдать за его действиями, а в какой-то момент функция управления может быть передана одному из учеников.

Так же возможность одновременного подключения нескольких клиентов удобна в реализации технической поддержки – ее можно осуществлять без выезда на место установки прибора.

Мы приглашаем всех заинтересованных лиц для активного сотрудничества, путем участия в дальнейшей разработке библиотек, совершенствования протоколов управления. Особенно интересно для нас будет реализовать на базе нашей платформы систему управления новым прибором, или модернизировать существующий прибор, добавив в него возможность управления через Интернет.

Платформа «ФемтоСкан» положена в основу создания нового экспериментального открытого лабораторного практикума зондовой микроскопии на кафедре физики полимеров и кристаллов Физического факультета МГУ.

Filonov@nanoscopy.org temkina@nanoscopy.org yaminsky@nanoscopy.org

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ ФИЗИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ СТАНДАРТА IEEE 802.11

Якушев И.С.

Сибирский Государственный Университет Телекоммуникаций и Информатики

В данный момент существует множество работ, посвященных изучению основных характеристик протокола IEEE 802.11, в том числе и различных вариантов реализаций его физического уровня, например [5]-[7], но исследования основных характеристик MAC уровня 802.11 с учетом различных вариантов реализации физического уровня, для передачи пакетов малой длины, до этого не проводились. Целью данной работы является определение наиболее эффективного варианта физического уровня протокола IEEE 802.11 для передачи пакетов малой длины, характерных для систем управления и контроля.

Существует несколько вариантов физического уровня протокола:

802.11 с использование технологии DSSS или FHSS [1]; 802.11a [2]; 802.11b с короткой или длинной преамбулой [3]; 802.11g обратно совместимые и без обратной совместимости с 802.11b [4], подробную информацию о них можно найти в тексте стандартов.

Анализ проводится для условий насыщения и идеального канала (отсутствие ошибок, скрытых терминалов, эффекта захвата). При анализе рассматривается фиксированное число станций, каждая станция всегда имеет пакет для передачи. Другими словами, работа происходит при условии насыщения, то есть, очередь передачи у станции постоянно не пустая. В работе использована математическая модель механизма “back off” на основе Марковской цепи, аналогичная модели из [5], расширенная и дополненная с учетом влияния параметров различных вариантов реализации физических уровней на основные характеристики MAC уровня 802.11.

Для осуществления сравнительного анализа за основу были взяты скорости передачи данных физического уровня IEEE 802.11a, а за тем принято допущение о возможности использования этих скоростей при работе остальных физических уровней. Расчет производился для скорости передачи данных 6 Мбит/с и длине пакета 60 байт. Наиболее худшими характеристиками обладает 802.11g с длинной физической преамбулой, значение данных характеристик будут использованы как эталонные для сравнительного анализа.

Средние значения пропускной способности и задержки, а так же их относительной разницы по сравнению с эталоном, приведены в таблице 1. Характеристики физического уровня 802.11a превосходят характеристики 802.11g с длинной преамбулой, примерно в 3 раза по параметру средней задержки, и примерно в 2,3 раза по параметру пропускной способности. Параметры средней задержки и средней пропускной способности 802.11a превосходят значения этих параметров 802.11b с короткой преамбулой, в 2 раза и 1,5 раза соответственно.

При изменении параметров расчета, как при увеличении скорости передачи данных, так и при уменьшении количества станций, происходит увеличение размера пакета, при котором применение 802.11b 11b с короткой преамбулой, становится более эффективным, чем 802.11a. На основании этого можно сделать вывод о том, что применение физического уровня 802.11a для пакетов малых длин, менее 100 байт, является эффективным, независимо от количества станций и скорости передачи данных. Параметры физического уровня 802.11a, совпадают с параметрами физического уровня 802.11g(без возможности совместимости с 802.11b), за исключением того, что они работают в различных частотных диапазонах. Таким образом, все результаты, полученные для 802.11a справедливы для 802.11g (без возможности совместимости с 802.11b).

	802.11g (д.п.)	802.11a	802.11b (к.п.)	802.11g (к.п.)	802.11	802.11b (д.п.)
Пропускная способность	0.098	0.226	0.151	0.137	0.097	0.106
Задержка, мс	17.51	5..97	11.4	12.67	13.66	16.28
Пропускная способность от эталона, %	100	228.75	153.28	138.47	99.19	107.50
Задержка от эталона, %	100	34,96	65.24	72.35	80.71	93.03

Таблица 1. Анализ характеристик физических уровней

В результате проделанной работы было установлено:

Физический уровень 802.11a/g является оптимальным для передачи пакетов малой длины (менее 100байт), как по параметрам пропускной способности, так и задержки.

В случае оптимального выбора физического уровня наблюдается уменьшение задержки в 3 раза и увеличение пропускной способности в 2.3 раза, по сравнению с не оптимальным вариантом. Для условий: размер пакета 60 байт, скорость передачи данных 6 Мбит/с, количество узлов 20.

Использование короткой преамбулы дает прирост пропускной способности в среднем на 40%, и уменьшение задержки в среднем на 30%. Для условий: размер пакета 60 байт, скорость передачи данных 6 Мбит/с, количество узлов 20.

Физический уровень 802.11a/g превосходит ближайший к нему по качеству характеристик физический уровень 802.11b(короткая преамбула), по параметру задержка, в 2 раза, по параметру пропускной способности - в 1.5 раза. Для условий: размер пакета 60 байт, скорость передачи данных 6 Мбит/с, количество узлов 20.

Использование физического уровня 802.11a и 802.11g (без возможности совместимости с 802.11b), в случае передачи пакетов малой длинны менее 100 байт, приводит к значительное улучшению основных характеристик протокола IEEE 802.11. Применение вариантов реализации физических уровней с использование короткой преамбулы, в случае передачи пакетов малой длины, менее 100 байт, приводит к улучшению основных характеристик протокола IEEE 802.11.

E-mail: ilser@ngs.ru

Литература

1. IEEE Standard for Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications, 1999. P802.11.
2. Part 11: Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications High-speed Physical Layer in the 5 GHz Band. IEEE Std. 802.11a-1999(R2003)
3. IEEE standard for Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) specifications, IEEE Std: 802.11b-1999/Cor 1-2001.
4. Part 11: Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) specifications Amendment 4: Further Higher Data Rate Extension in the 2.4 GHz Band. IEEE Std. 802.11g™-2003.
5. G. Bianchi, "Performance Analysis of the IEEE 802.11Distributed Coordination Function", IEEE Journal on Selected Area in Communications, vol.18, no.3, pp. 535-547, 2000.
6. P. Chatzimisios, A. C. Boucouvalas and V.Vitsas, "IEEE 802.11 Packet Delay – A Finite Retry Limit Analysis",IEEE GLOBECOM, vol. 2, pp.950-954, December 2003.

ОПТИМИЗАЦИЯ КОДИРОВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ ПРИ ПОМОЩИ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ

Короткова М.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Оптическая передача информации широко применяется в настоящее время. Квантовые состояния света, которые используются при этом, близки к когерентным [1,2]. С точки зрения квантовой теории передачи информации, существенным минусом когерентных состояний является их неортогональность. Альтернативный подход к проблеме – использование ортогональных состояний, например, двоичное кодирование при помощи однофотонных состояний. Однако статистика распределения вылетающих из лазера фотонов является пуассоновской, то есть для получения строго однофотонного состояния приходится работать в режиме малой мощности, когда среднее число фотонов в импульсе гораздо меньше единицы, а это означает значительное уменьшение полосы пропускания канала связи. В то же время возможен промежуточный подход, при котором используются сжатые состояния. В них дисперсия одной из квантовых компонент меньше, чем в когерентном состоянии (за счёт увеличения дисперсии другой компоненты). Таким образом, удаётся сочетать сильные стороны предыдущих подходов: с одной стороны снимается проблема малой мощности. С другой стороны, сжатые состояния могут быть "более ортогональными", чем когерентные.

В процессе кодировки с помощью сжатого состояния информацию можно записывать в значение угла, соответствующего этому состоянию. Договоримся, что в системе возможно $N=2\pi/\delta\Phi$ состояний, где $\delta\Phi$ – угол между соседними состояниями. При помощи такой системы можно кодировать информацию по основанию N. Конечно, чем больше N, тем лучше, однако, при уменьшении $\delta\Phi$ увеличивается вероятность ошибки при декодировке, которая возникает из-за ненулевой вероятности перепутать состояния, то есть решить, что дано состояние, соответствующее углу Φ'', когда на самом деле угол равен $\Phi'\neq\Phi''$. Общая ошибка получается из возможности перепутать истинное состояние с любым из N-1 остальных. Однако, в силу экспоненциального убывания волновых функций, основную роль играют два соседних с данным состояния. Исключением является случай, когда их центры близки к нулю координат, но этот режим является заведомо неоптимальным.

В настоящей работе вычислено перекрытие двух соседних сжатых состояний и произведена оптимизация по степени сжатия при заданной средней энергии состояния. В общем случае получено численное решение, а для частного случая малых углов $\delta\Phi<<1$ и больших значений числа квантов $n>>1$ задача решена аналитически. Оказалось, что в данных условиях пересечение зависит только от произведения $\xi=n\times\delta\Phi$, а условие удалённости центра распределений от нуля координат, о котором говорилось

выше, выполняется тем лучше, чем больше ξ. В этом случае получается зависимость вида $\delta\Phi=(-\ln(|\langle\psi|\psi_1\rangle|^2))^{1/2}/n$, определяющая минимально возможный угол между кодирующими состояниями (а значит и разрядность системы) при заданных перекрытии соседних состояний $|\langle\psi|\psi_1\rangle|$ и числе квантов. Этот результат можно сравнить с полученным в [3], где была решена аналогичная задача на определение минимальной дисперсии фазы при заданном числе квантов.

E–mail: mariya_korotkova@mail.ru

Литература

1. Мандель Л., Вольф Э. (2000) Оптическая когерентность и квантовая оптика. Москва, изд-во ФИЗМАЛИТ
2. М.О.Скалли, М.С.Зубайри (2003) Квантовая оптика. Москва, Изд-во ФИЗМАТЛИТ
3. M.J.Collett, Physica Scripta (1993) Vol. T48, 124-127

ЭВОЛЮЦИЯ ПОНЯТИЯ "РАЗМЕРНОСТИ" В ФИЗИКЕ"

Лайтнер Ю.И., Архинчеев В.Е.

Забайкальский государственный гуманитарно-педагогический университет, г.Чита, Россия

Понятие размерности является фундаментальным понятием в физике и математике. На интуитивном уровне представляется достаточно очевидным, например, различие между точкой и линией, или линией и плоскостью. И обычно вводят Евклидову размерность пространства D как м*инимальное число параметров, необходимых для описания положения точки в пространстве*. Размерность пространства D = 3, размерность плоскости – D = 2, линии – D = 1, точки D = 0. И если мы определим одномерный (двумерный N-мерный объект) как множество точек, то на первый взгляд кажется, что чем больше размерность объекта , тем больше точек он содержит, т.е. на плоскости гораздо больше точек , чем на прямой и в этом основное отличие.

Однако Кантором был построен пример однозначного дискретного отображения множества точек, принадлежащих квадрату, на отрезок. Каждой точке квадрата с координатами $(x = 0,a_1a_2a_3...; y = 0,b_1b_2b_3..)$ ставится в соответствие точка на линии с координатой $z = 0,a_1b_1a_2b_2a_3b_3....$ т.е. квадрат однозначно дискретным образом отображается на отрезок. Аналогичный пример непрерывного отображения квадрата на линию был построен Пеано– кривая Пеано. Поэтому, чтобы отличить объекты разной размерности была введена *топологическая размерность* Dim X - число линейно независимых координат множества в линейном пространстве (Пуанкаре). Она равна Dim X= Dim C +1 . Здесь Dim C – это размерность топологического разреза разделяющий объект на две несвязные части. Размерность пустого множества равна Dim C= -1. Поэтому топологическая размерность точки равна Dim C= 0. Топологическая размерность объекта - всегда целое число.

Можно ввести и другую *метрическую или Хаусдорфову размерность* D_H .Она определяется через число покрытий малого радиуса изучаемого объекта. *Хаусдорфова размерность* - это предел отношения логарифма числа ячеек разбиения этого множества, содержащий хотя бы один его элемент, к логарифму величины, обратной линейному размеру ячейки при его стремлении к нулю.

$$D_H = \lim_{r\to\infty}\frac{\ln N(r)}{\ln\left(\frac{1}{r}\right)}$$

При этом метрическая размерность не обязательно должна быть целым числом. Для обычных гладких объектов топологическая размерность и метрическая размерность совпадают, и тогда вводится только одна, Евклидова размерность.

Но оказалось, что существует широкий класс объектов, для которых эти размерности не равны и тогда надо использовать спектр размерностей для более полного описания этих объектов. Например, вводят *размерность самоподобия D,* которая соответствует Хаусдорфовой размерности:

$$D = \frac{\ln N}{\ln n},$$

где N- число, показывающее во сколько раз увеличивается количество одинаковых элементов структуры при переходе к следующему шагу дробления, а n – число, показывающее во сколько раз при этом уменьшается линейный масштаб этих элементов. Также сами объекты, у которых различные топологические и метрические размерности, называют фракталами.

Фракталы – самоподобные множества, у которых размерность Хаусдорфа не равна топологической размерности.

Ниже в таблице приведены примеры вычисления фрактальных (Хаусдорфовых) размерностей для различных объектов.

Фрактальное множество	Принцип построения	Фрактальная размерность	Примечания
Кривая (снежинка) Коха (шведский математик Helge von Koch, который впервые описала ее в 1904) - строго самоподобный фрактал, так как он единообразно устроен в любом масштабе – регулярный фрактал.	n=0 n=1 n=2 n - итерация	$D_F = \frac{\ln 4}{\ln 3} = 1{,}2618$	$Dim(line) > D_F > d$ снежинка Коха представляет собой линию бесконечной длины, ограничивающую бесконечную площадь
Множество (пыль) Кантора (немецкий математик, в 1883 г построил множество, носящее его имя).	n=0 n=1 n=2	$D_F = \lim_{n\to\infty} \frac{\ln 2^n}{\ln\left(\frac{1}{3^n}\right)} = \frac{\ln 2}{\ln 3} = 0{,}6309$	$d > D_F > Dim(point)$ множество Кантора представляет несчётное множество точек, обладающего мощностью континуума.
Салфетка Серпинского (польский математик, в 1915 году придумал занимательный объект)	n=0 n=1 n=2	$D_F = \frac{\ln 3}{\ln 2} = 1{,}5849$	Салфетка Серпинского имеет нулевую площадь, т.к. в процессе её построения была исключена площадь, в точности равная площади исходного треугольника
Губка Менгера - является пространственным аналогом квадратного ковра Серпинского	n=0 n=1 n=2 n=3	$D_F = \frac{\ln 20}{\ln 3} = 2{,}7268$	$2 > D_F > 3$ губка имеет нулевой объём, но обладают бесконечной площадью поверхности своих пор

ljuliya@rambler.ru

Литература

1. B. Mandelbrot, Frcatal Geometry of Nature, San-Francisco, USA, 1982
2. Божокин С.В, Паршин Д.А. Фракталы и мультифракталы - Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2001, 128 с.
3. Гринченко В.Т.,. Мацыпура В.Т, Снарский А.А.. Введение в нелинейную динамику. Хаос и фракталы. – Киев: Наукова Думка, 2005, 263 с.
4. Морозов А.Д. Введение в теорию фракталов. - Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2002, 160.

ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДИКИ FR-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЛНОВОДОВ

*Мухартова Ю.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Во многих задачах математической теории волноводов возникает необходимость исследовать следующий объект:

$$u + A_1 u + A_2 u_z + A_3 u_{zz} = Kf \tag{1}$$

где A_1, A_2, A_3 и K – компактные операторы, действующие в некотором гильбертовом пространстве H, а $f(z)$ - функция со значениями в H. В различных задачах функция f может быть финитной, экспоненциально убывающей при $z \to \pm\infty$ или гармонически зависящей от z, но в любом случае она должна быть по крайней мере непрерывна.

Для того чтобы выделить единственное решение (1), необходимо поставить некоторое дополнительное условие на бесконечности. Исходя из физических соображений, можно утверждать, что это условие должно соответствовать расходящимся волнам в дальней зоне, если $f(z)$ стремится к нулю на бесконечности. Если же функция $f(z)$ является гармонической и удовлетворяет альтернативе Фредгольма, то решение задачи должно содержать гармоническую компоненту с соответствующей постоянной распространения. Одна из основных целей данной работы – показать, что использование в качестве такого условия наличия у решения обобщенного преобразования Фурье является вполне корректным.

На основании результатов М.В. Келдыша и М.Г. Крейна можно показать, что решение задачи

$$\hat{u} + A_1\hat{u} + i\gamma A_2\hat{u} - \gamma^2 A_3\hat{u} = K\hat{f} \tag{2}$$

является мероморфной функцией γ, поведение которой при $\gamma \to \pm\infty$ на действительной оси определяется поведением функции $\hat{f}(\gamma)$. В частности, если соответствующее (2) однородное уравнение имеет конечное число действительных собственных значений, то при достаточно больших по модулю действительных γ справедлива оценка

$$\|\hat{u}(\gamma)\| \le \text{const} \cdot \left\|\hat{f}(\gamma)\right\| \tag{3}$$

При использовании Fr-образа функции $f(z)$ в качестве $\hat{f}(\gamma)$ решение (2) можно рассматривать как Fr-образ решения (1). Если соответствующее (2) однородное уравнение не имеет нулевых собственных значений, то благодаря асимптотике (3) $u(z) = \text{Fr}[\hat{u}(\gamma)]$ является единственным решением (1), допускающим Fr-преобразование.

---

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

Используя лемму Жордана и замыкая контур интегрирования в Fr-преобразовании в соответствующих полуплоскостях, можно показать, что данное решение удовлетворяет парциальным условиям излучения при $z \to \pm\infty$.

Предложенная методика может быть проиллюстрирована на примере задачи о возбуждении колебаний финитным током $\mathbf{j} \cdot e^{-i\omega t}$ в полом цилиндрическом волноводе кругового сечения радиуса R с осью Oz, на границе которого выполняется импедансное условие $[\mathbf{n}, \mathbf{E}] = \varsigma[\mathbf{n}, [\mathbf{n}, \mathbf{H}]]$, где ς - произвольная комплексная постоянная.

Пусть $\{\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0\} \cdot e^{-i\omega t}$ - поле, которое возбуждалось бы током $\mathbf{j} \cdot e^{-i\omega t}$ в рассматриваемом волноводе, если бы его стенки были идеально проводящими. Выразим поле невязки $\{\hat{\mathbf{E}}, \hat{\mathbf{H}}\} = \{\mathbf{E}, \mathbf{H}\} - \{\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0\}$ при помощи векторов Герца $\mathbf{\Pi}^e = \varphi(\rho, \theta, z) \cdot \mathbf{e}_z$ и $\mathbf{\Pi}^m = \psi(\rho, \theta, z) \cdot \mathbf{e}_z$ и разложим функции φ и ψ, а также φ_0 и ψ_0, соответствующие случаю идеально проводящих стенок, в ряды Фурье по θ:

$\varphi(\rho, \theta, z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{-im\theta} \varphi_m(\rho, z)$ и т.д. Решение задачи

$$\begin{cases} \Delta_\rho \hat{\varphi}_m + \left(\omega^2 - \gamma^2 - \dfrac{m^2}{\rho^2}\right)\hat{\varphi}_m = 0, \\ \Delta_\rho \hat{\psi}_m + \left(\omega^2 - \gamma^2 - \dfrac{m^2}{\rho^2}\right)\hat{\psi}_m = 0, \\ -i\omega\varsigma \dfrac{d\hat{\varphi}_m}{d\rho} + \dfrac{m\gamma}{R}\varsigma\hat{\psi}_m - \left(\omega^2 - \gamma^2\right)\hat{\varphi}_m \Big|_{\rho=R} = i\omega\varsigma \dfrac{d\hat{\varphi}_m^{(0)}}{d\rho} - \dfrac{m\gamma}{R}\varsigma\hat{\psi}_m^{(0)} \Big|_{\rho=R}, \\ i\omega \dfrac{d\hat{\psi}_m}{d\rho} + \dfrac{m\gamma}{R}\hat{\varphi}_m + \varsigma\left(\omega^2 - \gamma^2\right)\hat{\psi}_m \Big|_{\rho=R} = -\varsigma\left(\omega^2 - \gamma^2\right)\hat{\psi}_m^{(0)} \Big|_{\rho=R}, \end{cases} \tag{4}$$

будет играть роль Fr-образов коэффициентов Фурье функций $\varphi(\rho, \theta, z)$ и $\psi(\rho, \theta, z)$. Для всех γ, не являющихся корнями уравнения $\mathrm{Det}(\gamma, \lambda(\gamma)) = 0$, где $\lambda(\gamma) = \omega^2 - \gamma^2$ и

$$\mathrm{Det}(\gamma, \lambda) = \varsigma\omega^2\lambda\left[J_m'\left(\sqrt{\lambda}R\right)\right]^2 - i\omega\left(1 + \varsigma^2\right)\lambda^{3/2} J_m\left(\sqrt{\lambda}R\right) J_m'\left(\sqrt{\lambda}R\right) - \varsigma\left(\lambda^2 + \left(\frac{m\gamma}{R}\right)^2\right) J_m^2\left(\sqrt{\lambda}R\right), \tag{5}$$

решение задачи (4) может быть найдено как

$$\left(\hat{\varphi}_m \quad \hat{\psi}_m\right)^T = \left(A_m(\gamma) \quad B_m(\gamma)\right)^T J_m\left(\sqrt{\omega^2 - \gamma^2}\,\rho\right), \tag{6}$$

где введены обозначения:

$$A_m = \frac{\varsigma}{\mathrm{Det}(\gamma, \lambda)} \left\{ \left(i\omega\sqrt{\lambda} J_m'\left(\sqrt{\lambda}R\right) + \varsigma\lambda J_m\left(\sqrt{\lambda}R\right)\right) \left\{ i\omega \frac{d\hat{\varphi}_m^{(0)}}{d\rho} - \frac{m\gamma}{R}\hat{\psi}_m^{(0)} \right\} + \varsigma\lambda \frac{m\gamma}{R} J_m\left(\sqrt{\lambda}R\right)\hat{\psi}_m^{(0)} \right\} \Bigg|_{\rho=R}$$

$$B_m = \frac{-\varsigma}{\mathrm{Det}(\gamma, \lambda)} \left\{ \frac{m\gamma}{R} J_m\left(\sqrt{\lambda}R\right) \left\{ i\omega \frac{d\hat{\varphi}_m^{(0)}}{d\rho} - \frac{m\gamma}{R}\hat{\psi}_m^{(0)} \right\} - \lambda\left(i\omega\varsigma\sqrt{\lambda} J_m'\left(\sqrt{\lambda}R\right) + \lambda J_m\left(\sqrt{\lambda}R\right)\right)\hat{\psi}_m^{(0)} \right\} \Bigg|_{\rho=R}$$

Если ω не совпадает ни с одной из частот отсечки, то асимптотика коэффициентов A_m и B_m при $\gamma \to \pm\infty$ обеспечивает равномерную сходимость интегралов

$$\frac{1}{2\pi}\int_{C_\varphi} e^{i\gamma z}\hat{\varphi}_m(\gamma, \rho)d\gamma \quad \text{и} \quad \frac{1}{2\pi}\int_{C_\psi} e^{i\gamma z}\hat{\psi}_m(\gamma, \rho)d\gamma,$$

в которых контуры C_φ и C_ψ совпадают с действительной осью всюду, кроме некоторых окрестностей действительных полюсов подынтегральных функций. При этом от-

рицательные полюса обходятся по верхней полуплоскости, а положительные – по нижней. Данные интегралы представляют собой коэффициенты Фурье $\varphi_m(\rho, z)$ и $\psi_m(\rho, z)$ для поля невязки, удовлетворяющего парциальным условиям излучения.

E-mail: muhartova@yandex.ru

Литература

1. Келдыш М.В. (1985) О полноте собственных функций некоторых классов несамосопряженных линейных операторов. Гл. I. Избранные труды. Математика. М.: Наука,. С. 305-320.
2. Гохберг И.Ц., Крейн М.Г. (1965) Введение в теорию линейных несамосопряженных операторов. М.: Наука, главная редакция физ.-мат. литературы, 1965 г.
3. Боголюбов А.Н., Малых М.Д. (2003) Замечание об условиях излучения для нерегулярного волновода// ЖВМ и МФ.. Т. 43. № 4. С. 585-588.
4. Боголюбов А.Н., Малых М.Д., Мухартова Ю.В. (2006) Об удовлетворяющем условию излучения решении краевой задачи для произвольного эллиптического оператора// ЖВМ и МФ.. Т. 46. №12. С. 2230-2236

ПРИМЕНЕНИЕ СОГЛАСОВАННЫХ ОДНОМЕРНЫХ ВЕЙВЛЕТ-ФИЛЬТРОВ В РАСПОЗНАВАНИИ РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ

Новоселов С.А.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

По мере развития компьютерных систем становится все более очевидным, что использование этих систем намного расширится, если станет возможным использование человеческой речи при работе непосредственно с компьютером, и в частности станет возможным управление машиной обычным голосом в реальном времени, а также ввод и вывод информации в виде обычной человеческой речи.

Речевой сигнал является примером нестационарного процесса, в котором информативным является сам факт изменения его частотно-временных характеристик. Для анализа речевых сигналов уместно применить такой математический метод, как вейвлет-преобразование.

Вейвлет-анализ является на сегодняшний день одной из самых перспективных технологий анализа данных.

В процессе теоретического анализа в области вейвлет-пребразования, было получено выражение, позволяющее выполнять расчет АЧХ вейвлет-фильтра (ВФ), который обеспечивает полное восстановление сигнала после процедуры одноуровневого вейвлет-разложения, используя только низкочастотные компоненты разложения.

Пусть S_k - исходный сигнал, длиной N отсчетов, а $F(j\omega)$ - его Фурье-спектр, тогда АЧХ и ФЧХ ВФ $H(j\omega)$ со свойством полного восстановления определяется формулами (1) и (2):

$$H^2(\omega) = \frac{2F^2(\omega)}{F^2(\omega+\pi) + F^2(\omega)}, \tag{1}$$

$$\arg(H(j\omega)) = -\frac{(\arg(F(j\omega)) - \arg(F(j(\omega+\pi))) - \pi(\omega))}{2} - \frac{N\omega}{2}. \tag{2}$$

Такие фильтры называют одномерными согласованными ВФ (СВФ).

В данной работе для решения задачи распознавания речи предлагается использование согласованных одномерных вейвлет-фильтров, основная особенность которых состоит в том, что их импульсная характеристика формируется с учетом характеристик обрабатываемого сигнала.

Используя свойство согласованности СВФ с обрабатываемыми сигналами, в работе предлагается синтезировать отдельный фильтр для каждой фонемы и образовать блок фонемных СВФ. Обрабатывая речевой сигнал данными фильтрами, можно определить наличие тех или иных фонем в исходном сигнале путем простого сравнения энергии детализирующих вейвлет-коэффициентов на выходе фильтров.

В данной работе был разработан алгоритм пофонемного распознавания речевых сигналов с использованием блока фонемных СВФ. Эксперименты велись как по распознаванию отдельных фонем, так и фонем в составе слов (слитная речь).

Предварительные результаты дают основания полагать, что применение согласованных вейвлет-фильтров в задаче распознавания речи является очень эффективным.

E–mail: dcslab@uniyar.ac.ru

Литература

1. Daubechies I. Ten Lectures on Wavelets. SIAM, Philadelphia, PA, 1992.
2. Chui C.K., editor. An Introduction to Wavelets. Academic Press, New York, 1992.

О НОВЫХ ПОДХОДАХ К ОЦЕНКЕ И СРАВНЕНИЮ ВАРИАНТОВ СЛОЖНЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ. ЧАСТЬ 2

Побегайло П.А.

Задачу поиска, подходящего для проектировщика устойчивого варианта СТС, можно представить в виде $S_i = AB_i \to 0$, или через уравнение задающее сферу $\sqrt{C_i^2 + M_i^2 + (100 - K_i)^2} = S_i \to 0$, где $C_i \to 0, M_i \to 0, K_i \to 100$, при $C_i \geq 0, M_i \geq 0, K_i \in [0,100]$. Отсюда процесс поиска подходящего варианта СТС есть процесс коллапса пространств (сфер) состояний СТС (схлопывание сфер по направлению от наибольшей к наименьшей).

Дополнительно отметим, что в случае необходимости число ИП СТС может быть расширено до 7 (число обусловлено особенностями человеческой психики). При этом сфера, отображавшая вариант СТС, сменится восьмигранником (при 6 ИП), ромбовидной фигурой (при 4 ИП) и т.п. В качестве параметра сравнения для объемных фигур следует использовать их объем, а для плоских – их площадь. Именно эти параметры и будут характеризовать их уровень энтропии.

На основании всего выше сказанного, ограничиваясь для удобства четырьмя отмеченными ранее ИП, можно выписать следующее уравнение состояния для СТС (условие многокритериальной оптимизации СТС в общем виде):

$$S_i(M_i, C_i, K_i', T_i) \to Min, \quad (1).$$

Понятно, что энтропия лучшего варианта СТС не может уменьшаться, она уже минимальна. Напомним, что рост энтропии возможен лишь при ухудшении варианта СТС, при нарастающем удалении его от оптимального варианта. Таким образом: энтропия системы, в нашем случае, есть не что иное, как количество информации, не хватающей для ее оптимального создания (полного описания). Вполне ясно, что при не стохастической модели синтеза варианта СТС почти все отклонения вектора состояния от оптимального положения формируются за счет не оптимальности исходных данных (ИД). Введем поэтому понятие количество информации H_i, позволяющее характеризовать указанное отклонение ИД. Будем определять параметр H_i по формуле:

$$H_i = -\sum_{j=1}^{d} \Delta_j, \quad (2),$$

где j = 1, 2 … d – число ИД, образующих d-мерное фазовое пространство ИД; Δ_j - сумма отклонений всех ИД от их оптимальных значений.

Анализируя формулу 2 видно, что при оптимальных ИД количество информации максимально и условно равно нулю. В противном случае количество информации, имеющееся у нас для рационального проектирования, уменьшается. Нормирование и уточнение формулы для определения параметра Δ_j в настоящей работе не выполняется. Однако ясно, что для конкретного исходного параметра СТС значение Δ_j равно расстоянию между двумя точками, или говоря иначе – длине соответствующего вектора. Если же каждый набор ИД для одного варианта СТС представлять в виде d-мерного вектора в соответствующем пространстве, то в этом пространстве следует задать метрику $\rho = \rho(V_1, V_2)$. В данном случае это число и будет характеризовать понятие количества информации. Понятно, что первый вектор в данном случае указывает оптимальный вариант ИД, а второй – один из возможных вариантов. Если предположить, что рассматриваемое нами d-мерное пространство ИД, удовлетворяет всем характеристикам многомерного евклидова пространства R^m, и в нем введено понятие длины или евклидовой нормы d-компонентных векторов: $\|V\| = \sqrt{\sum_{j=1}^{d} V_j^2}$, то расстояние между векторами будет определяться по известной зависимости $\rho(V_1, V_2) = \|V_1 - V_2\| = \sqrt{\sum_{j=1}^{d} (V_1 - V_2)^2}$. Однако эта задача выходит за рамки нашего доклада, и более подробно будет рассмотрена позднее.

Дальнейшее продолжение исследований, связанных с применением понятий энтропия и количество информации в проектировании (и при моделировании процесса проектирования), должно отталкиваться от работ А.Н. Колмогорова; С.В. Емельянова; Д.С. Чернавского; Л. Бриллюэна; С. Бира; Ю.П. Пытьева; Ф.Ф. Пащенко и др. Также необходимо особое внимание обратить на человеческий фактор при моделировании процесса проектирования СТС.

Апробация описанного выше подхода выполнена для СТС, применяемых на открытых горных работах [1,2 и др.].

Литература

1. Побегайло П.А. Основы методики проектирования рабочего оборудования мощных гидравлических экскаваторов прямого копания. // «Технологическое оборудование для горной и нефтегазовой промышленности»: IV Международная научно-техническая конференция. Чтения памяти В.Р. Кубачека. / УГГУ. Екатеринбург. 2006. С. 42 – 45.

2. Побегайло П.А. О новых подходах к оценке и сравнению вариантов рабочего оборудования мощных гидравлических экскаваторов // «Технологическое оборудование для горной и нефтегазовой промышленности»: V Международная научно-техническая конференция. Чтения памяти В.Р. Кубачека. / УГГУ. Екатеринбург. 2007. (в печати).

ВЛИЯНИЕ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДИНАМО-ВОЛН

Попова Е.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Считается, что магнитное поле Солнца, звезд и планет создается механизмом динамо, схема работы которого была предложена в фундаментальной работе Паркера [1].

В рамках данной работы исследован вопрос о влиянии меридиональной циркуляции на эволюцию магнитного поля, генерируемого механизмом динамо, в рамках простейшего обобщения уравнений динамо Паркера.

Для построения асимптотического решения, использован подход, подобный известному методу ВКБ в квантовой механике [2]. Аналитические вычисления дополнены численными.

Оказалось, что умеренная меридиональная циркуляция не препятствует самовозбуждению магнитного поля механизмом динамо Паркера. Она изменяет период осцилляций. Если направление циркуляции противоположно направлению распространения динамо волны, то циркуляция удлиняет период волны.

Серьезной проблемой солнечного динамо является согласование длительности цикла солнечной активности с данными наблюдений. Стандартные оценки в рамках механизма Паркера приводят к циклам, которые в несколько раз короче наблюдаемого 11-летнего цикла солнечной активности [3]. С помощью меридиональной циркуляции можно сгладить это противоречие.

Направление распространения динамо-волны определяется знаком альфа-эффекта и радиального градиента угловой скорости. Для определенности можно положить, что динамо-волна дрейфует по направлению к экватору, как это и наблюдается на Солнце. Для этого нужно, чтобы произведение альфа-эффекта и градиента угловой скорости было отрицательным в северном полушарии Солнца. В то же время данные гелиосейсмологии вместе с простейшими представлениями о природе альфа-эффекта дают положительный знак данного произведения. Это противоречие можно попробовать разрешить с помощью меридиональной циркуляции.

Получено, что при достаточно сильной циркуляции динамо-волна останавливается, оставаясь сосредоточенной в зоне умеренных широт. Если же скорость распространения динамо волны за счет меридиональной циркуляции падает до нуля, то происходит радикальная перестройка динамо-волны, которая оказывается сосредоточенной в приполярных широтах. Если же направление циркуляции совпадает с направлением распространения динамо-волны, то радикальной перестройки магнитного поля не происходит и задача не выходит из области применимости динамо Паркера.

Однако, скорость роста магнитного поля постепенно падает с ростом скорости циркуляции и обращается в нуль при ее некотором критическом значении. Физическая причина этого явления связана с выносом магнитного поля из области наиболее интенсивной генерации.

В итоге исследования обнаружено наличие заметного диапазона скоростей циркуляции, к которому применимы представления модели Паркера, найдены оценки границ этого диапазона. Получены скорости роста и распространения динамо-волн и их пространственные конфигурации.

E–mail: popovaelp@phys.msu.ru

Литература

1. Parker E.N. (1955) Astrophys. J., 122, 293.
2. Kuzanyan K.M., Sokoloff D.D (1995), Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 81, 113.
3. Dikpati M., Gilman P. A. (2001) ApJ, 559, 428.

ОПТИМИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА SPIHT НА ОСНОВЕ ВЕЙВЛЕТ-ПАКЕТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Волохов В.А.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

Цифровые изображения занимают все большую часть информационного пространства. Отсюда постоянный интерес к улучшению алгоритмов сжатия данных, представляющих изображения.

Работа посвящена рассмотрению нестандартизованного, но достаточно эффективного алгоритма *SPIHT* (*Set Partition in Hierarchical Trees* – “Разбиение множества в иерар-

хические деревья”) [1] и его расширенной модификации, основанных на вейвлет-преобразовании и предназначенных для сжатия и прогрессивной передачи изображений.

Кратко рассмотрим основные особенности классического алгоритма *SPIHT*, которые присущи и его модифицированной версии.

Во-первых, это прогрессивная передача, основная цель которой состоит в скорейшей передаче самой важной части информации об изображении. Это дает самое большое сокращение расхождения исходного изображения и реконструированного образа. Количественно данное расхождение может быть оценено через среднеквадратическую ошибку (*MSE*):

$$MSE = \frac{1}{N}\sum_i \sum_j (P[i,j] - \widetilde{P}[i,j])^2,$$

где N – общее число пикселей, $P[i,j]$ и $\widetilde{P}[i,j]$ – это пиксели исходного и восстановленного изображений соответственно.

Два основных принципа алгоритма *SPIHT*, используемые при прогрессивной передаче изображения, состоят в том, что, во-первых, кодер должен посылать в первую очередь самые большие (по абсолютной величине) коэффициенты, а во-вторых, самые старшие биты (двоичного представления коэффициентов), так как они несут в себе информацию, которая больше всего сокращает расхождение *MSE*.

Во-вторых, это эффективная сортировка вейвлет-коэффициентов (за счет пространственно ориентированного дерева), необходимая для осуществления прогрессивной передачи. Алгоритм, используемый методом *SPIHT*, основан на том, что нет необходимости сортировать все коэффициенты одновременно. Главной задачей этапа сортировки на каждой итерации является выявление коэффициентов, лежащих в некотором заданном пороговом интервале, пределы которого на каждом проходе цикла изменяются.

Для оценки качества восстановленного изображения на выходе рассматриваемого алгоритма, можно воспользоваться величиной, получившей название, пиковое отношение сигнала к шуму (*PSNR*), измеряемой в децибелах:

$$PSNR = 20\log_{10}\frac{\max_{i,j}|P[i,j]|}{\sqrt{MSE}}.$$

E–mail: dcslab@uniyar.ac.ru

Литература

1. Said A. and Pearlman W. A new, fast, and efficient image codec based on set partitioning in hierarchical Trees // IEEE Trans. on Circ. and Syst. for Video Tech. 1996. V. 6, P. 243-250.

НОВЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА ЭФФЕКТОВ ПАМЯТИ ВО ВРЕМЕННЫХ СЕРИЯХ СО СЛУЧАЙНЫМ ШАГОМ ДИСКРЕТИЗАЦИИ

Зарипов Р.Р

Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет, Казань, Россия

Введение

Большинство объектов окружающего мира представляют собой системы, состоящие из большого (порой бесконечного) числа взаимодействующих элементов, каждый из которых оказывает влияние на поведение всей системы. Исследование динамических особенностей сложных систем в настоящее время является одной из наиболее важных и актуальных задач статистической физики.

Для исследования сложных систем активно используются разнообразные статистические методы анализа сигналов (корреляционный и регрессивный, дисперсионный и ковариационный, фрактальный и мультифрактальный, фликкер-шумовая спектроскопия и т.д.). Данные методы находят широкое применение при решении различных задач в сейсмологии, акустике, медицине, астрофизике и других областях человеческой деятельности.

Как правило, при использовании вышеупомянутых методов анализа осуществляется обработка дискретных экспериментальных серий. При этом регистрация какого-либо показателя или параметра исследуемого объекта выполняется через постоянные промежутки времени. Так же, характерной особенностью большинства традиционных методов анализа временных серий является повышение степени достоверности извлекаемой информации при увеличении статистики (массива) регистрируемых экспериментальных данных.

Однако существует особый класс сложных систем и природных объектов, для которых регистрация экспериментальных параметров и характеристик в силу некоторых причин не может быть осуществлена с постоянным шагом дискретизации. Это связано с физической природой исследуемой системы или техническими ограничениями регистрирующей аппаратуры. Усреднение неравноинтервальных экспериментальных данных, которое проводится в таких случаях, приводит к неизбежной потере части извлекаемой информации, а также к большим погрешностям полученных результатов.

Методы

В данной работе представлен новый метод анализа неравноинтервальных временных серий. Метод основан на статистической теории дискретных немарковских случайных процессов [1,2]. Предлагаемый метод позволяет осуществить непосредственную обработку всего спектра “сырых” экспериментальных данных, регистрируемых со случайным шагом дискретизации. Главная идея нового метода заключается в переходе от описания корреляций и флуктуаций в обычной временной шкале к описанию динамики корреляций в линейной шкале событий. При этом временные сигналы, продуцируемые сложными системами, фиксируются в виде последовательности событий.

Результаты

В качестве приложения нового подхода в работе выполнен сопоставительный анализ двух типов экспериментальных данных: равноинтервальных временных серий и временных серий с переменным шагом дискретизации. Была проанализирована стохастическая динамика полного потока рентгеновского излучения микроквазара GRS 1915+105 и аккрецирующего астрофизического объекта Cygnus X-1 [3].

Полученные результаты позволяют выявить: (i) проявление квазимарковских эффектов в динамике полного потока рентгеновского излучения микроквазара GRS 1915+105, (ii) усиление эффектов кратковременной памяти в стохастической динамике потока рентгеновского излучения аккрецирующего астрофизического объекта Cygnus X-1. В динамике полного потока рентгеновского излучения отчетливо различимы временные масштабы, связанные с периодическими особенностями данных астрофизических объектов. Предложенные в работе кинетические, релаксационные параметры и меры памяти эффективно описывают релаксационные особенности и эффекты памяти в дискретной стохастической эволюции астрофизических объектов [4].

Заключение

Полученные в данной работе результаты указывают на заметное искажение информации, извлекаемой из усредненных по дням значений потока рентгеновского излучения астрофизических объектов.

Таким образом, работа демонстрирует определенные преимущества статистического анализа случайных физических процессов в событийной шкале.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 05-02-16639-а) и гранта Федерального агентства по образованию Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № РНП.2.1.1.741).

Автор выражает признательность н.с. Дёмину С.А. за оказание помощи в подготовке тезисов.

E–mail: ra_99@mail.ru

Литература

1. Yulmetyev, R., Hänggi, P., Gafarov, F. (2000) Stochastic dynamics of time correlation in complex systems with discrete time // Phys. Rev. E, № 62 (5), p. 6178-6194.

2. Yulmetyev, R., Hänggi, P., Gafarov, F. (2002) Quantification of heart rate variability by discrete nonstationary non-Markov stochastic processes // Phys Rev. E, № 65, p. 046107-1-15.
3. http://xte.mit.edu
4. Yulmetyev, R.M., Demin, S.A., Khusnutdinov, R.M., Panischev, O.Yu, Hänggi, P. (2006) Non-Markov statistical effects of X-ray emission intensity of the microquasar GRS 1915+105 // Nonlinear Phenomena in Complex Systems, № 9 (4), p. 313-330.

ОПТИМАЛЬНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ В ЛИНЕЙНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧАХ

Баев А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Постановка задачи

Доклад посвящён применению принципа Лагранжа для оптимального восстановления в задаче решения линейного операторного уравнения. Пусть Z и U — действительные нормированные пространства, $A : Z \to U$ — линейный непрерывный оператор. Рассмотрим множество априорных ограничений $M \subset Z$ и зафиксируем элемент $\overline{z} \in M$. Обозначим $\overline{u} := A\overline{z}$ и рассмотрим задачу поиска элемента $\overline{z}$ из уравнения

$$Az = \overline{u}, \quad z \in M.$$

В качестве ответа задачи имеет смысл требовать лишь конечный набор чисел. Разобъём задачу их поиска на несколько задач поиска одного числа. Исходную обратную задачу удалось переформулировать в виде задачи *оптимального восстановления линейного непрерывного функционала.*

Исследованные вопросы

Целью исследования задачи оптимального восстановления является нахождение *метода и погрешности оптимального восстановления*. На основе *принципа Лагранжа для оптимального восстановления* удаётся сформулировать этапы алгоритма для поиска метода и погрешности оптимального восстановления. Но не было универсального алгоритма такого поиска.

Автором был предложен конкретный многоэтапный алгоритм решения задачи оптимального восстановления линейного функционала. Во многих задачах математической физики пространство Z является бесконечномерным. Поэтому для реализации численных алгоритмов на компьютере исходная задача была сведена к задаче, где вместо пространства Z и его подмножества M присутствуют их конечномерные аналоги. При этом исследована связь решений исходной задачи и её конечномерного аналога. Доказана теорема об общих методах оптимального восстановления и о равенстве погрешностей оптимального восстановления у бесконечномерной задачи и у конечномерной. Доказаны теоремы об аппроксимации бесконечномерной задачи конечномерными задачами и предложено правило выбора конкретной конечномерной задачи. Для множества априорных ограничений специального вида предложен новый алгоритм решения задачи оптимального восстановления в конечномерном пространстве.

Дальнейшие исследования

Исследования по данной теме представляют интерес как в теоретической, так и в прикладной области. Перспективными видятся следующие направления дальнейших исследований по рассмотренной теме.

- Применение предложенного алгоритма к решению конкретных задач математической физики. В частности, к решению задач, приводящих к линейным интегральным уравнениям.

- Разработка оптимальных регуляризирующих алгоритмов для линейных некорректных задач.

Доклад основан на результатах исследований, проведённых при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05–01–00049).

Andrewbayev@mail.ru

Литература

1. Баев А.В. Принцип Лагранжа и конечномерная аппроксимация в задаче оптимального обращения линейных операторов // Вычислительные методы и программирование. 2006. Т. 7. № 2. С. 323–336.
2. Магарил-Ильяев Г. Г., Тихомиров В. М. Выпуклый анализ и его приложения. М.: Эдиториал УРСС, 2000.
3. Melkman A. A., Micchelli C. A. Optimal estimation of linear operators in Hilbert spaces from inaccurate data // SIAM J. Numer. Anal. 1979. 16. N 1. 87–105.
4. Scharlach R. Optimal recovery by linear functionals // J. Approxim. Theory. 1985. 44. N 2. 167–172.
5. Магарил-Ильяев Г. Г., Осипенко К. Ю. Об оптимальном восстановлении функционалов по неточным данным // Мат. Заметки. 1991. 50. вып. 6. 85–93.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Председатель подсекции
проф. Чуличков Алексей Ивангович

РЕШЕНИЕ ТРЕХмЕРНОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ АКУСТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ПО МОДИФИЦИРОВАННОМУ АЛГОРИТМУ НОВИКОВА

**Алексеенко Н.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящем докладе обсуждаются полученные впервые результаты численного моделирования решения трехмерной обратной задачи рассеяния скалярных (акустических) волн с помощью монохроматического функционально-аналитического алгоритма Новикова. Алгоритм Новикова представляет собой модификацию предшествующего ему трехмерного алгоритма Новикова-Хенкина. Искомая функция рассеивателя характеризует неоднородность, отличающуюся от фоновой однородной среды комплексным показателем преломления – возможно поглощение или усиление. Исходными данными для алгоритма является классическая амплитуда рассеяния. Метод использует прием формального распространения волновых векторов на область комплексных значений.

По сравнению с трехмерным алгоритмом Новикова-Хенкина предлагаемый новый вариант решения не содержит неустойчивых операций. Однако нелинейность основного интегрального соотношения алгоритма относительно неизвестной функции требует итерационного метода нахождения этой функции. Также для фильтрации высших составляющих в пространственном спектре рассеивателя вводится дополнительная фильтрующая функция, а для избежания возможной “раскачки” итерационного решения в случае достаточно сильных рассеивателей вводится прием частичного (“релаксационного”) учета поправки к итерационному решению с помощью весового множителя.

Работоспособность алгоритма Новикова иллюстрируется на примере рассеивателей в виде шара. Выбор такого вида рассеивателя связан с тем, что для него существует строгое аналитическое решение прямой задачи. Модифицированный алгоритм Новикова учитывает процессы многократного рассеяния и работоспособен для рассеивателей любой силы. Однако чем сильнее рассеиватель, тем более тонко должна быть организована итерационная процедура для обеспечения ее сходимости. Итоговое решение при существенном влиянии процессов перерассеяния оказывается лучше оценки из уравнения Фаддеева и приближается к истинной оценке рассеивателя.

Приведенные результаты – только первый шаг на пути практического воплощения строгих функциональных методов решения трехмерной обратной задачи рассеяния. В то время как восстановление трехмерных рассеивателей сложной формы с большими волновыми размерами требует привлечения многопроцессорной техники, для восстановления неоднородностей с достаточно простой формой и малыми волновыми размерами обсуждаемый алгоритм может быть непосредственно применен и при более скромных вычислительных ресурсах.

E–mail: burov@phys.msu.ru

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Литература

1. 1. Novikov R.G. (2005) The $\bar{\partial}$-approach to approximate inverse scattering at fixed energy in three dimensions // International Mathematics Research Papers, 2005, №6, p.287-349.
2. 2. Алексеенко Н.В., Буров В.А., Румянцева О.Д. (2005) Решение трехмерной обратной задачи акустического рассеяния на основе алгоритма Новикова-Хенкина // Акустический журнал, т.51, №4, с.437-446.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГРОЗОВЫХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ В УСЛОВИЯХ МНОГОЛЕТНЕЙ МЕРЗЛОТЫ

Артемьева Е.С.

Якутский государственный университет

В условиях многолетней мерзлоты имеет особую актуальность проблема защиты линий передач от ударов молний. Существующие методы защиты линий передач от прямых ударов молний неэффективно работают в условиях плохого заземления. Кроме этого заслуживают внимания индуцированные перенапряжения, возникающие при разрядах молнии вблизи линии передачи. Существующие методы расчета таких перенапряжений основаны на интегрировании уравнений Максвелла при различных предположениях. В данной работе предлагается другой метод расчета индуцированных перенапряжений, основанный на анализе явления, названного «волна тока и напряжения».

Грозовое облако моделируется точечным зарядом Q, расположенным на высоте h над проводником (рис.1) и на высоте h+l над проводящим полупространством. Ось x направлена вдоль проводника, диэлектрик толщиной l моделирует многолетнюю мерзлоту. Следовательно, линия находится в поле разряда Q и его электростатического изображения -Q.

Проводник, моделирующий линию передач, считается заземленным в бесконечно удаленной точке, потенциал Земли $\varphi = 0$. В момент времени t=0 заряд Q мгновенно исчезает (облако разряжается), тогда вдоль линии при t>0 пойдет волна тока и напряжения (ВТН) – «разбегание» индуцированных зарядов, которая описывается системой телеграфных уравнений:

$$\begin{cases} U_x + Li_t + Ri = 0. & \\ i_x + CU_t + GU = 0 & -\infty < x < \infty, \\ i(x,0) = 0 & t > 0 \\ U(x,0) = f(x) & \end{cases} \qquad (1)$$

Начальная функция f(x) – это потенциал, который до момента t=0 компенсировал потенциал зарядов Q и – Q, второе начальное условие i(x,0)=0 очевидно.

Получено аналитическое решение задачи Коши (1) в виде:

$$U(x,t) = \frac{e^{-\lambda t}}{2}\left(f(x+at) + f(x-at) + \int_{x-at}^{x+at} \left(\frac{\mu \cdot t}{2a} \frac{I_1\left(\mu\sqrt{t^2 - \frac{(x-t)^2}{a^2}}\right)}{\sqrt{t^2 - \frac{(x-y)^2}{a^2}}} - \frac{\lambda}{2a} I_0\left(\mu\sqrt{t^2 - \frac{(x-y)^2}{a^2}}\right)\right) f(y)dy \right),$$

$$i(x,t)=\sqrt{\frac{C}{L}}\frac{e^{-\lambda t}}{2}\int_{x-at}^{x+at} I_0\left(\mu\sqrt{t^2-\frac{\beta^2}{a^2}}\right)f(y)dy$$

С помощью пакета Mathematica 5.1 проведены численные расчеты величин (ВТН) для двух случаев. В первом рассмотрен случай разряда молнии в землю, во втором – разряд молнии между двумя облаками. Исследовано поведение ВТН в зависимости от геометрического расположения облаков.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Дементьева Ю.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

В данной работе строится численный алгоритм для исследования двумерных фотонных кристаллов и основанных на них устройств, а также исследуются спектральные свойства этих устройств. Фотонные кристаллы это оптические материалы, для которых характерны следующие два свойства: диэлектрическая проницаемость меняется периодически с периодом, сравнимым с длиной волны света, и наличие связанной с периодичностью кристалла полной запрещённой зоны в спектре собственных электромагнитных состояний кристалла. Второе свойство отличает фотонный кристалл от обычной дифракционной решетки. Оно означает, что в определенном спектральном диапазоне свет любой поляризации не может распространяться в ФК ни в каком направлении в одном, двух или трех измерениях. Это и есть уникальное свойство фотонного кристалла, с которым принято связывать возможные революционные события в технике оптической связи, физике лазеров и оптической компьютерной технологии [2]. Фотонные кристаллы предоставляют новые возможности управления световыми потоками благодаря наличию полной запрещенной зоны в плотности электромагнитных состояний в заданной области частот. Внесение искажений в структуру кристалла позволяет создавать различные устройства, например волноводы, резонаторы, фильтры, разветвители, и др.

Методы

Для исследования фотонных кристаллов и устройств, основанных на них, строится численный алгоритм, позволяющий вычислять распространение электромагнитного импульса через такую структуру. Вычислив спектр падающего поля и спектр прошедшего поля, удается сразу определить спектральные свойства волноведущей системы в определенном диапазоне частот, что является преимуществом перед рассмотрением данной задачи в частотной области. Для построения этого алгоритма используется метод конечных разностей во временной области (FDTD), метод TS/SF и метод идеального согласованного слоя (PML).

FDTD-метод впервые был предложен К.С.Е в 1966 году [3]. В данный момент существует большое число модификаций данного метода. В работе используется вариант, основанный на явной разностной схеме. Этот метод позволяет явно выразить значения компонент электромагнитного поля на следующем временном слое через значения на текущем слое. Недостатком метода является ограничение шага по времени и требование больших вычислительных ресурсов.

Для возбуждения волноведущей системы используется метод total-field/scattered-field (TF/SF). Данный метод состоит в разделении расчетной области на две подобласти: область общего поля и область рассеянного поля. Так как уравнения Максвелла

линейные, то электромагнитное поле можно представить в виде суммы падающего и рассеянного полей. Область общего поля выбирается так, чтобы в ней полностью находился рассеивающий объект (существуют варианты TF/SF метода, в которых преодолено это ограничение), вся оставшаяся часть – это область рассеянного поля. В области рассеянного поля рассматривается только рассеянное поле, а в области общего – рассеянное и падающее. На границе между этими областями ставятся специальные граничные условия. Задавая падающее поле специальным образом, можно рассматривать рассеяние электромагнитных волн на объекте, расположенном в области общего поля. Падающее поле можно получить, например, решая вспомогательную одномерную задачу, возбуждение которой осуществляется током.

Одной из важных проблем численного моделирования волноведущих систем, особенно открытых, является проблема ограничения области, в которой строится решение. При решении нестационарных задач для ограничения области обычно используются поглощающие граничные условия. В данной работе для постановки поглощающих граничных условий используется PML-метод (Perfectly Matched Layer) [5]. В соответствии с данным методом каждая компонента электромагнитного поля разделяется на две части, которые удовлетворяют изменённым уравнениям Максвелла. Чтобы получить значения исходных компонент поля, нужно сложить значения соответствующих подкомпонент.

Результаты

Эти методы были применены для моделирования прохождения электромагнитного импульса через двумерный фотонный кристалл. После прохождения импульса через кристалл, в спектре появляются запрещённые зоны — области, в которых коэффициент пропускания близок к нулю. Запрещённые зоны существуют для различных поляризаций. Электромагнитные импульсы, имеющие различные поляризации, после прохождения через фотонный кристалл имеют спектры, в которых есть общие запрещённые зоны. Построенный численный алгоритм позволяет рассчитывать различные волноведущие системы, основанные на фотонных кристаллах – волноводы, волноводные изгибы, системы связанных резонаторов (CCW). Проведен анализ эффективности поглощающих граничных условий PML. Применение комбинации PML и TF/SF методов даёт возможность существенно сократить вычислительные затраты за счёт уменьшения расчётной области. Полученные численные результаты для волноводного изгиба показывают, что фотонные кристаллы являются очень удобными объектами для управления распространением света. Фотонные кристаллы позволяют существенно уменьшить размеры устройств, управляющих распространением электромагнитных волн, и являются перспективными объектами для применения в интегрально оптических устройствах.

E–mail: julia-dementieva@rambler.ru

Литература

1. А.Н.Боголюбов, И.А.Буткарёв, Ю.С.Дементьева, «Численное моделирование двумерных фотонных кристаллов», Журнал Радиоэлектроники (электронный журнал http://jre.cplire.ru), №11, 2006

2. О.Е.Наний, Е.Г.Павлова, «Фотонно-кристаллические волокна», LIGHTWAVE Russian edition, 2004, №3, 47-53.

3. K.S. Yee, «Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media», IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-14, pp. 302–307, May 1966.

3. А.А.Самарский. Теория разностных схем.– М.:Наука, 1983.

4. J.-P.Berenger, «Three-Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves» Journal of Computational Physics 127, 363-379, 1996. Article No.0181.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В БЕТА ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ТРЕНИЯ МЕЖДУ ИОНАМИ И ЭЛЕКТРОНАМИ

Егорова Е.Р.

Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова, Якутск, Россия

Физические процессы и явления, происходящие в природе, как правило, носят сложный, нелинейный характер. Это приводит к тому, что математические модели реальных процессов оказываются нелинейными. В настоящее время интерес к таким процессам усилился. Большой интерес в научной среде вызывают уединенные волны, описывающие волновые процессы в диспергирующих и диссипативных средах.

Данная работа посвящена анализу изотермической модели двух жидкостей с учетом трения между данными жидкостями. Здесь рассмотрена система уравнений для модели двух жидкостей столкновительной плазмы в однородном магнитном поле с холодными ионами и нагретыми электронами. В модели добавлены компоненты трения $+\frac{m_e\hat{n}_e}{\tau_e}(\hat{v}_e\hat{v}_i)$ и $-\frac{m_e\hat{n}_e}{\tau_e}(\hat{v}_e\hat{v}_i)$ к уравнениям импульса для ионной и электронной жидкости, соответственно.

После процедуры обезразмеривания получаем систему уравнений для плоской волны:

$$\frac{dn}{dt} = -n\frac{\partial u}{\partial x},$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{n^{-1}}{2}\frac{\partial(By^2+Bz^2)}{\partial x},$$

$$\frac{dv}{dt} = n^{-1}B_x\frac{\partial B_y}{\partial x} - R_e^{-1}\frac{d}{dt}\left(n^{-1}\frac{\partial B_z}{\partial x}\right),$$

$$\frac{d\omega}{dt} = n^{-1}B_x\frac{\partial B_z}{\partial x} + R_e^{-1}\frac{d}{dt}\left(n^{-1}\frac{\partial B_y}{\partial x}\right),$$

$$\frac{dB_y}{dt} = B_x\frac{\partial v}{\partial x} - B_y\frac{\partial u}{\partial x} + R_i^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\frac{d\omega}{dt} - \varepsilon\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2},$$

$$\frac{dB_z}{dt} = B_x\frac{\partial \omega}{\partial x} - B_z\frac{\partial u}{\partial x} - R_i^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\frac{dv}{dt} - \varepsilon\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2}. \quad (1)$$

Так как (1) является несимметричной системой, то отсюда следует присутствие нелинейностей в данной модели. Из (1) выводим дисперсионное соотношение, которое имеет после серии математических упрощений следующий вид:

$$V^4[t^4+2\varepsilon t^3+e^2t^2-t^2\cos^2\theta+t^2+t^2\cos^2\theta(R_i^{-2}+R_e^{-2})+\varepsilon t+\varepsilon t\cos^2\theta+ \\ +\cos^2\theta]+V^2[2t^2+2\varepsilon t+\cos^2\theta+1]+1=0 \quad (2)$$

где $t = i\omega$, $V = \frac{k}{t}$.

Корни уравнения (2):

$$V_1^+ = \sqrt{\frac{-1-\cos^2\theta-2t^2-2\varepsilon t-0.5\sqrt{\sin^4\theta-4t^2\cos^2\theta(R_i^{-1}-R_e^{-2})^2}}{2(t(t+\varepsilon)(1+\varepsilon+t+\cos^2\theta)+\cos^2\theta(1+t^2(R_i^{-1}-R_e^{-1})^2))}}$$

$$V_1^- = -\sqrt{\frac{-1-\cos^2\theta-2t^2-2\varepsilon t-0.5\sqrt{\sin^4\theta-4t^2\cos^2\theta(R_i^{-1}-R_e^{-2})^2}}{2(t(t+\varepsilon)(1+\varepsilon+t+\cos^2\theta)+\cos^2\theta(1+t^2(R_i^{-1}-R_e^{-1})^2))}}$$

$$V_2^+ = \sqrt{\frac{-1-\cos^2\theta-2t^2-2\varepsilon t+0.5\sqrt{\sin^4\theta-4t^2\cos^2\theta(R_i^{-1}-R_e^{-2})^2}}{2(t(t+\varepsilon)(1+\varepsilon+t+\cos^2\theta)+\cos^2\theta(1+t^2(R_i^{-1}-R_e^{-1})^2))}}$$

$$V_2^- = -\sqrt{\frac{-1-\cos^2\theta - 2t^2 - 2\varepsilon t + 0.5\sqrt{\sin^4\theta - 4t^2\cos^2\theta(R_i^{-1}-R_e^{-2})^2}}{2(t(t+\varepsilon)(1+\varepsilon+t+\cos^2\theta)+\cos^2\theta(1+t^2(R_i^{-1}-R_e^{-1})^2))}}\ .$$

Что означает распад дисперсионного соотношения на 4 ветви с комплексными значениями. Используя, полученные корни построены дисперсионные диаграммы:

Рис 1 Ветви дисперсионного соотношения $\omega = \omega(k)$ в пределе холодной плазмы при $\theta = 0,\ R_e^{-1} = R_i = 0.0234352,\ \varepsilon = 0.01$. Первый график слева в первой колонке соответствует V_1^+, а второй - V_1^-. Первый график слева во второй колонке соответствует V_2^+, а второй - V_2^-. Пунктирными линиями обозначены действительные части корней, а сплошными мнимые части.

E–mail: pm-99-1@mail.ru

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРЫ В РЕАГИРУЮЩИХ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ

Еремкина Е.Б., Пронин М.В., Дмитриева М.А.

Томский государственный университет

Рассмотрен комплексный критерий реализации неравновесных процессов синтеза наноструктурных композиционных материалов, определяющий необходимые условия формирования наноскопической субструктуры продуктов реакции и саму возможность синтеза на фронте ударного импульса. Критерий запуска неравновесных процессов синтеза объединяет условия малости степени химических превращений, макси-

мальной степени пластического деформирования ультрадисперсных порошковых частиц реагирующих компонентов смеси, выполнения статистического критерия реализации «турбулентного» режима уплотнения [1], изменения агрегатного состояния реагирующей среды. В качестве базовой модели используется многоуровневая модель поведения реагирующей порошковой среды, в рамках которой решаются сопряженные задачи теплового баланса, ударной модификации порошкового тела, фильтрации расплава легкоплавкого компонента и макрокинетики химических превращений [2].

Моделируется нагружение компакта химически реагирующей порошковой смеси Ni-Al-30%NiAl. Выполнение комплексного критерия в микрослоях проверяется на каждом шаге по времени вплоть до окончания действия ударного импульса. Для этого в каждый момент времени параметры, входящие в критерий, усредняются по пространству в пределах фиксированной полосы, состоящей из заданного числа микрослоев. Проведенные вычислительные эксперименты позволяют заключить, что турбулентный режим уплотнения имеет локализованный характер, формируя структуру продукта физико-химических превращений. В ультрадисперсных порошковых реагирующих материалах зоны турбулентного режима динамического уплотнения представляют наиболее вероятные зоны формирования наноразмерных субструктур продукта реакции. Структура локализованных зон неоднородного динамического уплотнения определяется исходной структурой реагирующего порошкового тела – размерами порошковых частиц, средней пористостью и параметрами структуры концентрационной неоднородности.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ (проект №05-08-01377а).

Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м.н. Лейцину за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: lopren@sibmail.com

Литература

1. Мещеряков Ю.И. Об управлении физическими механизмами структурообразования при ударном нагружении материалов // Управление в физико-технических системах / Под ред. А.Л. Фрадкова. – СПб.: Наука, 2004. С. 222 - 245.
2. . Лейцин В.Н, Дмитриева М.А. Моделирование механохимических процессов в реагирующих порошковых средах – Томск: Изд-во НТЛ, 2006,С. 40.

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕАЛЬНОГО ПЛАМЕНИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ И ЕГО МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Федоров П.А.

Чувашский государственный педагогический университет им. И.Я. Яковлева, Чебоксары, Россия

.Пламена конденсированных систем являются источниками излучения в разных оптических диапазонах. При исследовании объекта методами точечного сканирования определяют распределение яркости пламени. Как показывает опыт, что явно выраженной закономерности распределения яркости реального пламени, как по высоте, так и по радиусу нет. Такой результат связан с тем, что сканирующий прибор создает массив данных только для одного ракурса наблюдения, а объект исследования обладает неоднородностями. Использование двух или нескольких направлений наблюдения объекта,

как это делается при решении задач методами томографии, связано дороговизной эксперимента.

Моделирование излучения позволяет получить сходство излучения сложной модели с излучением реального пламени. Главная идея создания сложной модели состояла в том, что ее можно представить как суперпозицию излучений простых моделей.

В качестве простой модели представлялся излучение высокотемпературного двухфазного осесимметричного потока с температурой T_1 , радиусом R_1 , концентрацией дисперсных частиц n_1 и излучательной способностью частиц ε_1 . На излучение первой модели накладывается излучение второго осесимметричного двухфазного потока с параметрами T_2, R_2, n_2, ε_2. Оси этих потоков могут и не совпадать. Такую процедуру можно повторить несколько раз. Распределение суммарной яркости может оказаться в этом случае совпадающим с распределением яркости реального пламени. Как показывает опыт, максимальное число моделей не превышает пяти.

Математически моделирование реализовано в среде Excel. Создано некоторое количество массивов, описывающих излучение осесимметричных потоков с разной температурой, с разной излучательной способностью частиц и геометрическими размерами.

Накладывая эти массивы друг на друга определенным образом, можно произвести процедуру сложения или вычитания чисел совпадающих ячеек и получить результирующий массив. Центры массивов при этом могут не совпадать.

Программа позволяет построить трехмерный график, где по оси oz отложена яркость, а по осям ox и oy координаты потока. Вращая, полученный график в трех направлениях, можно обозревать результат наложения. В определенных направлениях можно выделить распределение яркости вдоль координаты. Первая или вторая производные яркости по координате позволяют определить границы отдельных потоков вдоль осей ox и oy, найти их центры.

fpa_87@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ БИЕНИЯ ОГИБАЮЩЕЙ

Гнюсов К.С.

Томский политехнический университет

Согласно результатам многочисленных исследований [1,2,3] при суммировании близких по частоте монохроматических сигналов возникают биения огибающей результирующих колебаний. Частота биения равна разности частот суммируемых сигналов. Однако проведенные на ЭВМ исследования показали, что данное утверждение выполняется только при соблюдении определенных условий. В остальных случаях наблюдается низкочастотная модуляция частоты биения огибающей, осуществляемая по гармоническому или случайному закону. Причем вид модуляции определяется соотношением частот суммируемых сигналов и их амплитуд.

Исследованию подвергался цифровой сигнал, полученный путем суммирования двух монохроматических синусоидальных составляющих: $A_1 \cdot \sin(2\pi \cdot f_1 \cdot t)$ и $A_2 \cdot \sin(2\pi \cdot f_2 \cdot t)$. Частота дискретизации составляла 100 кГц. Длина реализации составляла 200 периодов разностной частоты $(f_2 - f_1)$. Варьировались параметры A_2 и f_2 относительно фиксированных A_1 и f_1 ($A_1 = 1, f_1 = 264$ Ãö).

В исходном массиве суммарного сигнала находились максимальные значения его экстремумов ($V^0_{\max}$), среди которых выделялись максимальные значения огибающей суммарного сигнала ($V^1_{\max}$). По количеству экстремумов $V^0_{\max}$, уложившихся во временной интервал между максимумами огибающей суммарного сигнала $V^1_{\max}$ определялось число высокочастотных колебаний несущей.

Исследования показали, что поведение процесса биения результирующих колебаний определяется не только отношением частот суммируемых сигналов, но и отношением их амплитуд. Поэтому изложение результатов исследований будем излагать, задаваясь фиксированным отношением амплитуд синусоидальных составляющих.

1. Случай $k = \dfrac{A_2}{A_1} = 1$.

Частота биений равна разности частот суммируемых колебаний если целочисленные коэффициенты пропорциональности n_2 и n_1 отношения, равного отношению частот f_2 и f_1 ($n = \dfrac{n_2}{n_1} = \dfrac{f_2}{f_1}$), отличаются друг от друга на единицу, т.е. $n_2 - n_1 = 1$. В этом случае максимальные значения огибающей равны между собой, а число колебаний несущей в течение времени равного интервалу биения огибающей постоянно по величине и равно числителю данного отношения. Если разница между целочисленными коэффициентами пропорциональности отношения частот превышает единицу, то может наблюдаться либо одноуровневая, либо двухуровневая и даже трехуровневая амплитудно-частотная модуляция огибающей суммарного сигнала. На нижнем уровне происходит, как правило, амплитудно-частотная, либо только частотная модуляция биений. Это определяется соотношением целочисленных коэффициентов пропорциональности. На верхнем уровне происходит практически только частотная модуляция, так как регистрируемая амплитудная модуляция максимальных значений на этом уровне сравнима по величине с погрешностью, возникающей в результате дискретизации сигнала, и поэтому ею можно пренебречь.

При возникновении амплитудной и частотной модуляции максимальные значения и период колебания огибающей начинают изменяться по определенному закону во времени, определяемому отношением частот суммируемых колебаний. Период низкочастотной модуляции биений верхнего уровня равен совокупности модулированных по определенному закону периодов биений нижнего уровня. Число этих периодов равно разности коэффициентов пропорциональности. Период модуляции определяется соотношением:

$$T_{\text{ìîä}} = \frac{n_2 - n_1}{f_2 - f_1}.$$

Чем больше целочисленная разница между коэффициентами или меньше разность суммируемых частот, тем больше период низкочастотной модуляции биения колебаний.

В отличие от рассмотренного выше варианта $n_2 - n_1 = 1$, если $n_2 - n_1 > 1$, то число колебаний высокочастотной несущей суммарного сигнала равно числителю отношения коэффициентов пропорциональности складываемых частот не за интервал времени равный интервалу биения огибающей, а за период низкочастотной модуляции биений верхнего уровня. Наблюдаемая закономерность сохранялась и для частот, значительно отличающихся друг от друга по величине, например, при $n = \dfrac{23}{3}$.

Чем больше будет увеличиваться разница между целочисленными коэффициентами пропорциональности отношения частот, тем больше будет увеличиваться период модуляции биений верхнего уровня, который заполнен непериодическими компонентами модуляций нижнего уровня. В результате этого вклад периодической составляющей в результирующий процесс колебания становится все более и более незначительным, и процесс становится случайным.

2. Случай $k = \frac{A_2}{A_1} < 1$.

Описанные выше закономерности для биений сигналов в основном сохраняются и в этом случае. Однако наблюдаются и отличия. Главное отличие заключается в следующем: число колебаний высокочастотной несущей суммарного сигнала за период низкочастотной модуляции биений верхнего уровня, равно не числителю, а знаменателю отношения коэффициентов пропорциональности суммируемых частот.

Процесс перехода от числителя к знаменателю определяется значениями не только отношения амплитуд, но и отношением частот суммируемых сигналов. Для отношений амплитуд сигналов находящихся в интервале значений $0,1 \div 0,3$ характерно равенство числа колебаний несущей только знаменателю, а в интервале $0,9 \div 1$ только числителю коэффициента пропорциональности во всем диапазоне рассматриваемых частот. В интервале амплитуд сигналов удовлетворяющих условию $0,3 < k < 0,9$ наблюдается переходная зона, в которой перескок значений числа колебаний несущей от знаменателя к числителю происходит при определенном отношении частот.

Чем меньше отношение амплитуд, тем при большем отношении частот суммируемых колебаний происходит перескок от знаменателя к числителю коэффициента пропорциональности. Данная закономерность наблюдалась во всем диапазоне исследуемых частот, т.е. до отношения частот равных $n = 8$.

Автор выражает признательность доценту, к.т.н. Савинову А.П. за помощь в подготовке тезисов.

gks@phtd.tpu.edu.ru

Литература

1. Гельмгольц Г. Учение о слуховых ощущениях как физиологическая основа для теории музыки. Типография товарищества «Общественная польза». 1875.
2. Гоноровский И.С. Частотная модуляция и ее применения. Изд-во литературы по вопросам связи и радио. 1948.
3. Попов А.Н. Математический анализ биений. Госэнергоиздат. 1956.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЖИДКОМ АЛЮМИНИИ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ПЛАВЛЕНИЯ: ТЕОРИЯ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Хуснутдинов Р.М.

Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет, Казань, Россия

Выполнены теоретические и молекулярно-динамические исследования жидкого алюминия вблизи точки плавления при температуре T=1000K. На основе техники рекуррентных соотношений развита микроскопическая теория для описания динамических процессов в жидком алюминии. Результаты теоретических расчетов и компьютерного моделирования молекулярной динамики для спектров динамического структурного фактора сравниваются с экспериментальными данными по неупругому рассеянию рентгеновских лучей.

Введение

Динамические релаксационные процессы в неупорядоченных конденсированных средах тесно связаны с деталями межчастичного взаимодействия. Несмотря на многочисленные экспериментальные и молекулярно-динамические исследования природа этих процессов остается не выясненной до сих пор. Знание потенциалов межчастичного взаимодействия позволило бы точно установить механизмы таких динамических процессов как высокочастотная релаксация в жидкостях и стеклах, природу поло-

жительной дисперсии скорости звука вне гидродинамической области и т.д. на микроскопическом уровне. Однако получение точных и реалистичных потенциалов составляет известную проблему. Установлено, что аналитические выражения для потенциалов межчастичного взаимодействия содержат большое количество различных величин, которые необходимы для адекватного и реалистичного описания веществ при различных условиях (геометриях, структурах, термодинамических фазах). Такие потенциалы состоят из большого количества функций сложным образом связанных между собой.

Результаты

В данной работе представлены результаты компьютерного моделирования молекулярной динамики частиц с «клеевым» потенциалом [1], с целью проверки применимости данного потенциала к описанию динамических процессов в жидком алюминии вблизи температуры плавления. Исследуемая система состояла из N=4000 частиц при температуре T=1000K с числовой плотностью $n=0.052763Å^{-3}$ в кубической ячейке (L=42.32Å) с периодическими граничными условиями. Для описания динамических процессов развита микроскопическая теория в рамках подхода рекуррентных соотношений [2]. Полученные результаты теоретических расчетов и компьютерного моделирования молекулярной динамики для спектров динамического структурного фактора жидкого алюминия при температуре T=1000K находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными по неупругому рассеянию рентгеновских лучей [3].

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 05-02-16639-а) и гранта Министерства Образования и Науки Российской Федерации (грант РНП № 2.1.1.741).

E–mail: khrm@theory.kazan-spu.ru; khrm@mail.ru

Литература

1. Liu X.-Y., Ercolessi F., and Adams J.B. (2004) Aluminium interatomic potential from density functional theory calculations with improved stacking fault energy // Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. №12 (4) p. 665–670.
2. Mokshin A.V., Yulmetyev R.M., Khusnutdinoff R.M., and Hänggi P. (2007) Analysis of the dynamics of liquid aluminium: recurrent relation approach // J. Phys.: Condens. Matter №19 (4) p. 046209 (1-16).
3. Scopigno T., Balucani U., Ruocco G., and Sette F. (2000) Collective dynamics of liquid aluminum probed by inelastic x-ray scattering // Phys. Rev. E №63 (1), 011210 (1-7).

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ ВОЛНОВОДА С КИРАЛЬНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

**Мосунова Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Развитие различных отраслей радиоэлектронной промышленности потребовало разработки принципиально новых материалов, сильно взаимодействующих с электромагнитными волнами. К подобным материалам относятся киральные среды. Основным моментом, отличающим их от изучавшихся ранее сред, является то, что размер *a* включений соизмерим с расстоянием *d* между включениями. Исследования волноведущих систем с киральным заполнением проводятся методами математического моделирования [1]. Только таким образом удаётся получить приемлемое соответствие численных расчётов и результатов физического эксперимента.

Постановка и решение задачи синтеза

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

В работе рассматривается решение задачи синтеза прямоугольного кирального волновода, обладающего большой полосой частот одномодового режима. Задача синтеза ставится следующим образом: по заданным значениям частот отсечки первой и второй мод прямоугольного кирального волновода нужно определить значение диэлектрической проницаемости и параметра киральности, при которых первые две моды будут максимально разнесены.

Наиболее полный и универсальный подход к решению задач синтеза волноведущих систем заключается в рассмотрении таких задач как математически некорректных с использованием для их решения метода регуляризации А.Н.Тихонова Этот подход был впервые предложен в работах А.Г.Свешникова и А.С.Ильинского [2]. Одним из преимуществ данного метода является то, что созданный алгоритм решения обратной задачи, может эффективно применяться для решения самых разнообразных задач математического проектирования - для этого лишь нужно менять блок решения прямой задачи.

Вариационная постановка задачи синтеза киральных волноводов, обладающих большой полосой частот одномодового режима, формулируется следующим образом: необходимо определить значение параметра диэлектрической проницаемости ε и параметра киральности χ из условия минимума на Q тихоновского функционала

$$M^{\alpha}[\varepsilon,\chi]=\frac{1}{\left|\omega_{cutoff1}-\omega_{cutoff2}\right|}+\alpha\Omega[\varepsilon,\chi] \tag{1}$$

где Q – множество, с помощью которого накладываются ограничения на синтезируемые параметры, $\Omega[\varepsilon,\chi]$ - стабилизатор Тихонова, α – параметр регуляризации, $\omega_{cutoff1}$ - частота отсечки первой моды, $\omega_{cutoff2}$ - частота отсечки второй моды.

Требования физической реализуемости в данном случае состоят в условии положительности диэлектрической проницаемости $1\le\varepsilon_{\min}<\varepsilon\le\varepsilon_{\max}$ и параметра киральности $0<\chi_{\min}<\chi\le\chi_{\max}$ (в данной работе, $\varepsilon_{\max}=100$ и $\chi_{\max}=100$).

При решении задачи синтеза возникает необходимость в минимизации функционалов в ограниченных областях. В работе для этой цели применяется метод скользящего допуска. Данный метод позволяет искать минимум функции при наличии ограничений на область как в виде неравенств, так и в виде равенств.

Наибольшую трудность при решении задачи синтеза представляет разработка численного алгоритма решения прямой задачи. Требуется, чтобы алгоритм был как можно более эффективным, т.к. при решении задачи синтеза необходимо многократно решать прямую задачу нахождения значений частот отсечки двух первых мод. В данной работе для решения прямой задачи использовался метод смешанных конечных элементов.

Постановка и решение прямой задачи

Рассмотрим прямоугольный волновод с киральным заполнением. Поле в таком волноводе в отсутствие токов и зарядов описывается системой уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} rot\vec{H}&=-ik\vec{D}\\ rot\vec{E}&=ik\vec{B}\end{aligned} \tag{2}$$

где $\vec{H},\vec{E}$ - вектора напряженности магнитного и электрического поля, $\vec{D},\vec{B}$ - электрическая и магнитная индукции, $k=\dfrac{\omega}{c}$.

Материальные уравнения киральной среды возьмём в наиболее общем виде

$$\begin{aligned}\vec{D}&=a_{11}\vec{E}+a_{12}\vec{H}\\ \vec{B}&=a_{21}\vec{E}+a_{22}\vec{H}\end{aligned} \tag{3}$$

С граничным условием

$$\vec{E}\times\vec{n}\big|_{\partial\Omega}=0 \tag{4}$$

В силу регулярности системы вдоль оси z, $\vec{E}(x,y,z)=\vec{E}(x,y)e^{\gamma z}$, где γ - постоянная распространения. После некоторых преобразований систему (2) можно привести к задаче вида

$$\gamma^2 A\vec{X}+\gamma B\vec{X}+C\vec{X}=0 \tag{5}$$

Матрицы A, B и C сформируем, используя метод смешанных конечных элементов. Для этого разложим поля по базисным функциям

$$E_x=\sum_{ij}E_{ij}^x N_j(y)p_{i,i+1}(x)\,, \tag{6}$$

$$E_y=\sum_{ij}E_{ij}^y N_i(x)p_{j,j+1}(y)\,, \tag{7}$$

$$E_z=\sum_{ij}E_{ij}^z N_i(x)N_j(y)\,, \tag{8}$$

где $N_k(\xi)=\begin{cases}\dfrac{\xi_{k+1}-\xi}{\Delta\xi},\xi\in(\xi_k,\xi_{k+1})\\ \dfrac{\xi-\xi_{k-1}}{\Delta\xi},\xi\in(\xi_{k-1},\xi_k)\end{cases}$; $p_{k,k+1}(\xi)=\begin{cases}1,\xi\in(\xi_k,\xi_{k+1})\\ 0,\xi\notin(\xi_k,\xi_{k+1})\end{cases}$; $k=i,j$, а $\xi=x,y$.

Подставляя данные разложения в задачу (5), вычисляя интегралы перекрытия и сводя нелинейную задачу к линейной с помощью замены переменных $Y=\gamma X$, получаем обобщённую задачу на собственные значения, решениями которой являются значения постоянной распространения прямоугольного кирального волновода.

Заключение

Рассмотренная задача важна при проектировании линий связи с частотным уплотнением каналов информации. На основе описанных методов разработан блок программ на языке Fortran и получены численные значения. В частности, для кирального волновода со сторонами $a=2b$ первые две моды максимально разнесены при $\varepsilon=1.6$ и $\chi=2.7$.

E-mail: nam@ibrae.ac.ru

Литература

1. А.Н. Боголюбов, Н.А. Мосунова, Д.А. Петров. “Математическое моделирование киральных волноведущих систем”, Журнал радиоэлектроники РАН, электронный журнал, №7 – июль 2005 г.
2. А.Г.Свешников, А.С.Ильинский. Задачи проектирования в электродинамике // ДАН СССР, 1972, Т. 204, №5, с. 1077-1080

ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУХСЛОЙНЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Музафаров Д.З.

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Лаборатория Информационных Технологий, г. Дубна, Россия

Создание тонких структур на поверхности материалов в ряде случаев позволяет улучшить антикоррозионные, теплофизические и электрофизические свойства. Но во многих случаях нанесенные тонкие структуры плохо перемешиваются с материалом подложки. В ряде работ для улучшения взаимного перемешивания компонентов вблизи границы раздела двух материалов предлагается облучить их быстрыми тяжелыми ионами. Так как трудно оценить контакт на границе раздела двух материалов, возникает необходимость рассмотреть задачи с плохими контактами на границе раздела с целью

определения влияния контакта на взаимное перемешивание компонентов материалов при облучении.

В работе исследуется тепловые процессы в двухслойном материале *Ni*(2мкм)/*W* облучаемых тяжелыми ионами висмута с энергией 710 Мэв в случае неидеального контакта на границе раздела двух материалов рамках модели термического пика [1].

Полученные результаты (рис.1) показывают, что уже при времени $t = 6{\cdot}10^{-15}c$ температура в слое *Ni* превышает температуру плавления $T_{melt,Ni} = 5{,}75{\cdot}300K$ и оно способствует интенсивному перемешиванию компонентов на границе раздела двух материалов. Также из результатов можно увидит, что решеточная температура в слое *Ni* превышает температуры в подложке и растет более быстро из-за соотношений коэффициентов, характеризующих тепловые процессы.

Рис. 1. Электронные и решеточные температуры в слоях *Ni* и *W* в двухслойной структуре вдоль проективного пробега иона для момента времени $t = 6{\cdot}10^{-15}c$ и при трех расстояниях от оси трека.

muzafarov@jinr.ru

Литература

1. М.И.Каганов, И.М.Лифшиц, Л.В.Танатаров. Релаксация между электронами и решеткой. // *ЖЭТФ*. 1956, т.31, № 2(8), с.232-237.

2. И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Д.З. Музафаров, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И.Сархадов, З.А. Шарипов. //Препринт ОИЯИ Р11-2005-147, 2005, Дубна, ОИЯИ, 15с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТДС-СПЕКТРА ДЕГИДРИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ТЕПЛОПОГЛОЩЕНИЯ И СЖАТИЯ

*Родченкова Н.И.

Институт прикладных математических исследований КарНЦ РАН,
Петрозаводск, Россия

В связи с возрастающими экологическими требованиями особое внимание уделяется перспективам использования водорода в качестве энергоносителя. Ведется интенсивный поиск материалов для эффективного решения задач хранения и транспортировки водорода и его изотопов. Экспериментальные исследования требуют разработки

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

математических моделей взаимодействия водорода с твердым телом и методов их параметрической идентификации. В работе рассматривается численный метод решения краевой задачи с нелинейными динамическими граничными условиями и подвижными границами, моделирующей кинетику выделения водорода из гидрида металла с учетом динамики межфазового перехода, сжатия частиц порошка гидрида в процессе дегидрирования, десорбционных процессов на поверхности и теплопоглощения на границе раздела фаз металл-гидрид. Модель представлена применительно к экспериментальному методу термодесорбционной спектрометрии (ТДС): образец порошкообразного гидрида металла помещают в камеру с последующим постоянным вакуумированием и относительно медленным нагревом; внутреннее гидридное ядро частиц сжимается, а снаружи нарастает корка металла с растворенным водородом. При этом, в связи с перестройкой решетки на движущейся границе раздела фаз, происходит сжатие частиц порошка. Разложение гидрида сопровождается теплопоглощением. На поверхности атомы водорода рекомбинируют в молекулы и десорбируются. С помощью масс-спектрометра определяется десорбционный поток водорода и оцениваются кинетические параметры модели.

В докладе представлена разностная схема и итерационный вычислительный алгоритм для рассматриваемой нелинейной краевой задачи, результаты вычислительных экспериментов по оценке кинетических параметров модели. Исследовано влияние вариаций параметров на график выходного десорбционного потока. В результате сопоставления с экспериментальными данными выявлены лимитирующие факторы, сделан вывод о том, что модель адекватно описывает физико-химические процессы, происходящие при дегидрировании металлов, и может быть использована для решения обратных задач параметрической идентификации по экспериментальным данным.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках Программы 3 фундаментальных исследований Отделения математических наук РАН «Современные вычислительные и информационные технологии решения больших задач».

Автор выражает благодарность «Фонду содействия отечественной науке» за поддержку работы.

E-mail: rodchenk@krc.karelia.ru

Литература

1. Заика Ю.В., Родченкова Н.И. (2005) Моделирование ТДС-спектра дегидрирования с учетом сжатия и теплопоглощения // Обозрение прикладной и промышленной математики. Т. 12, вып. 4, с. 957-960.
2. Заика Ю.В., Родченкова Н.И. (2006) Моделирование высокотемпературного пика ТДС-спектра дегидрирования // Матем. моделирование. Т. 18, № 4, с. 100-112.
3. Zaika Yu. V., Rodchenkova N.I. (2006) TDS-Spectra of Hydride Powder Decomposition: Modelling with Size Reduction Effect // NATO Security through Science Series A: Chemistry and Biology, Springer, P. 585-596.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Руфова В. П.

Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова

При моделировании простых физических процессов в общеобразовательной школе основной преградой является недостаточное владение аппаратами численного решения дифференциальных уравнений и программирования. Этот пробел можно компенсировать использованием специализированных математических пакетов, таких как

Mathlab, Maple, Mathcad, Mathematica и др. включающих в себя соответствующие процедуры и функции. При обучении моделирования отдают предпочтение пакету прикладных программ Mathcad, который имеет несомненные преимущества по сравнению с другими пакетами и традиционными методами. Это выражается в предоставлении возможности ввода математических формул и численного расчёта по ним, задания различных значений используемых величин, построение графиков для наглядного изображения результатов моделирования. Данный пакет привлекает, в первую очередь, простотой работы – разработчики пакета сделали всё возможное, чтобы приблизить стиль работы в пакете с привычными способами формулировки математической задачи на листе бумаги. Пакет имеет мощные графические средства и дружественный интерфейс пользователя, а язык пакета максимально приближен к общепринятой математической нотации. Система Mathcad снабжена средствами анимации, что позволяет рассматривать временную эволюцию математических моделей в динамике.

В настоящей работе разработана компьютерная модель вращающегося земного шара. При моделировании использовано плоское графическое изображение карты земного шара, которое преобразовано с помощью пакета Mathcad в численные данные в виде матрицы с последующей экстраполяцией на поверхность сферы. Полученная модель представлена в виде видеоклипа. Также создана динамическая модель движения планет Солнечной системы. При разработке модели использованы реальные относительные характеристики и параметры планет. С помощью пакета Mathcad получены достаточно эффектные анимационные картины движения планет Солнечной системы. Программа может быть использована при изучении курса астрономии в общеобразовательных школах.

rufova_valentina@mail.ru

ДЕТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ФИЗИЧЕСКОГО УРОВНЯ В СИМУЛЯТОРЕ БЕСПРОВОДНЫХ СЕНСОРНЫХ СЕТЕЙ

Садков А.Н.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,

Введение

Последние достижения микроэлектронной промышленности позволили создать устройства, обладающие рядом отличительных свойств: малый размер, низкое энергопотребление и относительно невысокая цена. Такие устройства, оснащенные маломощным трансивером, микроконтроллером и сенсором способны самоорганизовываться в беспроводные сети и передавать собранную информацию по цепочке друг от друга на точку сбора - базовую станцию (БС). Сферы применения сенсорных сетей весьма многочисленны: исследование состояния окружающей среды, отслеживание сейсмической активности, проектирование умных дорог, систем безопасности, медицина и различные военные применения [1]. Для повышения эффективности работы по проектированию сенсорных сетей важно иметь априорные данные о поведении сети. Экспериментальный подбор архитектуры реальных сенсорных сетей является сложным и финансово невыгодным. Компьютерное моделирование – один из наиболее эффективных путей изучения сенсорных сетей, который дает возможность получать достоверные результаты по поведению сенсорных сетей без значительных финансовых затрат.

Результаты

В данной работе предлагается новый инструмент для моделирования сенсорных сетей – SNS [2]. Отличительной особенностью данного симулятора является детальное

моделирование эффектов физического уровня и беспроводного канала связи такой сети, включая эффекты распространения радиоволн. Задача детального моделирования беспроводного канала связи является особенно актуальной так как, из-за особенностей архитектуры сенсорных сетей беспроводной канал оказывает существенное влияние на работу всей сети в целом [3]. В симуляторе SNS реализованы как функциональная модель сети, так и детальное моделирование физического уровня, что дает возможность моделировать сенсорные сети в реальных условиях с большей точностью.

С помощью симулятора были проведены ряд экспериментов, результаты которых с большой точностью совпали в результатами полученными в реальной беспроводной сенсорной сети [2].

Таким образом была разработана система позволяющая моделировать беспроводные сенсорные сети с большой степенью точности, и следовательно позволяющая существенно сократить затраты на внедрение реальных сенсорных сетей.

E–mail: axel@wl.unn.ru

Литература

1. Callaway E. (2003) Wireless Sensor Networks: Architectures and Protocols. CRC Press.
2. Гавриленко В.Г., Ельцов А.Ю., Конюченко А.В., Макаров Ф.В., Садков А.Н. (2005) Разработка симулятора сенсорных сетей с детальным моделированием физического уровня в среде AnyLogic // Труды Второй Всероссийской научно-практической конференции «Имитационное моделирование. Теория и практика.»
3. Son D., Krishnamachari B., Heidemann J. (2005) Experimental analysis of concurrent packet transmissions in low-power wireless networks. Technical Report ISI-TR-2005-609.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ РЕАГИРУЮЩИХ КОМПАКТОВ

Павлова А.Л., Шипачев А.Н., Колмакова Т.В.

Томский государственный университет

Сложный характер физико-химических процессов самораспространяющегося высокотемпературного и ударного синтеза в порошковых материалах обусловил потребность развития комплекса экспериментальных и теоретических методов изучения условий и режимов протекания реакций, установления закономерностей и механизмов формирования продуктов реакции. Особое место при экспериментальном изучении экзотермических физико-химических процессов занимает оптическая пирометрия, основанная на регистрации интенсивности излучения изучаемых объектов. Параметры излучения поверхности исследуемых образцов могут служить источником информации о реализации различных стадий физико-химических превращений, модификации структуры и многих других параметров реагирующего порошкового тела, как на поверхности, так и в глубине материала, при наличии адекватной модели реагирующей среды. При экспериментальных исследованиях физико-химических процессов в ударно-нагруженных порошковых компактах методом оптической пирометрии для увеличения длительности регистрации излучения тыльной поверхности используют оптически прозрачный «оконный» материал (глицерин, LiF и т.п.), помещаемый непосредственно за порошковым компактом. Это определяет актуальность развития модели физико-химического поведения реагирующих материалов и исследования влияния «оконного» материала на излучение поверхности реагирующих порошковых компактов. Подобные исследования практически значимы для развития современных технологий производст-

ва материалов методами порошковой металлургии и методов контроля технологических операций, использующих термитные порошковые смеси.

Для исследования определяющих факторов излучения поверхности реагирующих порошковых тел используется многоуровневая модель поведения реагирующей порошковой среды [1]. Методика моделирования механохимических процессов, способных вызвать излучение поверхности реагирующих порошковых материалов, позволяет получить прогноз характеристик излучения поверхности образца с учетом параметров структуры порошкового тела и условий температурно-силового воздействия, отделить тепловое излучение от люминесцентного, моделировать взаимодействие излучающей поверхности реагирующего компакта с оконным материалом. Форма, длительность и частота вспышек люминесцентного излучения могут служить источником информации о модификации структуры порошкового тела, кинетике механохимических процессов, степени механоактивации порошковой смеси и т. п. Разработанная методика интерпретации данных экспериментальных исследований позволяет получать прогноз изменения параметров состояния и реакционной способности реагирующих компонентов локальных зон порошковой смеси по параметрам теплового и люминесцентного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №05-08-01377а).

E–mail: alex18@sibmail.com

Литература

1. Лейцин В.Н., Дмитриева М.А., Колмакова Т.В., Кобраль И.В. Моделирование физико-химических процессов в реагирующих порошковых материалах // Изв. Вузов. Физика. – 2006. – т. 49.№11.– С.43-48.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛАХ ОБЛУЧАЕМЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С УЧЕТОМ ВОЛНОВОГО ХАРАКТЕРА ПЕРЕНОСА ТЕПЛА

Шарипов З.А.

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Лаборатория Информационных технологий

В подледные годы интенсивно развивается экспериментальные и теоретические исследования, связанные с облучением материалов тяжелыми ионами высоких энергий и влияния облучения на свойства монокристаллов, полупроводников и анизотропных материалов. Эти работы очень важны для промышленности, в том числе для разработки новых подходов современной нанотехнологии, а также для дальнейшего развития экспериментальной и теоретической радиационной физики, разработке и усовершенствовании математических моделей описывающий процессы взаимодействия тяжелых ионов с материалами.

Среди них отдельный интерес представляет облучения анизотропных материалов — материалов с теплофизическими параметрами зависящим от направления. Одним из таких анизотропных материалов является высоко-ориентированный пиролитический графит (пирографит), где теплофизические параметры в зависимости от направления различаются более чем на два порядка [1].

При взаимодействии с материалом мишени быстрая заряженная частица теряет свою энергию главным образом на возбуждение электронов и время взаимодействия $t<10^{-12}$с. В некоторых работах на временах $t<10^{-12}$с предлагается иная температурная модель, учитывающая волновой характер переноса тепла [2, 3].

В настоящей работе проведено численное исследование тепловых процессов в пирографите при облучении тяжелыми ионами висмута с энергией 710 Мэв с учетом волнового характера переноса тепла на основе модели термического пика [4, 5]. Исследовано влияние теплофизических параметров модели на результаты. Сделаны сравнительные анализы при одинаковых теплофизических параметрах и параметрах в зависимости от направления. Также проведено сравнительные анализы с учетом и без учета волнового характера переноса тепла. Из полученных результатов можно сделать вывод, что на временах $t<10^{-12}$с рекомендуется использовать модель учитывающий волновые свойства тепла.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 06-01-00228 и № 05-01-00645-а.

zarif@jinr.ru

Литература

1. А.С.Фиалков. Углерод, межслоевые соединения и композиты на его основе. Москва, Аспект пресс, 1997, 505.
2. Глушцов А.И., Комаров Ф.Ф., Новиков А.П., Урбанович А.И., Хоанг А.Т. Докл. АН БССР,1987, Т.31, №7, с.609
3. Самарский А.А., Вабищевич П.Н.. Вычислительная теплопередача. М: УРСС, 2003, с.40-41.
4. М.И.Каганов, И.М.Лифшиц, Л.В.Танатаров. Теория релаксационных изменений в металлах. Атомная Энергия, 1959, Т.6, с.391–402.
5. И.В.Амирханов и др. Распыление твердых тел под действием тяжелых ионов и температурные эффекты в электронной и решеточной подсистемах. ЭЧАЯ, 2006, т.37, вып.6, с1592-1644.

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В МЕХАНИКЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Соколов А.П., Ничеговский Е.С., Макашов А.А.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

В работе разработан конечно-элементный метод решения специального класса задач механики композитов «на ячейке периодичности», формулировка которых впервые была предложена Н.С.Бахваловым и Б.Е.Победрей. В данной работе предложен метод решения этих задач, имеющих интегродифференциальный тип и периодические граничные условия, основанный на сведении их к серии задач «классического» типа – со стандартными граничными условиями, для которых может быть эффективно применен метод конечного элемента (МКЭ). В работе разработана МКЭ процедура, численный метод и программное обеспечение для решения задач расчета эффективных физико-механических характеристик композитов с различными структурами армирования. Рассмотрены три типа таких характеристик: тензор эффективных модулей упругости(Соколов А.П.), тензор эффективных теплопроводностей(Ничеговский Е.С.) и набор эффективных функций пластичности(Макашов А.А.) (рассматривалась модель малых упруго-пластических деформаций А.А.Ильюшина при активном нагружении для компонентов композита). Разработано специализированное программное обеспечение, позволяющее проводить следующую последовательность вычислений: 1) генерацию конечно-элементой сетки для ячейки периодичности с широким выбором типа армирования (одно-направленное армирование, ортогональное 3-D армирование, тканевое армирование и прочие), 2) решение задачи "на ячейке периодичности" и расчет микрона-

пряжений и микротепловых потоков, 3) расчет эффективных характеристик композитов, 4) расчет тензоров концентрации напряжений и тепловых потоков, 5) визуализация вычислений пространственно-армированного упруго-пластического композита. С помощью разработанного метода вычислены эффективные упруго-пластические характеристики композита как при одноосном нагружении, так и при многоосном.

E-mail: alsokolo@yandex.ru, drblast@mail.ru, amakashov@gmail.com

Литература

1. Ю.И.Димитриенко Тензорное исчисление – М.: Высшая школа, 2001.
2. Б.Е.Победря Механика композиционных материалов – М.:МГУ, 1984. - 336 стр.
3. Н.С.Бахвалов, Г.П.Панасенко Осреднение процессов в периодических средах – М.:Наука, 1984.
4. Ю.И.Димитриенко, А.И.Кашкаров Расчет эффективных характеристик композитов с периодической структурой методом конечного элемента – Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана, серия "Естественные науки", 2001.
5. Ю.И.Димитриенко, А.И.Кашкаров, А.В.Харченко Численные методы расчета упругих характеристик композиционных материалов со сложными структурами армирования – Реутов: Аэрокосмические технологии, ТРУДЫ ВНТК, Россия 2002.
6. Санчес-Паленсия Неоднородные среды и теория колебаний – М.:Мир, 1984.
7. Дж.Сендецки, Механика композиционных материалов(Комопзиционные материалы Том 2) – М.:Мир, 1978
8. Р.Кристенсен, Введение в механику композитов – М.:Мир, 1982

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕЗРЕАГЕНТНОГО САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ЦИКЛИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ОБРАБОТКИ ПРИРОДНОЙ ВОДЫ НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

**Токмачев М.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Существует большое количество методов опреснения морской воды. Каждый из них имеет свои достоинства и недостатки. Для двух самых простых методов опреснения – выпаривания и пропускания раствора через мембрану – наибольший вред наносят малорастворимые соли кальция. Они способствуют закупориванию пор мембран и образованию накипи на нагревательных элементах. Поэтому необходимым этапом перед опреснением является предподготовка, суть которой заключается в удалении кальция из воды. Этот процесс называется умягчением воды.

Основной целью разработки циклического самоподдерживающегося ионообменного процесса, который рассмотрен в настоящей работе, явилось создание экономически рентабельного метода умягчения морской воды. Такого типа процесс обладает тем преимуществом, что не требует никаких других реагентов, кроме самого исходного раствора. Основная идея, которая была предложена для решения проблемы, казалась очевидной и заключалась в следующем: использовать для глубокого декальцинирования исходной природной воды катионит, регенерацию которого осуществлять рассолом, получаемым после опреснения и возвращаемым в голову процесса. Термодинамическим обоснованием осуществимости такой идеи является эффект электроселективности, в соответствии с которым селективность ионообменников к многозарядным ионам

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

понижается с увеличением суммарной концентрации солей в растворах смеси солей однозарядных и многозарядных ионов при неизменном соотношении концентрации указанных ионов.

В настоящей работе разработана математическая модель и программное обеспечение, позволяющие моделировать циклический самоподдерживающийся процесс ионообменного умягчения природных вод.

Проверка модели проведена с использованием результатов экспериментальных исследований, а тестирование программы – путем проведения тестовых расчетов параллельно с аналогичными программами, написанными ранее на других языках программирования, а также путем сравнения с аналитическими решениями некоторых частных случаев.

В настоящей работе на основе моделирования:

1) Проведена оценка влияния комплексообразования на установление циклического режима и доказана возможность установления циклического процесса для морской воды на реальных промышленных сорбентах при отсутствии комплексообразования за счет только эффекта электроселективности.

2) Найден наилучший режим работы очистительной установки, включающей 2 сорбционные колонки. Проведено исследование предложенной схемы очистки природной воды от набора многовалентных элементов и показана ее работоспособность при заданных параметрах.

3) Показана возможность отделения порций, содержащих концентрированный раствор отдельных многовалентных катионов. Исследована эффективность процесса в зависимости от распределения потоков раствора, направляемых на отбор (вывод концентрированного раствора катиона после сорбента) и на регенерацию последующих сорбентов.

4) Показана возможность умягчения слабосоленой воды с малым содержанием натрия и большим содержанием кальция. Исследована устойчивость процесса.

E-mail: miket@mail.ru

Литература

1. Klein G., Cherney S., Rudick E.J., Vermeulen T. Calcium removal from sea water by fixed-bed ion exchange// Desalination, 1968, v. 4, p. 158-166.
2. Гельферих Ф. Иониты, Москва; Иностр. Лит., 1962, с. 490 (Helfferich F. // Ionenaustausher, Verlag Chemie, GMBH. Weinheim, 1959).
3. Хамизов Р.Х., Мясоедов Б.Ф., Тихонов Н.А., Руденко Б.А. Об общем характере явления изотермического пересыщения в ионном обмене // Доклады Академии Наук, 1997, т. 356, №2, с. 216—220.
4. Пономарев А.Е., Тихонов Н.А., Хамизов Р.Х. Математическое моделирование самоподдерживающегося процесса умягчения – опреснения морской воды // Сорбционные и хроматографические процессы, 2002, т. 2, №5/6, с. 525-534.
5. Токмачёв М.Г., Тихонов Н.А., Хамизов Р.Х. Математическое моделирование циклического «самоподдерживающегося» ионообменного процесса умягчения-опреснения морской воды // Сорбционные и хроматографические процессы, 2004, т. 4, №5, с. 529-540.
6. Токмачёв М. Г., Тихонов Н. А. Исследование свойств циклического самоподдерживающегося ионообменного процесса умягчения-опреснения слабосоленых водных растворов // Сорбционные и хроматографические процессы, 2006, т. 6, №1, с. 32-43.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Уваров Александр Викторович

ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ КЛАСТЕРА, ОБРАЗОВАННОГО ИЗ ЧАСТИЦ, ОБЛАДАЮЩИХ ПОСТОЯННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ

**Балабин Р.М.

Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина, Москва, Россия

В настоящее время считается твердо установленным, что межмолекулярные силы имеют в основном электростатическую природу. Кроме того, известно, что дипольный момент является важным параметром, характеризующим физическое взаимодействие частиц и молекул.

Многие известные модели физического взаимодействия одиночных частиц построены с учетом только диполь-дипольного фактора взаимодействия. Их результаты нашли широкое применение при описании не склонных к специфическим видам взаимодействия веществ.

Дипольный момент одиночных частиц известен для целого ряда веществ. Но для случая макромолекул и иных частиц, склонных к ассоциации, подобных данных оказывается недостаточно для расчета их поведения в смесях и растворах. Для полного описание систем, содержащих указанные вещества, необходимо знание дипольного момента, как одиночной частицы, так и агрегата из нескольких таких частиц. Причем, число частиц в агрегате может меняться в широких пределах: от двух (процесс димеризации) до многих миллионов и более (процесс образования новой фазы).

Из вышесказанного можно сделать вывод, что создание теории расчета дипольного момента кластера (или фрактала) имеет большое значении для успешного изучения межмолекулярного взаимодействия на всех уровнях организации материи. В этой работе предпринята попытка создания подобной теории.

Для построения указанной теории авторами была рассмотрена задача о присоединении одиночной частицы к агрегату при наличии у обоих дипольного момента. Ниже изложены основные моменты, принятые за аксиому, при расчете дипольного момента кластера из одинаковых частиц, обладающих постоянным дипольным моментом:

- энергия диполь-дипольного взаимодействия намного меньше средней кинетической энергии частиц;
- взаимодействием диполей не в непосредственной близости друг от друга (до момента присоединения частицы) можно пренебречь;
- распределение диполей по направлениям вблизи границы агрегата соответствует распределению Гиббса;
- частицы не обладают поляризуемостью.

В результате рассмотрения процесса агрегации получена формула для расчта дипольного момента кластера (образованного из произвольного количества частиц N).

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Для простейшего случая $N > 10^5$ данное решение упрощается до обычной степенной зависимости:

$$p_N = p_0 \cdot N^{\beta} \quad (1)$$

где параметр β определяется соотношение энергии диполь-дипольного взаимодействия двух элементарных частиц («мономеров») к средней кинетической энергии системы.

E–mail:balabin.r@gubkin.ru

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СЕПАРАТОРАХ–ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЯХ ВЛАЖНОПАРОВЫХ ТУРБИН АЭС

Егоров М.Ю.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

В турбинах АЭС с РБМК–1000 для осушки и перегрева пароводяной смеси применяются промежуточные (между цилиндрами) сепараторы–пароперегреватели СПП–500–1. Опыт эксплуатации показал недостаточный уровень их надёжности.

В работе представлен сравнительный анализ теплогидравлических процессов в конструкции модульного типа пароперегревателя с прямыми трубками и верхним расположением сепарационной части (СПП–500–1) и конструкции змеевикового типа пароперегревателя и периферийным расположением сепаратора (СПП–500). Исследование проводится нами на основе собственных теплогидравлических расчётов [1] и анализа длительного опыта эксплуатации СПП на АЭС.

Определяющее влияние на величину коэффициента теплопередачи оказывает коэффициент теплоотдачи со стороны нагреваемой среды α. В СПП–500–1 нагреваемая среда движется внутри труб модулей пароперегревателя со скоростью $v \sim 45$ м/с. При этом устанавливается турбулентный режим течения с числами Рейнольдса $\mathrm{Re}_1 \sim 6 \cdot 10^4$ для 1 ступени и $\mathrm{Re}_2 \sim 4 \cdot 10^4$ для 2 ступени, сопровождающийся теплообменом со стенками труб с интенсивностью $\alpha \sim 350 \div 400$ Вт/(м^2°С). В СПП–500 теплообмен со стороны нагреваемой среды происходит при поперечном обтекании горизонтальных коридорных пучков труб при скорости $v_1 \sim 24$ м/с для 1 ступени и $v_2 \sim 40$ м/с для 2 ступени, что соответствует турбулентному режиму течения с $\mathrm{Re}_1 \sim 4.8 \cdot 10^4$, $\mathrm{Re}_2 \sim 5.7 \cdot 10^4$. Рекомендуемые в [2] зависимости дают $\alpha_1 \sim 440$ Вт/(м^2°С) и $\alpha_2 \sim 590$ Вт/(м^2°С).

Проведённое исследование показало, что теплогидравлические процессы в СПП–500–1 и СПП–500 оказывают значительное влияние на достижение необходимой температуры перегрева пара на входе в цилиндр низкого давления турбины и на надёжность турбоустановки. Теплообмен в СПП требует специальной организации с помощью конструктивных решений. Примером конструктивного решения, позволяющего рационально и эффективно обеспечить низкую влажность (менее 1 %) и отсутствие её концентрации в потоке нагреваемой среды, а также относительно интенсивный теплообмен со стороны нагреваемой среды при устойчивом протекании теплогидравлических процессов, является СПП–500.

Модернизация системы промежуточной сепарации и перегрева влажнопаровых турбин АЭС [3] — сложная научно-техническая задача. Актуальность обеспечения надёжной работы турбоустановок АЭС приводит к необходимости дальнейших исследований теплогидравлических процессов в СПП.

Автор выражает признательность профессору, д.т.н. Федоровичу Е.Д. за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: egorov12m2u@mail.ru

Литература

1. Егоров М.Ю., Федорович Е.Д., Прохоров В.А. (2006) Теплообмен в пароперегревателях СПП–500, СПП–500–1 // В сб. Полярное сияние—2006 / М.: МИФИ.
2. Цветков Ф.Ф., Григорьев Б.А. (2005) Тепломассообмен. М.: МЭИ.
3. Егоров М.Ю., Федорович Е.Д., Прохоров В.А. (2006) Промежуточные сепараторы—пароперегреватели турбин Ленинградской АЭС: модернизация конструкций на основе опыта эксплуатации // В сб.: Фундаментальные исследования в технических университетах / СПб.: Изд-во Политехн. ун-та.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ВОДНО-СПИРТОВЫХ РАСТВОРОВ МЕТОДОМ ФОТОННОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Иванов А.М., Мыслицкая Н.А.

Калининградский Государственный Технический университет

Вода является наиболее важным представителем ассоциированных жидкостей. Экспериментальные исследования водных систем последних лет показали наличие в них кластеров, т. е. можно считать установленным, что вода по своей структуре является неоднородной.

В данной работе представлены результаты исследования диффузионного движения полимерных латексов сферической формы различного размера (R = 30, 600 нм) в водно-спиртовых растворах различной концентрации.

В серии экспериментов использовался метод фотонной корреляционной спектроскопии, который заключается в измерении коэффициента диффузии дисперсных частиц путем анализа динамических флуктуаций интенсивности рассеянного света.

На рис. 1 приведены графики зависимостей коэффициента диффузии полимерных латексов от концентрации этилового спирта при температуре 20 °С и при температуре 40 °С. Из рис. 1 видно, что в области малых концентраций этилового спирта (≈ 2 – 3 %) существует область аномального возрастания коэффициента диффузии. С увеличением концентрации этилового спирта происходит уменьшение коэффициента диффузии до концентрации ≈ 80 %. При температу-ре 40 °С аномального возрастания коэффициента диффузии не наблюдается.

Рис. 1. Графики зависимостей коэффициента диффузии полимерных латексов от концентрации этилового спирта при различных температурах

При малых содержаниях спирта, молекулы спирта внедряются в межузловые полости льдоподобной решетки воды, не вызывая разрушения ее структуры. Подобный механизм растворения продолжается только до некоторой критической концентрации, после чего наступает как бы насыщение. Дальнейшее повышение содержания спирта приводит к разрушению упорядочен-ной структуры воды с внедренными молекулами спирта и переходу к разупорядоченной структуре, в которой избыточные молекулы спирта соединяются вместе, образуя агрегаты или островки спирта.

e:mail: ridlerg@mail.ru

Литература

1. Бриллиантов Н.В. (1996) Молекулярная динамика неупорядоченных сред / Бриллиантов Н.В., Ревокатов О.П.. М.: Изд-во МГУ, 1996. - С.82-88.

2. Кузьмичева А.Н. (2003) Исследование влияния структурных особенностей водных систем на фотофизические процессы / Кузьмичева А.Н., Потапов А.В. М.: Изд-во МГУ, 2003. С.1-8.

3. Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов под ред. Г. Камминса / М.: Мир,1978. С.287-294.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ПОТОКА В СВЕРХЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Ильченко Д.С., Каменщиков С.А., Фирсов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящей работе предлагается прямой способ измерения скорости потока как $\upsilon = \Delta s / \Delta t$, основанный на создании в потоке маломощного импульсного разряда. Величиной Δt является длительность импульса разряда, а в качестве Δs выступает протяженность разряда вдоль потока. Поскольку скорости процессов переноса плазмы при давлениях $p \geq 0.1$ атм много меньше сверхзвуковых, скорость распространения разряда практически совпадает по скорости и направлению с потоком газа [1].

Импульсный разряд создавался между двух вольфрамовых электродов ∅ 0.8 мм, заключенных в керамическую трубку, с расстоянием между центрами 10 мм. Напряжение на электроды ($U \geq 10$ кВ) подавалось от регулируемого источника питания, позволяющего изменять длительность импульса от 3 до 200 мкс при скважности $Q = 10^3$. Величина тока задавалась балластным сопротивлением, при этом средняя потребляемая мощность не превышала 100 Вт.

Скоростная съемка разряда осуществлялась сверхскоростной цифровой ССД камерой, длительность кадра которой можно было варьировать от ≈ 3 мкс до ≈ 1 с при частоте повторения 50 Гц. Таким образом, за один пуск получалось около 20 фотографий разряда. В результате обработки серии таких кадров определялась средняя длина плазменной струи при данной длительности высоковольтного импульса. Было обнаружено, что при длительности зондирующего разряда $\Delta t \geq 40$ мкс на точность определения длины плазмы оказывают существенное влияние газодинамические возмущения потока, возникающие за внезапным расширением канала. Поэтому наиболее точное определение скорости потока по линейным размерам плазменной струи достигается при длительности высоковольтного импульса (20-30) мкс.

Результаты по определению скорости сверхзвукового потока при помощи импульсного разряда сравниваются с данными, полученными из обработки сигналов с датчиков давления, которые располагались как по длине сверхзвукового канала, так и по его сечению. Результаты такого сравнения, приводимые в работе, показывает, что величины скоростей, полученными различными методами измерений, практически (в пределах ошибки измерений) совпадают, что доказывает возможность применения предложенного метода определения скорости потока в тех случаях, когда неприменимы традиционные методы измерений.

Предложенный метод применялся для измерения скорости сверхзвукового потока при горении в канале топливной смеси, т.е. в том случае, когда использование датчиков давления для определения скорости потока невозможно. В результате таких измерений было выяснено, что скорость распространения потока по каналу в режиме горения горючей смеси практически рав7на скорости холодного потока, что указывает на отсутствие существенного теплового запирания канала.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных при финансовой поддержке комплексной программы научных исследований Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» Подпрограмма 2 «Фундаментальные аспекты магнитоплазменной аэродинамики».

E–mail: bonusfrag@mail.ru

Литература

1. *Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибков В.М.* Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Механизмы распространения и неустойчивости разряда. ТВТ. 2004. Т42. №4. С. 516-522.

ГОРЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ В ПЛАЗМЕ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

Д.Н. Ваулин, А.А. Логунов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.

Приводятся результаты экспериментальных исследований процессов воспламенения и горения сверхзвукового потока воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом аэродинамическом канале с обратным уступом, инициированных разрядом постоянного тока. Обнаружено, что характер режимов горения зависят от ряда начальных условий, связанных как с созданием плазмы (величина разрядного тока, длительность разряда и.т.п.), так и с внешними параметрами сверхзвукового потока (начальные давления в системах подачи воздуха - $P_р$ и пропана - $P_г$, начальное давление в балластной камере - $P_н$). Основная регистрация горения осуществлялась при помощи датчиков давления, расположенных по всей длине сверхзвукового канала, и фотоумножителями, которые фиксировали время свечения продуктов горения.

Показано, что при начальном давлении в системе подачи воздуха $P_р > 2{,}5$ атм. (при постоянном давлении пропана $P_г = 5$ атм. и $P_н = 40$ Торр) наблюдается **режим стабильного несамостоятельного горения** топливной смеси. При этом регистрируется резкое возрастание давления в сверхзвуковом канале и свечение продуктов сгорания в секции канала, расположенной на расстоянии 50 см от источника плазмы. Из осциллограмм разрядного тока и сигналов с фотоумножителей следует, что время горения в этом режиме в точности совпадает с длительностью импульса разряда. Было обнаружено, что при изменении длительности импульса разрядного тока в пределах от 1с до 50 мс характер стабильного режима горения остается неизменным, т.е. время горения попрежнему равно длительности импульса тока. Таким образом, в этом режиме время горения смеси полностью определяется импульсом тока.

При $P_р < 2{,}5$ атм. регистрируется **неустойчивый режим**, при котором горение смеси прекращается еще до окончания разрядного тока, либо вообще не наблюдается. В этом режиме при определенных условиях регистрируется несколько повторных зажиганий и погасаний топливной смеси, которые происходят в течение одного импульса тока длительностью 1 с.

Обнаружено, что в обоих режимах в условиях, когда начало разряда приходится на постоянную или на спадающую части импульса напуска пропана, наблюдается **взрывной режим** горения. Для этого режима характерен резкий скачок давления в канале – взрыв смеси в начале ее горения, после которого горение происходит в стабильном режиме. Эксперименты показали, что при стабильном горении амплитуда сигналов с датчиков давления падает по мере удаления от источника плазмы, а при взрывном режиме она остается практически постоянной или даже возрастает.

Показано, что при величине разрядного тока $I_р < 10$ А горение смеси не регистрируется независимо от любых изменения начальных условий. В этом случае, однако, наблюдается **режим воспламенения** топлива в сверхзвуковом потоке, для которого ха-

рактерно незначительное (на уровне ошибки измерений) увеличение давления в канале с момент импульса разрядного тока.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных при финансовой поддержке комплексной программы научных исследований Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» Подпрограмма 2 «Фундаментальные аспекты магнитоплазменной аэродинамики».

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДУЛЯ СДВИГА РЕЗИНОПОДОБНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Изосимова М.Ю., Прохорова Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Известно, что при поражении биологическая ткань меняет свои физические свойства, в том числе и упругие. Упругость пораженных мягких биологических тканей значительно отличается от упругости здоровой ткани. Особенно сильно возрастает (в несколько раз) величина сдвигового модуля [1]. Поэтому разработка методов, для определения модуля сдвига в биологических тканях является актуальной задачей медицинской диагностики. В работе предложена методика определения модуля сдвига на основе регистрации сдвиговых колебаниях образца методами доплеровской виброметрии. В качестве образцов использовались так называемые фантомы биологических тканей, изготовленные из резиноподобного полимерного материала, обладающего свойствами мягких тканей. Образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда.

Если одна из граней образца жестко закрепляется, а к другой прикладывается сила **F** так, чтобы эта сила действовала перпендикулярно нижней и верхней граням параллелепипеда. В соответствии с теорией упругих свойств твёрдых тел, в образце возникнет сдвиг, то есть деформация, при которой все плоские слои твёрдого тела, параллельные крайней закрепленной грани (плоскости сдвига), не искривляясь и не изменяясь в размерах, смещаются параллельно друг другу (рис.1) [2].

Рис. 1

Мерой деформации $\frac{\Delta h}{l}$ является угол сдвига θ (относительный сдвиг), выраженный в радианах. Для малых деформаций

$$\theta \approx tg\theta = \frac{\Delta h}{l}, \qquad (1)$$

где Δh – абсолютный сдвиг.

По закону Гука, относительный сдвиг пропорционален касательному («скалывающему») напряжению, приложенному к боковой грани:

$$\sigma = \frac{F}{S} = \mu\theta, \qquad (2)$$

где S – площадь боковой грани, μ - модуль сдвига, численно равный касательному напряжению, вызывающему относительный сдвиг, равный единице. Таким образом, зная силу, вызывающую сдвиг, и деформацию, можно рассчитать модуль сдвига.

Для экспериментов автоматизированная экспериментальная установка (рис. 2), основным измерительным прибором которой служит сканирующий лазерный допле-

ровский виброметр фирмы Polytec PSV-300, который позволял с большой точностью определять амплитуду смещений точек M и M' [3].

Рис. 2

Для возбуждения сдвиговых деформаций в исследуемом образце использовался вибростол (VebRobotron-Messelektronik), сигнал на который подавался через усилитель мощности со встроенного в виброметр функционального генератора. Напряжение на вибраторе изменялось от 0,5 до 9В, частота подаваемого сигнала - от 2 Гц до 100Гц. Образец (1) в форме прямоугольного параллелепипеда одной боковой гранью жестко соединяется с вертикальной стенкой (2).

К противоположной грани прикреплена площадка (3), имеющая размеры, совпадающую с размерами грани. Для создания приложенной к образцу тангенциальной силы известной величины используется пружина (4) с известной жесткостью, соединяющая вибратор и площадку (3).

В этом случае сила, действующая на площадку, была равна:

$$F = k\Delta x\,, \tag{3}$$

где k – жесткость пружины, Δx - разность смещений точек M и M'.
Тогда согласно уравнениям (2-3) модуль сдвига равен при условии квазистатичности:

$$\mu = \frac{k\Delta x}{S\theta}\,. \tag{4}$$

С помощью сканирующего лазерного виброметра измеряются смещения поверхности образца в точке M и вибратора (M'). Виброметр производит усреднение по 70 измерениям в каждой точке для каждого значения частоты. Затем амплитуда сигнала изменялась (увеличивалась), и все измерения проводились заново.

По результатам проведенных измерений для каждого значения частоты были построены нагрузочные кривые, по углу наклона которых определялся модуль сдвига.

Рис. 3

Первый исследуемый образец (37,5×24,7×45,8мм^3) был просканирован на частотах 2Гц, 5Гц, 10Гц, 50Гц, 80Гц, 100Гц. Полученные в результате этих измерений значения модуля сдвига, согласуются с литературными данными при частотах возбуждения ниже 10 Гц. На частотах выше 10Гц модуль сдвига имел аномально высокие значения (рис. 3). Это связано с тем, что на более высоких частотах условие квазистатичности нарушалось и использование уравнения (4) при расчетах не корректно.

Для уточнения значения модуля сдвига исследовался образец меньших размеров (15,2×46,5×30,8 мм^3), вследствие чего на частотах ниже 10 Гц волна не формировалась. Образец сканировался на частотах 2-10Гц с шагом в 1 Гц. Определенный нами модуль сдвига имел значение 8,9±0,2 кПа, что соответствует литературным данным.

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-4449.2006.2 и грантов РФФИ № 05-02-16327-а и № 06-02-16658-а.

maria.izossimova@mail.ru

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Курс теоретической физики: Теория упругости. Физматлит, 2003. С. 264
2. Андреев В.Г., Ведерников А.В., Генерация и детектирование сдвиговых волн в резиноподобной среде с помощью сфокусированного ультразвука, Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия, 2001. №1. с34-36.
3. Коробов А.И., Изосимова М.Ю., Прохорова Е.В. Исследование колебаний биологических тканей и их фантомов с модельными дефектами. Известия РАН. Серия физическая, 2006. Т. 70. № 12. С. 1830-1832.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА В ДИФФУЗИОННОМ И КОНТРАГИРОВАННОМ РЕЖИМАХ

*Шкуренков И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Выполненные до настоящего времени экспериментальные и теоретические исследования [1-3]) положительного столба в инертных газах при больших давлениях p ($p \cdot R \approx 100$ Тор см, R – радиус трубки) показали, что такого рода разряды существуют в двух модификациях. Диффузионный разряд, в котором свечение сравнительно плавно распределено по сечению разрядной трубки и при изменении разрядного тока меняется непрерывно, существует при небольших значениях $p \cdot R$<50 Тор см. При больших pR диффузионный разряд существует при сравнительно небольших токах. При больших токах разряд скачком переходит в контрагированное состояние, в котором радиальное распределение концентрации электронов и свечения сжато в узкой приосевой области.

Для описания этих явлений разработана одномерная радиальная модель разряда постоянного тока, включающая замкнутую систему уравнений баланса заряженных и возбужденных частиц, уравнение теплопроводности, уравнение Пуассона для радиального поля и условие сохранение тока разряда. При вычислении скорости ионизации использовалась ФРЭ по энергиям, полученная из решения кинетического уравнения с учетом упругих, неупругих и межэлектронных столкновений, и принимать во внимание процессы ступенчатой ионизации, которые становятся основными в контрагированном режиме.

Имеется также ряд экспериментальных и теоретических работ посвященных изучению контрагированного состояния и физических процессов, приводящих к нему [1]. В большинстве этих работ исследован лишь один из механизмов контракции и построены упрощенные модели разряда.

В модели удалось получить скачок на ВАХ при переходе из диффузионного режима в контрагированный. Было показано, что при значениях тока, не превышающих критического значения, зависимость продольного поля от тока (ВАХ) плавно спадающая, что является следствием нелинейности скорости ионизации из-за неоднородного разо-

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

грева газа и преимущественно диффузионного ухода заряженных частиц. При токах выше критического появляется резкий скачок ВАХ, причем радиус шнура составляет величину ≈0,1-0,05 от радиуса трубки. Таким образом, удалось построить модель, которая с хорошей точностью описывает оба режима и описывает прямой переход между ними, т.е. учитывает все элементарные процессы, которые важны в данной области.

jchkouren@mail.ru

Литература

1. А.П. Напартович, А.Н.Старостин. Химия плазмы / Под ред. Смирнова Б.М. / М.: Атомиздат, 1979, вып 6, с.153
2. N.A. Dyatko, Y.Z. Ionikh. ESCAMPING-18, 2006, LECCE, ITALY
3. Ю.Б. Голубовский, А.К. Зинченко, Ю.М. Каган. ЖТФ 1977. Том 47, №7, с.1478

УДК 621.315.592

ВИБРОННЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ БУТИЛЗАМЕЩЕННЫХ МОНО- И ТРИФТАЛОЦИАНИНА, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ ЭРБИЯ

Тихонов Е.В., Белогорохов И.А., Мартышов М.Н., Бреусова М.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время органические полупроводники являются одним из самых интересных и многообещающих материалов для современной микроэлектроники. Органические полупроводниковые структуры, состоящие из полимеров и олигомеров, а также из гибридных органических соединений дешевы в производстве и обладают гибкостью [1]. Пластичность и существование жидкой фазы при комнатной температуре позволяют печатать органические транзисторы в отличие от структур на аморфном кремнии, которые осаждаются на поверхность при 300˚С [1]. Фталоцианины – синтетический фермент зеленого цвета – является представителем класса органических полупроводниковых структур. Фталоцианины характеризуются наличием в молекулах системы сопряжения. Носители тока во фталоцианинах образуются в результате возбуждения -электронов, делокализованных по системе сопряжённых связей.

Исследованные в данной работе полупроводниковые комплексы фталоцианинов эрбия получались в ходе химической реакции из органических лигандов кипячением в о-дихлорбензоле с ацетатом эрбия [2]. Комплексы трифталоцианина эрбия были синтезированы в кипящем спирте из свободных лигандов [2].

Синтезированные органические структуры наносились на кварцевые подложки методом жидко-капельной адсорбции. Регистрация спектров комбинационного рассеяния света осуществлялась с помощью рамановскиого спектрометра “Jobin Yvon HR800”. В качестве источника возбуждения использовался He-Ne лазер с излучением на длине волны 632,82 нм. Для измерения температурной зависимости образцы фталоцианиновых комплексов, нанесенные на кварцевую подложку, помещались в печку. В ходе эксперимента температура образцов изменялась от 22°С до 200°С. Значения силы тока измерялись пикоамметром “Keithley-1000”.

Исследованные зависимости проводимости от обратной температуры позволили определить величину энергии активации. Установлено, что с увеличением количества органических лигандов в молекулярной структуре величина энергии уменьшается в 5,41 раза – это позволяет предположить, что в структурах типа трифталоцианина эрбия появляется квазинепрерывный энергетический спектр. Методом комбинацион-

ного рассеяния установлено, что при переходе от планарной структуры бутилзамещенного монофталоцианина эрбия к сэндвич-подобным структурам типа трифталоцианина эрбия в области больших рамановских сдвигов наблюдается присутствие четырех линий на частотах 122 см-1, 208 см-1, 279 см-1, 366 см-1. Из анализа литературных данных можно сделать вывод о том, что наблюдаемые четыре линии соответствуют слабым внеплоскостным колебаниям фталоцианиновых колец. В спектрах комбинационного рассеяния света полупроводниковых структур на основе бутилзамещенного монофталоцианина эрбия указанные линии не наблюдаются – что сделать вывод о том, что наличие периферийных заместителей не влияет на положение наблюдаемых линий.

E–mail:lumbrius@gmail.com

Литература

1. А. Ященко, Иллюминатор. 4(6), 5-7 (2003).
2. V.E. Pushkarev, M.O. Breusova, E.V. Shulishov, and Yu.V. Tomilov. Russian Chemical Bulletin, International Edition 54, 9, 2087-2093 (2005).

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции
проф. Желтиков Алексей Михайлович

ОПТИЧЕСКОЕ ЭХО В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Антипов А.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время одним из распространенных направлений развития современной оптики стало применение методов теории конденсированного состояния в различных оптических исследованиях. Во многом это связано с задачами так называемой фотоники - создания оптических информационных устройств. В качестве примера можно привести фотонные кристаллы - структуры с периодической модуляцией оптических свойств. Необходимо отметить, что для теоретического описания распространения сигналов в таких структурах принято использовать спектральный подход с базисом плоских волн, что не является эффективным в случае, например, ультракоротких лазерных сигналов. Учет конечных пространственных размеров оптических структур и волновых пакетов может привести к открытию класса оптических эффектов, аналогичных процессам, связанных с пространственной локализацией электронов в потенциальных ямах. В рамках данного исследования был рассмотрен эффект "оптического эха" - аналог явления периодического расплывания и восстановления формы волнового пакета, распространяющегося в потенциале осцилляторного типа. В рамках исследования была рассчитана структура на основе фотонного кристалла, которая осуществляет локализацию волнового пакета и создает эффективный потенциал. Также был разработан теоретический подход, позволяющий эффективно решить данную задачу. Была указана возможность экспериментального наблюдения данного эффекта для сигнала фемтосекундного лазера и фотонного кристалла на основе кремния и численно смоделирован соответствующий эксперимент.

E–mail: antipov@shg.ru

Литература

1. A.E Antipov A., A.N. Rubtsov A., *Optical echo in photonic crystals*, JETP Lett. 85, 3 (2007).
2. П.В. Елютин, Б.Д. Кривченков. *Квантовая механика (с задачами)*, 2е издание, Физматлит, (2001).
3. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П., *Теория Волн*, Наука, (1990).
4. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn., *Photonic Crystals*, Princeton University Press, Princeton, (1995).

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ АПЕРТУРЫ СВЕТОСБОРА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Махмутов Т.Ш., Бруевич В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Поляризационная спектроскопия КР используется при исследовании анизотропных свойств материала. В случае, когда тензор КР исследуемой молекулы известен, данная методика позволяет определять распределение молекул по направлениям. Тен-

зор КР молекулы, в свою очередь, можно определить, исследуя образец с известным распределением молекул по ориентациям – например раствор, молекулы в котором ориентированны изотропно. Измеряемым в эксперименте параметром является степень деполяризации линии КР. Зная степень деполяризации линии КРС изотропного вещества, можно выявить с помощью модели тензора КРС некоторые особенности анизотропных свойств исследуемой молекулы.

При измерении значения параметра деполяризации по стандартной методике возникает систематическая погрешность, связанная с тем, что этот параметр весьма чувствителен к направлению рассеянного света. В реальной экспериментальной установке рассеянный свет собирается в монохроматор с определенного телесного угла.

В данной работе предлагается методика, позволяющая с определенной точностью произвести коррекцию измеряемого параметра деполяризации на систематическую погрешность. Сложность такого корректного учета погрешности связана с тем, что чувствительность спектрометра существенно зависит как от направления попадающего в него излучения, так и от направления его поляризации. Нами была предложена техника, основанная на измерении деполяризации и интенсивности КР при частично закрытой системе светосбора. На входную линзу была установлена щелевая диафрагма, ширина которой изменялась. Для такой системы, исходя из геометрии, была рассчитана аналитическая зависимость степени деполяризации от ширины щели. Параметром аппроксимации этой зависимости являлся эффективный радиус входной линзы R_0.

Были измерены экспериментальные значения степени деполяризации ρ линия КР раствора нанополиацетилена (НПА) на отстройке 1078.6 см$^{-1}$ при трех положениях щели. Были получены значения параметров аппроксимации R_0 и ρ_0 с погрешностью менее 1 %, которые показали влияние апертуры на степень деполяризации ~5%. Так же были измерены значения степени деполяризации ρ линии КР бензола на отстройке 607 см$^{-1}$ и линий толуола на отстройках 1606 см$^{-1}$ и 1586 см$^{-1}$. Используя полученное ранее значение радиуса входной линзы R_0, для этих линий КР были рассчитаны значения степени деполяризации ρ_0, которые с точностью до погрешности совпали с литературными данными [1, 2].

Автор выражает признательность доктору физ.мат. наук Паращуку Д.Ю. за помощь в подготовке тезисов

E–mail: TimTam@yandex.ru

Литература

1. Сущинский М.М (1969) Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов // Москва.
2. Александров И.В., Бобович Я.С., Маслов В.Г. (1974) О форме тензора спонтанного комбинационного рассеяния / Письма в ЖЭТФ, том 19, вып.5, стр.264-268.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА НА МОЛЕКУЛЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИКИ ЯДЕРНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ

Буренков И.А., Тихонова О.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одной из актуальных проблем физики мощных ультракоротких лазерных импульсов является их использование для исследования динамики атомных и молекулярных систем с предельно высоким пространственным и временным разрешением. В частности, при ионизации молекулы ультракоротким лазерным импульсом происходит фотоотрыв одного из электронов молекулы и последующее его рассеяние на родительском ионе под действием того же интенсивного поля. В результате, угловое распределение рассеянного электрона характеризуется дифракционными пиками, несущими информацию не только о характеристиках электронного волнового пакета, но также о

структуре и ориентации родительского молекулярного иона, на котором происходило рассеяние. Таким образом, оказывается возможным по возникающей дифракционной картине отслеживать динамику ядерной подсистемы молекулярного иона с фемтосекундным временным разрешением.

Важной задачей, не решенной на сегодняшний день, является корректное получение информации о ядерном движении из наблюдаемых угловых распределений. Оказалось, что в случае кулоновского поля ядер использование простейших формул дифракции приводит к ошибкам в определении межъядерного расстояния в молекуле вплоть до 50%. Кроме того, использование приближения плоской волны для рассеивающегося электрона не является оправданным в случае рассеяния, возникающего под действием лазерного поля. Поэтому целью данной работы стало получение аналитических выражений, позволяющих извлекать информацию о структуре и ориентации молекулы с высокой точностью.

Для процесса рассеяния электрона на молекулярной системе было получено аналитическое решение за рамками первого борновского приближения и вне приближения плоских волн для рассеивающегося электрона. Были рассмотрены различные типы потенциалов взаимодействия. С учетом когерентности процесса рассеяния на двух потенциальных центрах были получены поправки к положениям минимумов дифракционной картины рассеяния.

Были изучены пределы применимости различных аналитических приближений для различных пространственных ориентаций молекулы. Показано, что «эйканальное» приближение неприменимо для двухатомной молекулы, ориентированной вдоль волнового вектора электрона, в то же время для перпендикулярной геометрии была продемонстрирована важность интерференции между амплитудами рассеяния на отдельных центрах молекулы.

Также проанализирована интерференция падающего и рассеянного электронных потоков и роль этого эффекта в формировании конечного углового распределения: возникающий линейный по потенциалу интерференционный член, оказывается превалирующим на малых углах.

Детальный анализ полученных результатов и сравнение с численным решением точной задачи позволяют в реальном времени получить корректную информацию о динамических характеристиках молекулы из наблюдаемой дифракционной картины.

Ivanburenkov@gmail.com, ovt@mics.msu.su

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КИСЛОРОД-ЙОДНОМ ЛАЗЕРЕ С ЭЛЕКРОРАЗРЯДНЫМ ГЕНЕРАТОРОМ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

Чукаловский А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время интенсивно разрабатываются электроразрядные генераторы синглетного кислорода (ЭРГСК) для возбуждения генерации в кислород-йодном лазере (КИЛ). Генерация КИЛ осуществляется на электронном переходе атома йода $I^*(^2P1/2) \rightarrow I(^2P3/2)+h\nu$. Передача энергии возбуждения от молекул $O_2(a^1\Delta)$ (синглетный кислород - СК) атому йода происходит при смешении возбуждённого газового потока из ЭРГСК с потоком молекулярного йода и буферным газом. Впервые была получена генерация КИЛ при давлениях ~ 2 Тор [1]. На сегодняшний день на выходе из ЭРГСК в электрических разрядах получено содержание СК $\eta \approx 20\%$ при давлениях $P \approx 5$ -10 Тор [2,3]. Было показано, что для получения положительного коэффициента усиления (КУ) в рабочей среде лазера и повышения эффективности работы ЭРГСК необходима опти-

мизация параметров возбужденного газового потока на выходе ЭРГСК по составу, температуре и давлению, а также расходу I_2 в зоне смешения КИЛ [1,3].

Целью данной работы является: теоретический анализ динамики процессов, происходящих в зоне смешения КИЛ с ЭРГСК и выяснение влияния этих процессов на коэффициент усиления в рабочей смеси. Основное внимание уделяется выяснению механизма диссоциации молекулярного йода в среде, содержащей $O_2(^1\Delta)$, O, O_3 , анализу температурного режима, исследованию воздействия процессов накачки и тушения $I^*(^2P_{1/2})$ и $O_2(^1\Delta)$ на коэффициент усиления. Для этой цели была разработана квазидвумерная кинетическая диффузионная модель описания перемешивания газовых потоков в зоне смешения КИЛ с ЭР ГСК. Модель включает в себя систему уравнений непрерывности (для каждой из компонент смеси) и теплопроводности в цилиндрической симметрии с учётом полной системы химических реакций для КИЛ с ЭР ГСК, включающей две новые реакции тушения, исследованные в [2,3]. Скорость прокачки смеси предполагается постоянной, смешение газовых потоков (возбуждённого кислорода с молекулярным йодом и гелием) – изобарическим. Разработанная модель позволяет получать пространственное распределение продуктов реакций, температуры среды и рассчитывать коэффициент усиления по радиусу и длине зоны смешения КИЛ. В ходе проведения расчётов варьировалось содержание СК и О на выходе из ЭРГСК, степень предварительной диссоциации и расход I_2 на входе в зону смешения КИЛ. Модель тестировалась на экспериментальных данных [1]. С помощью разработанной модели определены основные процессы диссоциации I_2, тушения I^* и $O_2(^1\Delta)$. Получены зависимости скорости диссоциации I_2 от содержания O, $O_2(^1\Delta)$ в смеси, КУ и температуры от содержания O, $O_2(^1\Delta)$, и расхода I_2 при различных давлениях. Было установлено, что основными факторами, влияющими на КУ при заданном содержании $O_2(^1\Delta)$ в смеси, являются: содержание O, температура газовой смеси. Проанализирована возможность подбора оптимальных параметров для увеличения КУ КИЛ.

Автор выражает признательность внс ОМЭ НИИЯФ МГУ Рахимовой Т.В. и Клоповскому К.С. за постановку задачи и обсуждение результатов работы.

E–mail: tinacious@rambler.ru

Литература

1. D.L. Carroll, et al. Path to the measurement of positive gain on the 1315-nm transition of atomic iodine, pumped by O2($^1\Delta$), produced in an electric discarge. IEEE J. of Quantum Electronics, vol.41, no.2. Feb. 2005.
2. T.V. Rakhimova et al , AIAA Paper 2005-4918.
3. T.V. Rakhimova et al., 37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, San Francisco, 5-8 June 2006.

ДЕМОДУЛЯЦИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Домкин К. И.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

При совершенствовании каналов в оптоволоконных системах связи, работающих на высоких частотах, приходится решать ряд проблем. Среди них очень важное значение имеют две: повышение рабочей частоты и обеспечение процессов модуляции и демодуляции на этих частотах. Весьма заманчивым представляется объединение этих проблем в одну, а именно, разработка способа приема при повышении рабочей частоты, где возможно обеспечение процесса модуляции одновременно с приемом-преобразованием оптического сигнала в электрический.

Представляется возможным обеспечение демодуляции оптического сигнала по такой схеме в случае, когда фотоприемником является среда с поглощением и при такой плотности потока излучения, когда становятся заметными нелинейные эффекты. В этом случае, в соответствии с [1], могут происходить процессы демодуляции оптического сигнала (детектирования). Очевидно, что при слабых сигналах такой способ представляется весьма сомнительным. Однако в некоторых случаях, когда уровень сигнала является весьма значительным и с помощью оптической системы можно обеспечить значительную плотность мощности потока излучения, такой способ может быть не только возможным, но и иметь преимущество перед другими способами. В качестве регистрирующей среды фотоприемника могут быть использованы полупроводниковые среды.

Эксперимент по осуществлению возможности демодуляции в оптическом диапазоне поставлен с использованием приемных антенн систем спутникового телевидения, не являющихся оптическими. Рабочие телевизионные частоты находятся в диапазоне 13-25 ГГц. Непосредственно на самом облучателе антенны или перед ним на расстоянии нескольких мм (см) располагается полупроводниковая пластина, которая может быть освещена потоком лазерного излучения, модулированного способом биений [2], частоту которых можно изменять и контролировать.

В эксперименте изменяется частота биений в диапазоне частот, включающем в себя рабочий диапазон спутникового сигнала. При некотором значении частоты биений, совпадающей с рабочей частотой радиосигнала, может возникнуть заметное ухудшение качества принимаемого телевизионного изображения. Такое ухудшение возможно при достаточно малом уровне поступающего в антенну полезного сигнала. Для обеспечения уменьшения уровня полезного (телевизионного) сигнала можно уменьшать рабочую апертуру антенны за счет надвижения на нее электропроводящей пластины (сетки).

Такой подход позволяет получить эффект демодуляции оптического излучения с одновременным преобразованием его в высокочастотное (на частоте модуляции) электрическое напряжение. Изменяемыми параметрами являются частотная характеристика, расположение и выбор материала и формы полупроводниковой пластины.

Автор выражает признательность профессору, к.п.н. Костюнину А.В. за помощь в подготовке тезисов

E–mail: ego@sura.ru

Литература

1. Виноградова М. Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн.- М.: Наука, 1979
2. Домкин К.И., Костюнин А.В. Модуляция оптического излучения частотами гигагерцового диапазона методом биений. Труды 6-й международной конференции Актуальные проблемы современной науки, часть 5-7, Самара 2005

МЕТОД PUMP–PROBE В ИССЛЕДОВАНИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭКСИТОНОВ И БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

Надькин Л.Ю., Флорина О.Ф.

Приднестровский Государственный Университет им. Т. Г. Шевченко,
Тирасполь, Молдова

При экспериментальном исследовании оптических свойств полупроводников в экситонной области спектра при больших уровнях возбуждения особую значимость приобрел метод pump–probe. Он основан на использовании двух пучков лазерного излучения: мощного пучка накачки и слабого, зондирующего пучка. Слабый пучок зондирует изменения оптических свойств кристалла, обусловленных действием мощного пучка накачки.

Нами рассмотрены стационарный и нестационарный режимы взаимодействия мощного и слабого импульсов с экситонами и биэкситонами в полупроводниковых размерно-ограниченных структурах при учете экситон-фотонного взаимодействия, оптической экситон-биэкситонной конверсии и двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла. Изучена восприимчивость кристалла типа CuCl в условиях, когда на него падает мощная монохроматическая волна (накачка) когерентного лазерного излучения с частотой, равной разности частот биэкситонного и экситонного состояний, а также слабая волна (пробный импульс) с частотой, равной частоте экситонного перехода. Фотоны первого импульса смешивают экситонное и биэкситонное состояния, существенно изменяя энергетический спектр полупроводника, а фотоны второго импульса зондируют эти изменения в области экситонного перехода.

Нами детально исследовано поведение абсорбционной компоненты восприимчивости (полосы поглощения слабого импульса в экситонной области спектра) в зависимости от расстроек резонанса и амплитуды поля накачки. В отсутствии процесса двухфотонного возбуждения биэкситонов при низких уровнях возбуждения полоса поглощения имеет лоренцовскую форму с максимумом при расстройке, равной нулю. С увеличением интенсивности поля накачки возникают две симметричных относительно центрального максимума полосы поглощения. Новые пики полосы поглощения все дальше расходятся с ростом поля накачки, причем их амплитуды монотонно убывают. Возникновение симметричных максимумов обусловлено перенормировкой энергетического спектра полупроводника под действием мощного импульса накачки. Экситонный уровень расщепляется на два квазиуровня, которые все больше отходят друг от друга. Показано, что в присутствии поля накачки закон дисперсии состоит из трех поляритоноподобных ветвей, положение и форма которых зависят от уровня возбуждения.

В нестационарном режиме взаимодействия мощного и слабого импульсов с экситонами и биэкситонами, абсорбционная и дисперсионная компоненты восприимчивости, а также концентрации экситонов и биэкситнов осциллируют во времени. При достижении некоторого предельного времени амплитуда колебаний абсорбционной и дисперсионной компонент восприимчивости, а также концентрации экситонов и биэкситнов, уменьшается и со временем выходит на стационарный режим

E-mail: tdsu4@idknet.com

РЕГИСТРАЦИЯ КОНВЕРСИОННОГО РАСПАДА ЯДЕР ЖЕЛЕЗА, ВОЗБУЖДЕННЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПЛАЗМЫ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

*Головин Г.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Экспериментально исследовался распад возбужденных ядер мишени из ^{57}Fe с энергией 14 *кэВ* и временем жизни 98 *нс* в основное состояние. Возбуждение ядер происходило излучением плазмы, которая образовывалась на поверхности мишени под воздействием мощного фемтосекундного лазерного импульса со следующими параметрами: $W = 2$ *мДж*, $\tau = 60$ *фс*, $S_{фокус}$=12 *мкм*^{2}. Интенсивность при этом составляла $\approx 10^{17}$ $Вт/см^2$.

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

Введение

Плазма, которая образуется на поверхности твердотельной мишени под воздействием мощного фемтосекундного лазерного импульса, представляет серьезный интерес для изучения. Это обусловлено ее твердотельной плотностью ($\approx 5\cdot 10^{22}\ см^{-3}$) и большими энергиями частиц за счет как столкновительных, так и бесстолкновительных механизмов поглощения из падающей световой волны. Так, для импульса уже «умеренной» ($\approx 10^{17}\ Вт/см^2$) интенсивности, температура «горячего» электронного компонента достигает порядка 10 *кэВ*. Это позволяет говорить о возможности возбуждения низколежащих ядерных состояний как электронным ударом, так и прямым поглощением рентгеновского излучения плазмы ядром.

Распад возбужденных ядерных состояний возможен по двум каналам: радиационному и конверсионному. В первом случае свидетельствовать о произошедшем распаде будут гамма-кванты с энергией, соответствующей совершенному ядром переходу. Во втором – электроны, появление которых отстоит от момента возбуждения ядер на время, сопоставимое со временем жизни возбужденного уровня. Кроме этого электроны будут обладать энергией, равной разности энергии возбужденного уровня и энергии связи их с ядром.

В эксперименте использовалась мишень из железа (с 2% содержанием изотопа ^{57}Fe), потому что энергия возбуждения ядра этого изотопа составляет 14 *кэВ*, т.е. можно рассчитывать на эффективное возбуждение ядер, к тому же время жизни уровня – 98 *нс*, что обеспечивает необходимое для регистрации конверсионных электронов разнесение их и теплового компонента плазмы.

Для определения «продуктов» распада возбужденного состояния ядер 57Fe были теоретически оценены парциальные коэффициенты конверсии на отдельные электронные оболочки, которые позволили найти спектр конверсионных электронов. Было показано, что основным «продуктом» распада являются конверсионные электроны с энергией 7.2 кэВ. Суть эксперимента по регистрации актов распада сводилась к измерению тока электронов из плазмы и выделению в нем конверсионного компонента на фоне шумовых электронов. Логично допустить, что количество шумовых электронов зависит от энергии регистрируемых частиц слабо, тогда в диапазоне энергий около 7.2 кэВ можно ожидать увеличения количества зарегистрированных электронов за счет конверсионных частиц.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состоит из двух камер. В камере взаимодействия установлена мишень, которую с помощью двух шаговых двигателей можно перемещать в вертикальной плоскости. Лазерный пучок заводится в эту камеру через окно, предварительно фокусируясь на мишени посредством объектива. Положение фокусирующего элемента можно регулировать микрометрическим винтом. Электронная компонента через соединяющую герметичную трубу попадает на электростатический спектрометр в камеру регистрации, где попадает на микроканальную пластину (МКП).

Рис. 1: Схема экспериментальной установки

Обе камеры откачиваются до вакуума порядка 10^{-5} Торр системой из турбомолекулярного и форвакуумного насосов. Для юстировки установки и грубой фокусировки излучения используется гелий-неоновый лазер. Точная фокусировка производится по максимуму выхода рентгеновского излучения.

Результаты эксперимента

Были измерены электронные токи из плазмы при 30 различных значениях энергии регистрируемых электронов.

Максимум зарегистрированных электронов соответствует энергии $7{,}1 \pm 0{,}1\ кэВ$ (расчетное значение $7{,}2\ кэВ$), что позволяет идентифицировать данные электроны, как конверсионные. Ширина максимума составляет $0{,}7\ кэВ$ и обусловлена разрешающей способностью спектрометра.

Таким образом, впервые был зарегистрирован конверсионный распад возбужденного ядерного состояния, причем возбуждение ядер осуществлялось излучением плазмы мощного фемтосекундного лазерного импульса.

E–mail: deep68@yandex.ru

Рис. 2: Зависимость количества зарегистрированных электронов от их энергии

ГЕНЕРАЦИЯ И ДИАГНОСТИКА КЛАСТЕРНЫХ ПУЧКОВ

Арсланов Д.Д., Голубев А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время обострился интерес к кластерам – нанообъектам, представляющих собой макромолекулу, состоящую из атомов или молекул, связанных ван-дер-ваальсовыми силами. Применения кластеров различны – от генерации рентгеновского излучения и нейтронных потоков при взаимодействии с сверхинтенсивным ($I>10^{15}$Вт/см^2) фемтосекундным лазерным излучением до образования новых наноматериалов при взаимодействии с поверхностью [1].

В работе обсуждаются схема установки и результаты экспериментальных исследований как самого процесса генерации кластерных пучков, так и диагностики основных параметров кластерного пучка – радиуса и концентрации кластеров. Образование кластерных пучков осуществляется с помощью сверхзвукового адиабатического расширения газа сквозь специально разработанное сопло в вакуумную камеру. Использовалось коническое сопло с пьезокерамическим затвором. Диаметр входного отверстия сопла составил около 500 мкм, угол полураствора $2{,}3^0$.

В эксперименте параметры кластерного пучка определялись по технике релеевского рассеяния УФ излучения эксимерного XeCl лазера. Получена зависимость сигнала рассеяния от давления (рис.1), оценен радиус кластеров для давления Xe над клапаном p=5 атм, который составил 21 нм при концентрации кластеров в области зондирования $2 \cdot 10^{11}\ см^{-3}$. Обсуждаются также схема использования пироэлектрического приемника для диагностики кластерных пучков.

Рис. 1. Зависимость сигнала релеевского рассеяния от давления Xe над клапаном

В докладе представлены численные оценки радиуса образующихся кластеров на основе эмпирического параметра Хагена и решения кинетического уравнения баланса. При оценке концентрации учитывалось экспериментально обнаруженная зависимость, что кластеризации подвергается приблизительно 20% молекул газа.

Рассмотрена схема взаимодействия сверхинтенсивного фемтосекундного излучения хром-форстеритового лазера с кластерными пучками с целью генерации высокоэнергетических частиц и рентгеновского излучения.

E–mail:lamma@bk.ru

Литература.

1. Макаров Г. Н. "Экстремальные процессы в кластерах при столкновении с твердой поверхностью"; УФН, т.176(2), стр.121 (2006)

ТРАНСФОРМАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЛИНЕЙНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Гуляев А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Быстрый прогресс в развитии лазерных технологий привел к возможности генерации ультракоротких лазерных импульсов длительностью вплоть до одного оптического цикла [1]. Такие импульсы интересны с точки зрения различных физических приложений, в том числе, они могут быть использованы для исследования и контроля динамики различных квантовых систем с высоким временным и пространственным разрешением [2]. В этой связи оказывается важной и актуальной проблема распространения таких импульсов в линейных и нелинейных средах [3].

Ультракороткий импульс длительностью в один - два оптических цикла имеет ряд характерных особенностей, являющихся принципиальными при исследовании его эволюции в среде. Такой импульс имеет большую спектральную ширину, порядка средней по спектру частоты, что делает крайне существенным дисперсионное расплывание и может приводить к заметному поглощению такого импульса в среде. Кроме того, ультракороткий импульс оказывает неадиабатическое воздействие на среду, что обуславливает специфику ее отклика. Как следствие, традиционные подходы, описывающие распространение импульсов, как в линейных, так и в нелинейных средах, являются неправомерными в случае ультракоротких импульсов и требуют нового осмысления. В частности, дисперсионное расплывание ультракоротких импульсов не может быть описано в низших порядках теории дисперсии, неприменимым оказывается также и приближение медленно меняющихся амплитуд [4].

В данной работе распространение ультракоротких лазерных импульсов в линейной среде исследовалось за рамками приближений теории дисперсии на основе прямого решения волнового уравнения. При этом были учтены неадиабатичность лазерного воздействия на атомы среды и возможность поглощения излучения в среде. Проанализировано связанное с поглощением изменение спектра импульса по мере его проникновения в среду, дисперсионное расплывание импульса и изменение его формы. Продемонстрировано существенное «затягивание» заднего временного фронта импульса по мере его прохождения в среде. Исследованы пределы применимости различных приближений теории дисперсии и определены характерные ограничения на длину проникновения импульса в среду для различных длительностей импульса. Продемонстрировано наличие остаточной поляризации, характеризующей возникновение линейного отклика на собственных частотах осцилляторов среды. Наличие относительно интенсивной поляризации позволяет получать информацию о ряде свойств исследуемой среды.

E–mail: gulyaevav@gmail.com

Литература
1. P.Agostini, L.F.DiMauro Rep. Prog. Phys. 67 p 813 (2004)
2. Th.Ergler, A.Rudenko, B.Feurstein et al Phys. Rev. Lett. 95 093001 (2005)
3. V.P.Kandidov, O.G.Kosareva, I.S.Golubtsov et. al. Appl. Phys. B 77 p 149 (2003)
4. М.Б.Виноградова, О.В. Руденко, А.П.Сухоруков “Теория волн” М. “Наука”, 1979г.

ПОЛУЧЕНИЕ СУБРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕРАВАТТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ TI:SA

Князьков В.С, Большаков В.В, Воробьев А.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе изложены результаты экспериментов по фокусировке и измерению параметров излучения тераваттной лазерной системы на основе Ti:Sa.

Лазерная система позволяет получать импульсное излучение с энергией 40 мДж в импульсе на длине волны 800 нм. Длительность импульсов излучения 60 фс. Система действует на основе принципа усиления чирпированного излучения (CPA). Блок-схема установки приведена на рисунке. Базовыми элементами системы являются задающий генератор, стретчер, пара усилителей и компрессор (рис 1).

В ходе работы был проведен расчет системы стретчер-компрессор с учетом дисперсионных свойств среды усилителя. Данный расчёт позволил оптимизировать параметры компрессора для ликвидации дисперсии усилителя и восстановления формы импульса на выходе системы. Основными элементами стретчера и компрессора являются дифракционные решетки, т.о. варьируемыми параметрами были расстояния между решетками и угол падения излучения на них. Также был сделан вывод о целесообразности перехода на дифракционные решетки с меньшим числом штрихов и оценены предельные возможности системы.

Для оценки длительности импульса на выходе системы измерялась корреляционная функция интенсивности второго порядка. При этом использовался метод генерации неколлинеарной второй гармоники. Ширина измеренной корреляционной функции соответствует гауссовскому импульсу длительностью 60 фс (рис 2).

Технология генерации сверхсильных полей.

Корреляционная функция излучения на выходе системы

В работе также представлены предварительные результаты по формированию плотной горячей плазмы при фокусировке фемтосекундного излучения на поверхность твердотельной мишени. Фокусировка излучения проводилась при помощи внеосевой параболы с отношением D/F~2.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-00724-а.

E–mail: knyazvs@mail.ru

ОПТИМИЗАЦИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ-ШУМ В ТЕРАГЕРЦОВОМ СПЕКТРОМЕТРЕ

Кулешов Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

ТГц спектроскопия на сегодняшний день является перспективным инструментом исследования например полупроводников и вращательных переходов в биомолекулах. Кроме того ТГц излучение применяется в задачах обнаружения и диагностики без ионизации вещества. Однако генерировать и детектировать ТГц трудно, поэтому сигнал обычно слабый, оттого борьба с шумом здесь очень актуальна, особенно при работе с фазовой спектроскопией отражения.

Хороший способ получать и измерять короткие ТГц импульсы основан на эффекте оптического выпрямления, используя квадратичную нелинейность: у фемтосекундного лазерный импульс различные спектральные компоненты вычитаются друг из друга, генерируя низкочастотную разностную компоненту в ТГц диапазоне. Полученный импульс является когерентным и сверхкоротким (из 1.5 периодов колебаний).

При детектировании напряженность поля ТГц импульса наводит двулучепреломление в кристалле, через который проходит пробный оптический импульс. Этот импульс приобретает добавку к ортогональной поляризации, пропорциональную напряженности ТГц поля (примерно 10^{-6} от пробного импульса). Интенсивность этой поляризации измеряется балансными фотодиодами, разностный ток с которых, измеряется с использованием синхронного детектирования. Каждый из этих методов повышает отношение сигнал-шум на 3 порядка, но и этого не достаточно. Задачей этой работы являлось описание и минимизация шума в ТГц спектрометре.**Методы**: Мы исследовали работу синхронного детектора и балансного детектора, оценили тот предел шума, до которого нас ограничивают эти приборы, оказалось, что есть еще 3 порядка неуменьшенного ими шума. Мы разобрались с артефактами, происходящими при преобразовании Фурье, изучили влияние дополнительного усреднения (рис. 1), времени накопления синхронным детектором (рис 2), дополнительного поляризатора в луче (рис 3). Предположили, что доминирующий шум вносится поляризационными эффектами.

Влияние усреднения по выборкам

Влияние времени накопления синхронного детектора

Влияние дополнительного поляризатора

Результаты

Благодаря повышению времени накопления синхронным детектором в 3 раза без увеличения времени ожидания считывания точки, отношение сигнал-шум выросло примерно в $3^{1/2}$ раза. В результате установки дополнительного поляризатора отношение сигнал-шум выросло ещё примерно в 5 раз.Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ - 05-02-17298-а , 05-03-32877-а

Автор выражает признательность к.*ф-м.н. Назарову М. М. за постановку задачи.*

E–mail: evgeniy_kuleshov@mail.ru

СВЕРХУШИРЕНИЕ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ВОЗДУХЕ

Мажорова А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе представлены экспериментальные результаты по исследованию трансформации спектра мощного фемтосекундного лазерного импульса при филаментации в воздухе при атмосферном давлении в зависимости от пиковой мощности импульса, начальной фазовой модуляции, угловой расходимости лазерного пучка.

Для формирования филамента использовался импульс, генерируемый лазерной системой на кристалле титан-сапфира (длина волны излучения 800 нм, длительность импульса 60 фс, энергия в импульсе до 10 мДж, частота повторения импульсов 10 Гц). Излучение дополнительно телескопировалось, что позволило получить пучок с диаметром 0.9 мм по полувысоте, обладающий плоским волновым фронтом, либо слабосходящийся. Диагностика филамента производилась посредством измерения спектра и энергии излучения в спектральном диапазоне длин волн от 250 нм до 1200 нм.

На рисунках 1 и 2 представлены зависимость конверсии энергии лазерного импульса в спектральный диапазон от 250 до 750 нм в различных точках по ходу филамента и зависимость ширины спектра (по минимальной длине волны регистрируемого излучения) генерируемого в филаменте белого света соответственно. Мощность лазерного импульса составляла 50 ГВт (при оценке на критическую мощность самофокусировки гауссовского пучка в 10 ГВт).

Рис.1 Конверсия энергии лазерного излучения в диапазон длин волн менее 750 нм $E_{filament}/E_{laser}$ в зависимости от координаты распространения лазерного пучка z

Рис.2 Зависимость минимальной длины волны излучения λ_{min}, генерируемого в филаменте, от координаты распространения лазерного пучка z

Анализ результатов показывает, что генерация суперконтинуума начинается приблизительно через 1.2 м следования пучка, далее энергия и спектр белого света по

мере распространения пучка возрастают (до 2.5 м), а затем в диапазоне от 2.5 м до 6 м медленно уменьшаются (пример спектра излучения генерируемого в филаменте приведен на вставке к рис.2). Полученные данные демонстрируют, что после компрессии излучения в филаменте можно получить импульс с длительностью в несколько оптических периодов.

E–mail: anna_mazhorova@mail.ru

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА СИСТЕМЫ НАНОЧАСТИЦ С ДИАГОНАЛЬНЫМ БЕСПОРЯДКОМ: ДИАГРАММНАЯ ТЕХНИКА, ИНТЕРПОЛИРУЮЩАЯ МЕЖДУ ПРЕДЕЛАМИСИЛЬНОЙ И СЛАБОЙ СВЯЗИ

Осипов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В исследовании рассматривается модель отклика на внешнее электромагнитное поле двумерной системы металлических наночастиц, расположенных упорядоченно в диэлектрической матрице. В рамках дипольного приближения задача об отклике данной системы сводится к исследованию статистических свойств соответствующей матрицы отклика. Стандартные методы исследования статистических свойств систем, описываемых эквивалентными уравнениями, основаны на следующих приближениях:

- приближение «сильной связи» (пропагаторное разложение)
- приближение «слабой связи» (локаторное разложение)

В первом случае предполагается, что величина дисперсии восприимчивости частиц значительно меньше величины взаимодействия частиц (связи). Данный метод позволяет строить разложения для матрицы, определяющий отклик системы, по дисперсии восприимчивости частиц, как по малому параметру. Второй метод применим в случае, если величина, определяющая взаимодействие частиц, мала. В данном случае малым параметром разложения является величина связи. В обоих случаях возможно применение диаграммной техники для суммирования рассматриваемых рядов.

Для исследования предлагается использовать метод, который является обобщенным видом среднеполевого метода – метода когерентного потенциала, и заключается в применении для разложения параметра, выбранного специальным образом. Данный метод имеет ряд преимуществ перед методами, основанными на приближениях, указанных выше. В частности, он позволяет удовлетворительно описывать систему в промежуточной области параметров, в которой условия применения рассмотренных выше приближений не выполнены. Также данный метод позволяет эффективно строить приближения высших порядков. Для суммирования полученного ряда разложения возможно применение диаграммной техники.

Для сравнительного анализа точности и области применимости различных методов реализованы данные методы и различные степени разложений, лежащих в их основе, для модельной одномерной бинарной системы с диагональным беспорядком. Произведено сравнение зависимостей среднего дипольного момента в системе от различных параметров, полученных численно (непосредственным вычислением обратной матрицы и ее усреднения) и рассчитанных с помощью описанных приближений.

Литература

1. Займан Дж. Модели беспорядка. Теоретическая физика однородно неупорядоченных систем. – М.: Мир, 1982. – 592 с., илл.
2. Левитов Л. С, Шитов А. В. Функции Грина. Задачи и решения. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. - 392 с.

КОМПЛЕКСАХ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА НА ОСНОВЕ ПОЛИПАРАФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА

Осотов М.О., Бруевич В.В.
студент
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Недавно было показано, что в донорно-акцепторной композиции растворимой формы сопряженного полимера полипарафениленвинилена (MEH-PPV) и тринитрофлуоренона (TNF) образуется комплекс с переносом заряда (КПЗ) [1]. Спектр оптического поглощения такого КПЗ характеризуются появлением новой полосы поглощения комплекса в области, в которой как донор, так и акцептор прозрачны, а также сдвигом основной полосы поглощения полимера. Кроме того, перенос заряда приводит к сдвигу некоторых линий в спектре комбинационного рассеяния света (КРС).

Известно, что эффективная длина сопряжения сопряженных полимеров зависит от температуры. Это связано с тем, что с ростом температуры увеличивается число конформационных дефектов, которые ограничивают длину сопряженной цепи [2]. Изменение длины сопряжения приводит к изменениям в спектрах КРС и линейного поглощения света [3].

В данной работе исследована температурная зависимость спектров линейного поглощения и КРС в пленках MEH-PPV и пленках смеси MEH-PPV с TNF.

В рамках работы было показано, что и в чистом полимере, и в КПЗ, наблюдаются схожие сдвиги спектра линейного поглощения света, указывающие на схожую зависимость их эффективной длины сопряжения от температуры. Кроме того, было обнаружено, что наиболее сильная линия КРС чистого полимера на ~1580см$^{-1}$ сдвигается в красную область на ~2см$^{-1}$, что соответствует литературным данным [3]. Однако сдвига соответствующей ей линии в КПЗ обнаружено не было. Так как образование КПЗ между MEH-PPV и TNF соответствует сдвигу линии ~1580см$^{-1}$ на ~3см$^{-1}$ [1], мы предполагаем, что это связано с зависимостью взаимодействия между донором и акцептором в КПЗ от температуры. Обсуждается, что охлаждение ведет к уменьшению переноса заряда с донора (MEH-PPV) на акцептор (TNF).

Автор выражает признательность д.ф.-м.н. Паращуку Д. Ю. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: aquadro@inbox.ru

Литература

1. D. Yu. Paraschuk, S. G. Elizarov, A. N. Khodarev; A. N. Shchegolikhin; S. A. Arnautov, and E. M. Nechvolodova, Weak intermolecular charge transfer in the ground state of a pi-conjugated polymer chain, Pis'ma v ZhETF, 81, 583, 2005
2. J. Yu, M. Hayashi, S. H. Lin, K.-K. Liang, J. H. Hsu, W. S. Fann, C.-I.Chao, K.-R. Chuang, and S.-A. Chen, Temperature effect on the electronic spectra of poly(p-phenylenevinylene), Synthetic Metals, vol. 82, 154, 1996
3. F. A. C. Oliveira, L. A. Cury, A. Righi, R. L. Moreira, Temperature effects on the vibronic spectra of BEH–PPV conjugated polymer films// Journal Of Chemical Physics, vol. 119, page 9777-9782, 2003

ФОТОСТАБИЛЬНОСТЬ ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫХ СМЕСЕЙ НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕННОГО ПОЛИМЕРА

Озимова А.Е., Бруевич В.В.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Сопряженные полимеры являются перспективными материалами для создания недорогих преобразователей солнечной энергии. В качестве одного из недостатков сопряженных полимеров можно отметить их низкую фотостабильность. Поглощение света

сопряженным полимером приводит к образованию долгоживущих триплетных состояний. Передача энергии от триплетных состояний молекуле кислорода приводит к формированию синглетного кислорода [1]. Синглетый кислород вызывает фотоокисление сопряженных цепей полимера, свидетельством чего является уменьшение оптической толщины образца при облучении светом. Недавно было показано, что сопряженный полимер может образовывать межмолекулярный комплекс с переносом заряда (КПЗ) с низкомолекулярным акцептором. По нашим наблюдениям образование КПЗ приводит к улучшению фотостабильности сопряженного полимера в смеси с акцептором.

Цель данной работы – исследование зависимости фотостабильности изучаемых образцов смеси полимера и акцептора от концентрации акцептора. Фотостабильность определялась по скорости фотообесцвечивания тонких пленок на основе экспериментально полученных кинетических зависимостей оптической толщины образцов смеси в условиях облучения непрерывным лазерным излучением.

В данной работе были получены зависимости оптической толщины от времени для серии образцов смесей растворимой формы полимера полипарафениленвинилена (МЕГ-ПФВ) и акцептора динитроантрахинона (ДНАХ) при различных концентрациях акцептора. На основе полученных данных были определены значения скоростей фотообесцвечивания для каждой концентрации акцептора. Показано, что с ростом концентрации акцептора скорость фотообесцвечивания уменьшается (рис.1). Таким образом, добавление акцептора улучшает фотостабильность смеси. В докладе обсуждаются возможные механизмы увеличения фотостабильности смесей МЕГ-ПФВ и ДНАХ.

Рис.1. Зависимость скорости фотообесцвечивания от концентрации акцептора

Автор выражает благодарность д. ф.-м. н. Паращуку Д.Ю. за помощь в подготовке тезисов

E-mail: [1]*ozimova@mail.ru*

Литература

1. B.H. Cumpston, K.F. Jensen, Synth. Metals (1995) 73, p. 195

2. Бакулин, А. А., Ходарев, А. Н., Мартьянов, Д. С., Елизаров, С. Г., Головнин, И. В., Паращук, Д.Ю., Арнаутов, С.А., Нечволодова, Е. М. (2004) Комплексы с переносом заряда сопряженного полимера // Доклады академии наук, №398(6), стр.

ГЕНЕРАЦИЯ БИФОТОНОВ С АНИЗОТРОПНО ВЫСОКОЙ СТЕПЕНЬЮ ПЕРЕПУТЫВАНИЯ

**Страупе С.С.[1], Кулик С.П.[2], Морева Е.В.[3], Федоров М.В.[4], Ефремов М.А.[5], Волков П.А.[6]

[1,2] МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, [3]Московский инженерно-физический институт (государственный университет), [4,5,6]Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

Генерация неклассических состояний света с высокой степенью перепутывания – одна из актуальных задач квантовой оптики и квантовой информации. В данной рабо-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

те проведено теоретическое и экспериментальное исследование свойств бифотонов (коррелированных пар фотонов), получаемых в процессе спонтанного параметрического рассеяния света (СПР). Как показано в работе [1], количественной мерой перепутывания может служить отношение ширин одночастичных и двухчастичных угловых распределений излучения рождающегося при СПР. В ходе теоретического исследования была обнаружена существенная анизотропия волнового пакета бифотона, приводящая к значительным различиям в экспериментально определяемой степени перепутывания для двух различных геометрий эксперимента: при регистрации фотонов в плоскости перпендикулярной оптической оси кристалла, и в плоскости содержащей оптическую ось [2]. В первом случае, ширина двухчастичного распределения ограничивается снизу угловой расходимостью пучка накачки [3], а следовательно, возникает ограничение на степень перепутывания состояний, получаемых в таком эксперименте, во втором же случае, ширина распределения определяется только свойствами используемого нелинейного кристалла, и может быть значительно меньше ширины углового спектра накачки. Возможность получения состояний бифотонного поля с высокой степенью перепутывания на основе этого эффекта была продемонстрирована экспериментально.

E–mail: straups@yandex.ru

Литература

1. M.V.Fedorov, M.A.Efremov, P.A.Volkov, E.V.Moreva, S.S.Straupe, S.P.Kulik, arXiv:quant-ph/0612104.
2. M.V.Fedorov, M.A.Efremov, P.A.Volkov, J.H.Eberly, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **9,** S467 (2006)
3. C.H.Monken, P.H.Souto Ribeiro, S.Padua, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 143601 (2003).

ПРАВИЛА ОТБОРА В СИЛЬНЫХ И СВЕРХСИЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А.,

МЛЦ МГУ, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Проблема взаимодействия атома со сверхсильными лазерными полями активно исследуется на протяжении последних двадцати лет, в течение которых наблюдались экспериментально и объяснялись теоретически такие явления как надпороговая ионизация, генерация высоких гармоник и суперконтинуума, стабилизация скорости ионизации и другие. Важнейшим параметром задачи о взаимодействии атома с полем является отношение напряженности поля волны к напряженности внутриатомного поля. В области субатомных полей отклик атома представляет собой ограниченный спектр, содержащий только нечетные гармоники, что соответствует дипольным правилам отбора, а частота отсечки этого спектра линейно зависит от пондеромоторного потенциала и интенсивности. Однако при приближении напряженности поля волны к величине внутриатомного поля в этой зависимости происходит качественное изменение, она начинает насыщаться. Недавно была предложена и развита новая теория, позволяющяя описывать эти явления [1-4]. Согласно данной теории, в случае взаимодействия атома с плоской волной, полный гамильтониан системы может быть преобразован к следующему виду:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\left[\frac{1}{2m}\left(\vec{p}-\frac{e}{c}\vec{A}\right)^2+U\right]\psi=V^{-1}\left[\frac{\vec{p}^{\,2}}{2m}+U\right]V\psi,$$

где $V=\exp\left(-\frac{ie\vec{A}\vec{r}}{\hbar c}\right)$ - оператор эволюции.

Настоящая работа посвящена исследованию зависимости между характером отклика и симметрийными свойствами волновых функций атома, взаимодействующего с

электромагнитным полем. В полях невысокой напряженности гамильтониан взаимодействия атома с внешним полем можно рассматривать как возмущение, поэтому отклик атома может рассчитываться на основе традиционного подхода, состоящего в том, что в качестве базиса разложения выбираются собственные функции свободного атома. Но при этом повышение напряженности внешнего электромагнитного поля приводит к тому, что симметрия волновой функции атома, взаимодействующего с внешним полем, перестает быть центральной, поскольку электромагнитная волна имеет три выделенных направления в пространстве, связанных с векторами напряженности электрического и магнитного поля и волнового вектора. Влияние векторов магнитного поля и волнового вектора на симметрию волновой функцию становится существенным лишь при релятивистской напряженности поля лазерной волны, вследствие чего нами не учитывается.

В рамках развиваемого подхода исследованы матричные элементы ионизационного перехода, выявлены их нелинейные зависимости от интенсивности лазерного поля. В силу сложности используемых волновых функций и громоздкости вычислений были исследованы матричные элементы для 6 значений орбитального квантового числа (l=0-5). Анализ данных матричных элементов показал, что в слабых полях основной вклад в ионизационный процесс дают переходы из основного состояния в состояние непрерывного спектра с орбитальным квантовым числом $l=1$. Однако увеличение поля приводит к увеличению вкладов состояний с большим значением орбитального квантового числа, а сами матричные элементы представляют собой нелинейные функции поля. Например, для матричных элементов переходов из основного состояния в состояния континуума с угловым моментом $l=0$ получаем

$$\langle 1s|V|k,l=0\rangle = \frac{2k\exp\left(\frac{\pi}{2k}\right)\left|\Gamma\left(1-\frac{i}{k}\right)\right|}{ia}\cdot$$

$$\left(\frac{{}_2F_1\left(1+\frac{i}{k},2,2,\frac{2ik}{1+ik-ia}\right)}{(1+ik-ia)^2}-\frac{{}_2F_1\left(1+\frac{i}{k},2,2,\frac{2ik}{1+ik+ia}\right)}{(1+ik+ia)^2}\right),$$

где $a=2T(t)\frac{E}{E_{at}}$.

Дальнейший анализ правил отбора привел к получению зависимости вероятности ионизации от азимутального угла для различных значений импульсов ионизованных электронов и различных значений пиковой напряженности электрического поля импульса. Показано, что с увеличением напряженности поля эти зависимости усложняются.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-16764).

E-mail: sustrem@gmail.com, E-mail: av_andreev@phys.msu.ru

Литература

1. Андреев А.В. “Взаимодействие атома со сверхсильными полями” ЖЭТФ, 1999, т.116, вып. 3(9), с. 793-806.
2. A.V. Andreev, O.A. Shoutova “Single hydrogen like atom ionization by ultrastrong laser field: Nonperturbative approach”, Physics Letters A, 2006, v. 350, Issues 3-4, p.309-314.
3. Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. “Ионизация водородоподобного атома сильным лазерным полем: частота отсечки, генерация высоких гармоник, скорость ионизации” . Сборник тезисов конференции “Ломоносов -2006”, секция “Физика”, том 1, с. 192-193.
4. Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. “Взаимодействие электромагнитного поля околоатомной напряженности с одиночным водородоподобным атомом”, Научная сессия МИФИ-2007, том 5, с. 198-199.

ФАЗОВЫЙ КОНТРОЛЬ ДВУХФОТОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ В СИСТЕМЕ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Васильев В.В.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,

Явление оптической нутации относится к явлениям когерентного взаимодействия поля с веществом и представляет собой периодическое изменение начального состояния системы под влиянием поля внешней электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. В данном сообщении представлены результаты исследования явления оптической нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов в полупроводниках типа CuCl в условиях двухфотонного взаимодействия света с биэкситонами под действием ультракоротких импульсов лазерного излучения. Предполагается, что длительность импульсов намного меньше времени релаксации биэкситонов. Учитываются только процессы вынужденного двухфотонного излучения и поглощения света с участием биэкситонов. Ниже детально изучен вопрос о возможности фазового контроля процесса двухфотонной нутации биэкситонов.

Используя гайзенберговские уравнения для операторов рождения фотонов и биэкситонов, нами получено нелинейное уравнение для временной эволюции плотности биэкситонов. Из точных аналитических решений полученного уравнения следует, что существуют периодические и апериодические режимы эволюции системы. При начальной разности фаз между амплитудами материального и электромагнитного полей $\Theta_0 = \pm(2k+1)\pi/2$ ($k = 0,1,2,...$) в системе устанавливается апериодический режим попарного превращения всех фотонов в биэкситоны. Плотность биэкситонов стремится к значению $N_0 + f_0/2$, то есть все фотоны превращаются в биэкситоны, чем процесс эволюции и завершается (f_0 и N_0 – начальные плотности фотонов и биэкситонов соответственно). Скорость роста на начальном этапе тем больше, чем больше значение f_0/N_0. При начальной разности фаз $\Theta_0 \neq \pm(2k+1)\pi/2$ в системе устанавливается периодический режим превращения пар фотонов в биэкситоны и обратно. Амплитуда и период колебаний существенно зависят от начальной разности фаз. При фиксированных значениях f_0 и N_0 амплитуда и период колебаний плотности биэкситонов монотонно растут при изменении Θ_0 от нуля до $\pi/2$, причём при $\Theta_0 = \pm\pi/2$ период колебаний становится бесконечным (апериодический режим). Таким образом, показано, что динамикой процесса можно управлять, меняя только лишь начальную разность фаз.

Предсказывается возможность установления особого режима эволюции системы – режима покоя – при начальной разности $\Theta_0 = \pm k\pi$ ($k = 0,1,2,...$) и при соотношении начальных плотностей $f_0 = 4N_0$. В этом случае система находится в покое, так как процессы превращения фотонов в биэкситоны и излучательной рекомбинации биэкситонов сбалансированы. Этому решению на фазовой плоскости соответствует фазовый центр.

E-mail: tdsu4@idknet.com

РЕНТГЕНОВСКИЙ ВЫСВЕТ ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА МИШЕНЬ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Жвания И.А., Макаров И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В задачах, связанных с воздействием высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения ($I>10^{15}$ Вт/см^2) на твердотельную мишень в атмосфере, возникают проблемы, вызванные уменьшением энерговклада в мишень за счет индуцированных нелинейных эффектов в воздухе вблизи ее поверхности. Целью таких экспериментов является формирование высокотемпературной микроплазмы на поверхности мишени, которая в свою очередь является источником жесткого (E>2.5кэВ) рентгеновского излучения .

В работе обсуждаются результаты экспериментов, выполненных по схеме двухимпульсного воздействия лазерного излучения на мишень в атмосфере, когда первым импульсом наносекундной длительности (I~108Вт/см2) у поверхности мишени создается область с пониженной плотностью, играющая роль вакуумной камеры для второго сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса. Нагретая область через 6-10 мкс после воздействия на мишень наносекундного импульса имеет плотность примерно в 30 раз меньше атмосферной и характерные размеры порядка нескольких миллиметров [1].

Первый греющий импульс создавался эксимерным (XeCl) лазером, излучение которого (E=10 мДж, λ=308 нм и τ=30 нс) фокусировалось на мишень линзой с фокусным расстоянием F=28 см (интенсивность $I\sim3\cdot10^8$ Вт/см^2). Роль второго сверхинтенсивного импульса играет излучение фемтосекундного хром-форстеритового (Cr:F) лазера (E~300 мкДж, λ=1240 нм и τ=110 фс [2]), которое фокусируется на мишень объективом с фокусным расстоянием F=6 см до интенсивности порядка 10^{15} Вт/см^2. В экспериментах с помощью ФЭУ, снабженного сцинтиллятором NaI, измерялся выход рентгеновского излучения из мишени в диапазоны E>2 кэВ и E>6 кэВ в зависимости от номера проведенных выстрелов, формирующих канал в теле мишени.

На рисунке показана зависимость выхода рентгеновского излучения от номера выстрела **N** для одноимпульсного (сплошная линия) и двухимпульсного (штрихованная линия) режимов воздействия. Обнаружено, что уровень выхода рентгеновского излучения больше при двухимпульсной методике воздействия на мишень по сравнению с одноимпульсной. При этом максимальный уровень сигнала возрастал примерно в 3 раза как в диапазоне до 2 кэВ, так и в диапазоне до 6 кэВ.

E–mail: zhvania@femtosrv.phys.msu.ru, makarov@femtosrv.phys.msu.ru

Литература

1. С.М. Першин (1989) Физический механизм подавления свечения атмосферных газов в плазме при двухимпульсном облучении поверхности // Квантовая электроника, 16, № 12, 2518.

2. Gordienko V.M., Ivanov A.A., Podshivalov A.A., Rakov E.V., Savelev A.B. (2006) Generation of Superintense Femtosecond Pulses by the Cr:forsterite Laser System. // Laser Physics, v.16, № 3, 427.

ОПТИКА

Председатель подсекции
проф. Короленко Павел Васильевич

РАЗРАБОТКА РАЗРЕШЕННЫХ ПО ВРЕМЕНИ ИНТЕГРАЛЬНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ

Аливердиев А.А.

Институт физики Дагестанского Научного Центра Российской Академии Наук, Махачкала, Россия

Целью работы являлась разработка методики использования преобразования Радона на пространственно-временной плоскости для исследования плазмы и конденсированных сред, в том числе с использованием скорости распространения регистрируемого сигнала и с определением характерных скоростей исследуемых процессов.

Были получены результаты, имеющие научную новизну и техническое значение, в том числе: (1) обоснована, поставлена и решена задача учета скорости распространения регистрируемого сигнала в томографии быстроменяющихся объектов плазмы; (2) поставлена и решена обратная задача Радона на пространственно-временной плоскости с использованием скорости распространения регистрируемого сигнала в качестве величины, задающей угловую координату проекции [1]; (3) осуществлено объединенное рассмотрение ряда различных экспериментальных методов в рамках единого методологического аппарата хронотомографии [2]; (4) предложена методика прецизионного определения скорости в физическом эксперименте с использованием прямого преобразования Радона на пространственно-временной плоскости, в том числе для определения скорости ионизирующих волн градиента потенциала в наносекундном пробое, а также для прецизионного анализа экспериментальных разрешенных по времени стрик-камерных интерферограмм лазерной плазмы [3]; (5) разработана методика применения прямого преобразования Радона в электронной интерферометрической диагностике, в том числе применительно к электронной спекл-интерферометрии и спекл-велосиметрии, включающая математическую, программную и экспериментальную составляющие [4].

Результаты исследований обсуждались на более 50 конференциях и опубликованы в более 80 научных публикациях, в том числе в ведущих отечественных и зарубежных изданиях. За циклы единоличных публикаций автор был удостоен медали РАН для молодых ученых (2001) и премии Европейской Академии (2002). В докладе приводятся как обобщение ранних работ, так и результаты последних исследований.

Работа подготовлена при частичной поддержке ряда отечественных и международных программ, в том числе Министерства Образования и Науки РФ (PD 02-1.2-47 и 34054), INTAS (96-0457 и 06-1000014-5638), ENEA, "Antartica", CNR-NATO, Cariplo Foundation - Landau Network - Centro Volta, SPIE и ESF (COST, P14).

Автор выражает глубокую признательность проф. Д. Батани, проф. К. Морикони, руководству и профессорам ИФ ДНЦ РАН и Даггосуниверситета, а также всем сотрудникам лаб. ФНТиС ИФ ДНЦ РАН, группы ICF M.-B.U., подразделений FUS-ROB и FIS-LAS ENEA за плодотворную совместную работу.

E–mail: aliverdi@mail.ru

Литература

1. Аливердиев А.А. (1997) Использование спектра скоростей для пространственно-временного исследования высокоскоростных процессов // ЖТФ, **67**, №. 9, с.132-134.
2. Aliverdiev A. (2002) Applications of the time-resolved integral-geometric methods for the composite materials diagnostic // Scientific Israel–Technological Advantages, № 4, p.108-111.
3. A. Aliverdiev, D.Batani, V. Malka, et al. (2006) Time-Resolved Analysis of High-Power-Laser Produced Plasma Expansion // AIP CP, **827**, p.540-545
4. A.Aliverdiev, C.Moriconi, M.Caponero, et al. (2006) The application of direct integral-geometric methods for the interferometric images analysis //Proc. of SPIE, **6345**, 63450A-8

АВТОМАТИЗАЦИЯ УСТАНОВКИ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ЕЕ ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ $NaGd(WO_4)_2$-Tm^{3+}

Больщиков Ф.А.

Мордовский государственный университет им. Н.П Огарева, Саранск, Россия

Автоматизация процессами управления приборов и цифровая обработка информации является неотъемлемой частью современного физического эксперимента. Во многих случаях оптические схемы, разработанных ранее монохроматоров, необходимых для проведения спектроскопических исследований, являются вполне удовлетворительными. Однако на современном уровне развития компьютерной техники и технологий, необходимо решить задачу по сопряжению данного прибора с персональным компьютером.

В настоящей работе с целью автоматизации процессов для регистрации спектров поглощения и люминесценции создана система управления монохроматором МДР-23, а также устройство, позволяющее выполнять цифровую обработку сигнала с выхода фотоприемника в режиме синхронного детектирования сигнала. Устройство включает в себя: усилитель сигнала, аналого-цифровой преобразователь (АЦП), логику управления ШД монохроматора, силовой блок управления ШД монохроматора. Данное устройство выполнено на 8-ми разрядном высокопроизводительном RISC микроконтроллере (МК) ATmega8-16PI фирмы Atmel и позволяет устанавливать необходимое значение длины волны, выделяемой монохроматором, а также производить АЦП регистрируемого сигнала в режиме синхронного детектирования с последующей отправкой на IBM PC совместимый компьютер. Устройством также предусмотрена индикация на знакосинтезирующем LCD-дисплее следующих параметров работы: текущего значения длины волны, текущего значения напряжения сигнала, состояния устройства, значения скорости регистрации спектра. Блок управления реализован в комплекте с программным обеспечением, позволяющим в среде операционной системы Windows управлять монохроматором. Разработанное программное обеспечение позволяет: производить калибровку монохроматора по линиям эталонного источника излучения или по показанию счетчика, производить перемотку в ручном режиме с заданной скоростью, производить перемотку на заданную длину волны, осуществлять регистрацию спектра в заданном диапазоне длин волн с заданной скоростью, сохранять полученный спектр в текстовый файл для последующей обработки.

На базе созданной установки исследованы спектроскопические свойства лазерных кристаллов $NaGd(WO_4)_2$, активированных ионами Tm^{3+}. Для этих кристаллов определены параметры интенсивности Ω_t (t=2, 4, 6) ионов Tm, рассчитаны значения вероятностей ряда излучательных переходов с возбужденных состояний ионов Tm^{3+} и коэффициенты ветвления люминесценции $\beta_{JJ'}$.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта фонда РФФИ № 07-02-00055-а.

E-mail: bolschikovfa@mail.ru

ПЛАНАРНЫЕ МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТРЫ МАХА – ЦАНДЕРА НА ОСНОВЕ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Четвертухин А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Фотонные технологии являются новым направлением в развитии оптоэлектроники и телекоммуникации и открывают новые возможности для перехода к высокоскоростным оптическим соединениям. В последние годы использование явления запрещенной фотонной зоны фотонных кристаллов открыли новые перспективы и возможности управления светом [1]. В настоящее время наиболее интенсивные исследования в этой области направлены на создание структур и устройств на основе двумерных фотонных кристаллов фотонно-кристаллических световодов, модуляторов, транзисторов, мультиплексоров, интегральных схем [2]. Использование двумерных фотонных кристаллов - упорядоченных структур, состоящих из нанопор или наностержней, особенно на основе кремния, особенно перспективны, поскольку такие структуры могут быть легко встроены в существующие технологии микроэлектронной промышленности. Для создания таких структур используются методы химического или электрохимического травления материала с предварительно текстурированной поверхностью. Недавно с использованием двумерных кремниевых световодов в геометрии интерферометра Маха-Цандера был создан электрооптический модулятор, функционирующий на длине волны 1.56 нм с частотой больше 1 ГГц [3].

Данная работа направлена на разработку и создание элементной базы оптических интегральных схем на основе полупроводниковых двумерных фотонных кристаллов. Основным разрабатываемым элементом является оптический модулятор на двумерном фотонном кристалле, работающий в схеме интерферометра Маха-Цандера.

В основе эксперимента лежит исследование возможностей скоростного, полностью оптического переключения. Приходу идеи этой работы способствовали несколько причин. Во-первых, фундаментальный предел оптических частот на несколько порядков превосходит фундаментальный предел для электрических импульсов, к которому уже начинают приближаться современные производители электроники. Во-вторых, современные лазерные системы позволяют получать импульсы длительностью порядка десятков фемтосекунд, что делает возможным исследование динамических характеристик материала по технологии “проба-накачка” с временным разрешением в десятые пикосекунд (что соответствует частотам порядка нескольких терагерц), причем, фундаментальный предел для этого временного разрешения ещё не достигнут. В-третьих, до недавнего времени в фотонике существовала проблема управления распространением света на малых расстояниях (пределы изгиба и размеров оптоволокна), которая на данном этапе успешно разрешается путем использования фотонных кристаллов – пространственных периодических структур с характерными размерами периодов, сравнимыми с длиной волны излучения, для которого эти структуры изготавливаются. Это позволяет реализовывать оптоэлектронные устройства микроскопических размеров.

В настоящей работе экспериментально исследуются возможности создания микроскопической оптоэлектронной системы и её характеристики: возможность полностью оптического переключения и динамические возможности такого переключателя, изготовленного из твердотельных образцов, которые возможно использовать в качестве материала для производства фотонных систем. На данном этапе исследуются кремниевые образцы. Экспериментальная часть работы заключается в исследовании возможности создания оптоэлектронного устройства – микроинтерферометра Маха-Цандера, с возможностью полностью оптического управления светом и исследовании динамических

характеристик этого устройства. Это дает необходимую информацию о возможностях реализации и характеристиках таких устройств.

В настоящей работе исследуются следующие проблемы: (1) проблема заведения излучения в исследуемую систему, (2) проблема создания разводящего узла на разные плечи интерферометра, (3) проблема изготовления плеча интерферометра с изменяемой длиной оптического пути, (4) проблема изготовления интерферометра, (5) проблема быстрого управления прохождения света с помощью лазерного облучения одного из плеч интерферометра, и (6) проблема вывода и детектирования прошедшего управляемого светового пучка. Соответственно, основные этапы работы включают в себя исследование возможности заведения света в волновод путём использования дифракционной решетки (направляя один из дифракционных максимумов параллельно поверхности), исследование характеристики коннектора T и Y типов, сделанных как волноводы на фотонном кристалле, их передаточные характеристики, изучение возможности изготовления волновода способного менять свой коэффициент преломления под действием внешнего лазерного излучения, исследование возможности реализации устройства, удовлетворяющего поставленным требованиям, изучение проблемы изменения коэффициента преломления в фотонно-кристаллическом волноводе под действием падающего на него лазерного излучения, необходимые мощности управляющего излучения, динамика эффектов появления оптоэлектронов и их влияния на проходящий свет в схеме возбуждения “проба-накачка”, а также исследование возможности вывода прошедшего через интерферометр света.

E–mail: chetvertuhin@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. E. Yablonovich. Photonic crystals: semiconductors of light. Scientific American December 2001, p.35.
2. K. Sakoda, Optical Properties of Photonic Crystals (Springer Series in Optical Sciences, 80), Springer Verlag, 2001.
3. Y. Jiang, W. Jiang, L. Gu, X. Chen, R. T. Chen, Appl. Phys. Lett. 87, 221105 (2005).

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЗРАЧНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ НАНОЦИЛИНДРЕ

Дубровкин А.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Первые наблюдения спиралевидного распределения интенсивности света (оптического вихря интенсивности) в дифракционной картине при прохождении непрерывного лазерного излучения через нанообъекты рассмотрены в [1], где были использованы неоднородные нанообекты в виде полимерных наноцилиндров, покрытых тонкой металлической пленкой.

В настоящей работе, используя метод сканирующей оптической микроскопии ближнего поля в модификации сбора излучения апертурным зондом, была исследована зависимость распределения интенсивности электромагнитного поля излучения Ar-лазера (длина волны 488 нм) после прохождения сквозь прозрачный полимерный диэлектрический наноструктурированный образец от состояния поляризации падающего излучения. Использовалась линейная и эллиптическая (степень эллиптичности не превышала 1:3) поляризации излучения. Образец представлял собой полимерную подложку с выступающими полимерными нанообъектами цилиндрической формы (наноцилиндрами), расположенными с периодом 10мкм (Рисунок 1). Высота и диаметр наноцилиндров – 1020 нм и 700 нм соответственно.

Рис. 1. Фотографии экспериментального образца, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа

Образец освещался по нормали с гладкой стороны подложки. Экспериментально полученные распределения интенсивности света в горизонтальной плоскости, расположенной на расстоянии 30 нм над вершиной наноцилиндра в зависимости от состояния поляризации падающего на подложку света, представлены на рисунке 2. Эллипсами показано состояние поляризации падающего излучения.

Рис 2. Распределение интенсивности прошедшего через наноцилиндр лазерного излучения

Как видно из полученных результатов, при дифракции света на диэлектрическом прозрачном уединенном наноцилиндре наблюдаются оптические вихри интенсивности. Вихри формируются в угловом диапазоне поворота поляризации лазерного излучения в плоскости подложки порядка 45 градусов. В полном угловом диапазоне изменения угла поворота поляризации наблюдается разрушение вихря и образование классических дифракционных колец.

Автор выражает благодарность научному руководителю доценту Магницкому С.А. за постановку задачи и руководство работой.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант: 06-02-16938).

E–mail: dubrovkin@mem3.phys.msu.ru

Литература

1. M.V. Bashevoi, A.A. Ezhov, S.A. Magnitskii, D.A. Muzychenko, V.I. Panov, J.S. Toursynov and D.V. Malakhov. SNOM Investigation of the Electromagnetic Field Intensity and Polarization Distribution in the Vicinity of Nanostructures. //Internetional J. of Nanoscience, February&April 2004, vol. 3, № 1&2, p.105-112.

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА РЕШЕТКАХ ФИБОНАЧЧИ

Грушина Н.В.; Девятилова К.А.; Ю Мин

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Теоретически рассмотрены особенности дифракции света на одномерных квазипериодических структурах (квазикристаллах), ставших в силу своих уникальных физических свойств предметом разносторонних исследований в физике [1]. Определены и сопоставлены дифракционные картины от последовательности рассеивающих центров, а также от амплитудных и фазовых решёток, образованных с использованием свойств последовательности Фибоначчи [2]. При расчёте характеристик решётки использовалась следующая формула для ширины её элементов

$$d_n = X_{n+1} - X_n ,$$

где $X_n = n + \alpha + h \cdot [h \cdot n + \beta] \cdot l$, α, β, l - произвольные действительные числа, n – целочисленный индекс, величина h считается связанной с коэффициентом Золотого сечения: $\frac{1}{h} = \frac{\sqrt{5}+1}{2}$. Отметим, что последовательность X_n используется для характеристики положения атомов в одномерном квазикристалле.

Для расчёта дифракционной картины в дальней зоне амплитудной решётки, использовалась формула

$$A_k = \sum_{n=1}^{N} (d_n \cdot s) \cdot \sin c\left[d_n \cdot \left(k - \frac{K+1}{2} \right) \cdot s \right] \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot \left(k - \frac{K+1}{2} \right) \cdot s \cdot D_n}$$

Здесь A_k - амплитуда поля в относительных единицах, k – номер значащей точки ($0 < k < K$), s – масштабирующий множитель, d_n, D_n – соответственно ширина и положение центра n – ой щели ($D_n = \left[\sum_{m=0}^{n} (d_m + a) \right] - \frac{d_n}{2}$, a – ширина непрозрачной зоны), $N+1$ - число щелей. При расчёте характеристики фазовой решётки функция sinc заменялась функцией преобразования поля волны отдельным ее элементом.

Установлено, что при условии сохранения закономерности чередования элементов решеток положение соответствующих им дифракционных максимумов совпадает и удовлетворяет правилу Золотого сечения. При этом взаимное расположение дифракционных максимумов носит ярко выраженный фрактальный характер. Это иллюстрирует рис.1, на котором изображена структура дифракционных максимумов амплитудной решетки для параметров $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.3$, $l = 1$, $a = 1$, $s = 0.00001$. Стрелки на врезке указывают интервалы, связанные Золотой пропорцией.

Рис.1

Рис.2

Проведено сравнение ширины дифракционных максимумов амплитудных и фазовых решёток с изменяющимися в соответствии с последовательностью Фибоначчи

размерами щелей (решёток Фибоначчи) и обычных регулярных решёток. Показано, что при корректном выборе решётки сравнения переход к квазипериодической структуре решётки не даёт выигрыша в разрешающей способности.

Образующие фрактальную картину дифракционные пики решёток Фибоначчи обладают высокой степенью устойчивости, их положение, как показали выполненные расчёты, при достаточной для идентификации интенсивности остаётся неизменным даже при рандомизации 80% площади структуры. Это свидетельствует о надёжности дифракционных методов регистрации квазипериодических объектов. Приведенный на рис. 2 график характеризует корреляцию c между дифракционными пиками рандомизированой и нерандомизированной решеток в зависимости от степени рандомизации p.

Полученные в данной работе результаты показывают, что оптические устройства с квазипериодической структурой могут существенным образом расширить возможности элементной базы оптических приборов и систем.

Авторы выражают признательность профессору Короленко П.В. за помощь в подготовке тезисов.

*E–mail: natasha_grushina@mail.ru*mailto:alexey@optics.npi.msu.su

Литература

1. Yuvaraj Sah, Ranganath G.S. Optical diffraction in some Fibonacci structures //Optics Communications 114 (1995) 18-24
2. Socolar J.E.S., Steinhardt P.J. // Quasicrystals I. Definition and structure // Phys.Rev. B34 (1986) 596-616

SETUP FOR QUANTUM CRYPTOGRAPHY WITH FLOATING BASIS PROTOCOL IN FREQUENCY CODING

Kurochkin Yury[1,2], Donnet Stéphane[1], Cussey Johann[1], Kurochkin Vladimir[2], Merolla Jean-Marc[1].

[1]*University of Franche-Comté, Besancon, France,* [2]*Institute of Semiconductor Physics, SB RAS, Novosibirsk, Russia*

Introduction

Quantum information science allows solving tasks which is usually impossible in classical ways. The brightest examples are the quantum computer and quantum cryptography (or quantum key distribution) [1]. Quantum cryptography (QC) is the first commercial application of the quantum information science [2]. It allows two parties to establish absolutely secure communication which secrecy will be based not on the computation complexity but on the quantum laws [3].

The first quantum cryptography protocol is BB84 it was developed by Bennet and Brassard in 1984 [4]. It contains two non-orthogonal bases which should be chosen randomly. Now there are a lot of new quantum cryptography protocols. Its aim is to increase an efficiency and transmission speed. In this work we present the setup which will be suitable for a broad number of protocols such as BB84, Yuen protocol (Y00) [5], our floating basis protocol [6, 7] and some other.

There is a number of coding methods. Information can be encoded on the phase, polarization and other parameters of the photons. There is also the so called frequency coding [8]. In this coding amplitude of laser pulse is modulated and information is encoded on the sidebands with $\omega_0 - \Omega$ and $\omega_0 + \Omega$ frequency see (fig 1). In this type of coding the depth of modulation is chosen so that the power at the sidebands appears to be at the single photon level. Receiver modulates the signal in the same way and if the phase difference between the modulation frequencies is equal to 0 or π then the photon can be detected at $\omega_0 - \Omega$ or $\omega_0 + \Omega$ frequency.

Fig 1. In frequency coding information is carried by the quantum states of the sideband photons

Protocol

In the floating basis protocol [6, 7] the basis of the transmission is defined by the predistributed secret key. The idea of this protocol arises from the idea of enlarging the number of bases to the incredibly large but without of the reduction of the transmission speed. It is possible because the basis position is not chosen randomly. Basis of each qubit is strictly defined by the secret information. This secret information (auxiliary key) was prepared by some other way. The aim of this protocol is the strong enlargement of the secret information amount. Auxiliary should be rearranged after some number of transmitted bits. Number of secure transmissions depends on the quantum channel losses. This protocol appeared to be tolerant against attacks with quantum memory and quantum computer.

Setup

In order to realize some high speed protocol with pre-distributed key it should be some confident but not obligatory fast secure channel. It can be BB84 protocol realized in the same setup. BB84 protocol has rather strong restrictions on the mean photon number per pulse and high key suppressing privacy amplification mechanism [3]. To achieve the high efficiency the quantum cryptography setup should be able both to generate the auxiliary key with the use of the BB84 protocol and use this key to establish the high speed quantum key distribution.

Fig 2. The quantum cryptography setup

The structure of the setup is following (fig 2). First laser with the frequency ω_s generates strong synchronization pulses which are modulated by the Mach – Zehnder interferometer MZI. The 2 GHz frequency of the modulation Ω is generated by VCO. Second laser diode with central frequency ω_0 generates weak pulses which are modulated by another Mach – Zehnder interferometer. The electrical phase modulator MIQ shifts the phase of the ω_0 pulse amplitude modulation. The phase shift is chosen according to the protocol. Then these two pulses are coupled and propagate through the same fiber to the receiver. At the receivers side this two pulses are decoupled. The ω_s pulse propagates to the analog detector D_2 which retrieves the reference 2 GHz frequency. Then the phase of the reference frequency is shifted by the receivers MIQ and modulates the weak pulse ω_0. If the phase shift has been chosen properly then the constructive and destructive interference can be seen (see fig 1 central and right picture). Then the Filter (Fabry-Perot) filters one sideband and it is detected by the single photon detector D_1. All the process are controlled by the computer.

E–mail: y.kurochkin@gmail.com

References

1. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, Rev. Mod. Phys 74, 145 (2002).
2. MagiQ Technologies, Inc. website: http://www.magiqtech.com/ and id Quantique website: http://www.idquantique.com/.
3. D. Gottesman, H.-K. Lo, N. Lutkenhaus, and J. Preskill (2004), arXiv:quant-ph/0212066.
4. C. H. Bennett and G. Brassard, Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, India pp. 175 {179 (1984).
5. H. P. Yuen (2004), arXiv:quant-ph/0311061 v6.
6. Y. V. Kurochkin and V. L. Kurochkin, Digest IV International Symposium on Modern Problem of Laser Physics, Novosibirsk, Russia. pp. 265 - 266 (2004).
7. Y. Kurochkin, Proceedings SPIE Quantum Informatics 2004 5833, 213 (2005).
8. Merolla J-M., Mazurenko Y., Goedgebuer J.P. and Rhodes W.T. Phys. Rev. Lett. 1999, vol. 82, pp. 1656-1659.

ПАРАМЕТРЫ ИНТЕНСИВНОСТИ ДЛЯ ИОНОВ ER^{3+} В КРИСТАЛЛАХ КУБИЧЕСКОГО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ.[1]

*Малов А.В.

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск, Россия

Кристаллы кубического диоксида циркония, стабилизированные Nd_2O_3, Er_2O_3, Tm_2O_3, Ho_2O_3 представляют интерес в лазерной физике. Вследствие разупорядочения структуры по своим спектроскопическим и лазерным свойствам они занимают промежуточное положение между кристаллами и стеклами. Наличие собственных и примесных точечных дефектов в этих кристаллах приводит к неоднородному уширению линий в спектрах ионов редкоземельных элементов [1]. Успехи в области создания лазерных диодов, стимулировали интерес к поиску новых активных сред, оптически прозрачных в широкой области спектра, с целью их использования в микролазерах с диодной накачкой, и поиск кристаллов с широкими спектрами люминесценции, перспективных для создания лазеров, перестраиваемых по длине волны излучения и получения коротких импульсов генерации. В соответствии с этим, исследование спектрально-люминесцентных и генерационных свойств кристаллов кубического диоксида циркония, активированных ионами трехвалентных редкоземельных элементов, является актуальным и представляет интерес, как с научной, так и практической точек зрения.

В настоящей работе проведены исследования спектроскопических свойств кристаллов ZrO_2-5.85mol.%Er_2O_3-6mol.%Y_2O_3. Для этих кристаллов из интегральных коэффициентов поглощения при T=300 K для переходов $^4I_{15/2}\rightarrow{}^2H_{9/2}$, $^4F_{5/2}$, $^4F_{3/2}$, $^4F_{7/2}$, $^2H_{11/2}$, $^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4I_{9/2}$ ионов Er^{3+} получены соответствующие значения сил осцилляторов и сил линий для этих переходов. В соответствии с теорией Джадда-Офельта в исследованных кристаллах определены параметры интенсивности Ω_t: Ω_2= $1.83\cdot10^{-20}$ см^2, Ω_4=$0.49\cdot10^{-20}$ см^2, Ω_6= $0.29\cdot10^{-20}$ см^2. Используя полученные значения параметров интенсивности, были рассчитаны значения вероятностей ряда излучательных переходов с возбужденных состояний ионов Er^{3+}, а также коэффициенты ветвления люминесценции $\beta_{JJ'}$.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта фонда РФФИ № 07-02-00055-а.

E-mail: malovav@pisem.net

Литература

1. Александров В.И., Осико В.В., Прохоров А.М., Татаринцев В.М. // Успехи химии. 1978.Т.47, №3. С.36-48.

[*] Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

АССОЦИАЦИЯ ОДНОРОДНЫХ И РАЗНОРОДНЫХ МОЛЕКУЛ ИОННЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В ПОЛИМЕР-МИЦЕЛЛЯРНЫХ РАСТВОРАХ

Булаков Д.В., Манвелов Г.Т.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время, в связи с широким промышленным применением, все большее значение приобретают исследования полиэлектролитов, поверхностно-активных веществ, а также полимер-мицеллярных систем. Данные макросистемы существенным образом влияют на эффективность фотофизических процессов, помещенных в них ионных красителей [1,2]. В ходе экспериментов установлено, что варьированием параметров полимер-мицеллярного комплекса можно существенным образом менять его структуру [3], а значит, особую актуальность в современных условиях приобретают фотофизические исследования ионных красителей, помещенных в полимер-мицеллярную матрицу.

Исследовались процессы однородной и разнородной ассоциации молекул катионного красителя метиленового голубого (МГ) и анионного красителя эозина (Э) в полимер-мицеллярных растворах. Данные растворы представляли собой комплексы анионного полиэлектролита (ПЭ) – полиакриловой кислоты (ПАК) и катионного поверхностно - активного вещества (ПАВ) – цитилпиридиний хлорида (ЦПХ). Концентрация ЦПХ в растворах была больше критической концентрации мицеллообразования и составляла 1,5 10^{-3} моль/л. Структура раствора менялась варьированием концентрации ПАК в области 10^{-6} до 10^{-3} моль/л и использованием макроионов со средней длиной полимерной цепи 627, 831, 1510, 3900 сегментов (фракции ПАК с различной молекулярной массой). Концентрация молекул Э и МГ изменялась от 10^{-5} до 10^{-2} моль/л. Выбор данных красителей обусловлен малым перекрытием полос поглощения в видимой области спектра, что позволяет проследить за изменением спектров их смесей при образовании разнородных ассоциатов. Спектры поглощения исследованных растворов регистрировались с помощью спектрофотометра Perkin Elmer Lambda 35.

Проведенный исследования спектральных характеристик молекул МГ в растворах ПАВ - ПЭ показали, что изменение структурной организации молекулярной системы растворов за счет варьирования состава раствора позволяет изменять эффективность процессов комплексообразования (ассоциации). При этом структура образующихся ассоциатов практически не изменяется. Также было обнаружено существенное влияние микрогетерогенной структуры полимер-мицеллярных растворов на ассоциацию разнородных молекул красителей.

Авторы выражают признательность научному руководителю проф. Салецкому А.М.

E-mail: soisk@mail.ru

Литература

1. Акимов А.И., Ковалёва И.В., Лёвшин Л.В., Салецкий А.М. (2001) Влияние структуры макромолекулярной системы на процессы ассоциации молекул родамина 6Ж в водно-полиэлектролитных растворах // Журнал прикладной спектроскопии. №68, с. 573-576.
2. Ищенко А.А., Шаповалов С.А. (2004) Разнородная ассоциация ионов красителей (обзор) // Журнал прикладной спектроскопии, № 71 с. 557 - 580
3. Алексеев Д.Б., Булаков Д.В., Салецкий А.М. (2004) Изучение структуры комплексов полиэлектролит – мицелла методом динамического рассеяния света // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия, №5, с. 21-23

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СКОРОСТИ СИЛЫ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА АТОМЫ В ДАЛЕКОЙ ОТ РЕЗОНАНСА ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Матвеева Н.А.

Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия

Вырожденное рамановское бокополосное охлаждение нейтральных атомов в далекой от резонанса (недиссипативной) оптической решетке ранее исследовалось нами в

[1]. Стимулом к проведению данного теоретического анализа послужили экспериментальные результаты, полученные в работе [2]. Выбрав теоретическую модель, которая отражала основные черты экспериментальной схемы [2], мы произвели качественный анализ кинетики атомов и оценку их кинетической температуры в данных условиях.

В [1] для получения аналитических выражений использовалось приближение медленных атомов, при котором для корректного учета диссипативных процессов достаточно ограничиться линейной зависимостью силы, действующей на атом, от скорости. Однако, в общем случае такая зависимость имеет нелинейный многорезонансный характер [3]. Поэтому для более полного анализа охлаждения атомов в недиссипативной оптической решетке, а также для установления областей применимости приближения медленных атомов необходимо нахождение зависимости от скорости силы резонансного светового давления, что и является предметом настоящих исследований.

В данной работе была найдена данная зависимость для атомов с произвольными моментами основного и возбужденного состояния в недиссипативной оптической решетке. Рассматривалась модель, в которой атом представлялся в виде двухуровневой системы с произвольными моментами основного и возбужденного состояния, поле решетки – конфигурацией lin-θ-lin, поле накачки – циркулярно поляризованной волной, перпендикулярной волновому вектору решетки. В системе также присутствует однородное магнитное поле, сонаправленное с полем накачки. Поле решетки – далеко отстроено от резонанса, поэтому перехода из основного в возбужденное состояние под его действием не происходит, однако оно вызывает рамановские двухфотонные переходы между подуровнями основного состояния. Поле накачки индуцирует переход из основного состояния в возбужденное, с последующей спонтанной релаксацией. Система уравнений для пространственных гармоник атомной матрицы плотности решалась численно методом цепных дробей. Детальный анализ результатов расчета проводился для моментов основного и возбужденного состояния равных $1/2$.

Таким образом, мы рассмотрели зависимость силы резонансного светового давления лазерного излучения на атомы в недиссипативной оптической решетке. Из анализа полученных результатов и сравнения с [1] была определена область применимости использовавшегося в [1] приближения медленных атомов.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты № 05-08-01389, 07-02-01230, 07-02-01028) . Также данная работа поддержана фондом “Династия”.

E–mail: matveeva1314@ngs.ru

Литература

1. 1. Н. А. Матвеева, А.В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин. (2007) Лазерное охлаждение квазисвободных атомов в недисипативной оптической решетке // Принято к публикации в ЖЭТФ.
2. 2. G. Di Domenico, N. Castanga, G. Mileti, P. Thoman, A. V. Taichenachev and V. I. Yudin. (2004) Laser collimation of a continuous beam of cold atoms using Zeeman-shift degenerate-Raman-sideband cooling // Phys. Rev. A 69, 063403
3. 3. В. Г. Миногин, В. С. Летохов. (1991) Давление лазерного излучения на атомы // М.: Наука.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОГЕРЕНТНОГО ВОЛОКОННОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА

Сусьян А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследовано влияние пространственной когерентности источника излучения на чувствительность датчика вибрации на основе когерентного рефлектометра. Импульсные волоконные рефлектометры, или OTDR-устройства, являются одним из самых рас-

пространенных типов приборов для измерения параметров волоконного световода. В качестве источника излучения в рефлектометрии обычно используются полупроводниковые лазеры, излучающие на многих продольных модах. Использование когерентных узкополосных одночастотных излучателей приводит к появлению интерференции излучения, рассеянного разными участками световода. Это открывает новые возможности для применения рефлектометра в качестве датчика давления и вибрации. При наличии внешнего механического воздействия происходит смешение интерференционных полос, при этом рефлектометрическая методика позволяет с высокой точностью локализовать место воздействия.

Теоретический анализ показал, что при использовании узкополосных источников излучения с шириной спектра менее 0,1 нм можно достичь следующих параметров системы обнаружения деформации световода:

- Пространственное разрешение – 5 м,
- Дальность без усилителя – 35 км,
- Число каналов измерения – до 6000,
- Временное разрешение в каждом канале – 1 мс,
- Чувствительность – интерференционная, на уровне 0,1 радиана,
- Взаимное влияние каналов – не хуже 10 дБ для соседних пространственных каналов.

Кроме разработки источника излучения также одной из принципиальных задач при построении датчика на этом принципе является разработка алгоритма и программных средств обработки рефлектометрического сигнала.

E–mail: susyan@optolex.ru

РАСЧЕТ ДЛИН ВОЛН И СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В АТОМАХ P, S, Cl, Ar

Пахомова Т.Е.

Якутский государственный университет, физический факультет, Якутск

Одним из эффективных вариантов учета взаимодействия конфигураций (CI) при расчете спектральных характеристик атомов и ионов является суперпозиция конфигураций, описанных с использованием базиса трансформированных радиальных орбиталей с варьируемым параметром (TRO) [1].

Рассчитывались обычные уравнения Хартри-Фока, представляющие собой систему интегро-дифференциальных уравнений второго порядка:

$$\left\| \left[\frac{d^2}{dr^2} - 2\varphi(nl|r) - \frac{l(l+1)}{r^2} - E_{nl,nl} \right] \right\| P(nl|r) - \chi(nl|r) - \sum_{n'=n} E_{nl,n'l} P(n'l) = 0 \qquad (1\ a)$$

При его решении на $P(nl|r)$ накладываются граничные условия

$$P(nl|0) = P(nl|\infty) = 0 \qquad (1\ б)$$

и условие нормировки

$$\int_0^\infty P^2(nl|r)dr = 1 \qquad (1\ в)$$

Уравнение (1 а) записывается для каждой функции $P(nl|r)$, описывающей оболочку nl^{Nnl}, входящую в рассчитываемую конфигурацию. Прямая $\varphi(nl|r)$ и обменная $\chi(nl|r)$ части потенциала определяются следующим образом:

$$\varphi(nl|r) = \frac{-Z + Y(nl|r)}{r} \tag{2}$$

$$\chi(nl|r) = \frac{2}{r} \sum_{n'l' \neq nl} \sum_{k} \frac{g_k(nl, n'l')}{N_{nl}} * Y_k(nl, n'l'|r) P(n'l'|r) \tag{3}$$

где $$Y(nl|r) = \sum_{n'l'} \frac{1 + \delta(nl, n'l')}{N_{nl}} * \sum_{k} f_k(nl, n'l') Y(n'l', n'l'|r) \tag{4}$$

а $$Y_k(nl, n'l'|r) = r^{-k} \int_0^k r_1^k P(nl|r_1) P(n'l'|r_1) dr_1 + r^{k+1} \int_r^\infty r_1^{-k-1} P(nl|r_1) P(n'l'|r_1) dr_1. \tag{5}$$

Базис хартри-фоковских радиальных орбиталей, описывающей конкретную конфигурацию, дополнялся радиальными орбиталями (РО). Дальнейшее расширение базиса производилось за счет использования трансформированных радиальных орбиталей (ТРО) $P_T(nl|r) = Nf(r) P_{HF}(n'l'|r)$ с варьируемым параметром, как это предложено в работах [1,2]. В полученном базисе РО возможно создание большого количества поправочных конфигураций, суммарное число термов которых очень велико. Поправочные конфигурации отбирались с помощью программы, оценивающей их влияние во втором порядке теории возмущений и включались в матрицу энергии. Все релятивисткие эффекты учитывались в рамках оператора Брейта с точностью до квадрата постоянной тонкой структуры, т.е. в приближении Хартри-Фока-Паули. Только одновременный учет всех поправок позволил достичь высокой точности длин волн. Полученные результаты сравнены с имеющимися экспериментальными данными и результатами полуэмпирических расчетов. *Taniu@bk.ru*

Литература

1. P. Bogdanovich and R. Karpuskiene, ECAMP VI, Abstracts, 1-20, Siena, 1998.
2. P. Bogdanovich and R. Karpuskiene, «Transformed radial orbitals wits a variable parameter for the configuration interaction,» Comput. Phys.Com.(submitted).

ПРЕДВЕСТНИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ LIGO

**Поляков И.А., Вятчанин С.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В лазерной гравитационной антенне LIGO для обеспечения измерений с точностью 10^{-19} м планируется увеличить оптическую мощность, циркулирующую в интерферометре до $W = 830$ кВт. Столь высокая мощность и очень малые механические потери способны вызвать нежелательный эффект параметрической нестабильности (ПН) [1]. Он появляется при выполнении соотношений синхронизма $\omega_0 - \omega_1 - \omega_m = \Delta \approx 0$ между частотами основной моды ω_0 интерферометра Фабри-Перо, накачиваемой лазером, оптической стоксовой ω_1 и упругой моды ω_m колебаний поверхности зеркала, и при превышении циркулирующей мощности W некоторого критического значения W_{Crit}. Этот эффект проявляется в нарастании амплитуды колебаний стоксовой оптиче-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

ской моды и упругих колебаний поверхности зеркала, мешающие наблюдать гравитационный сигнал.

При отражении волны с частотой ω_0 от поверхности зеркала, колеблющегося с частотой ω_m, происходит перекачка (в силу эффекта Доплера) её энергии через колебания упругой моды в энергию волн на частотах $\omega_0 \pm \omega_m$. Оптическая мода за счёт пондеромоторной силы давления света оказывает влияние на упругую моду. Таким образом, мы имеем систему трех связанных осцилляторов, для которой существует допороговый режим (см. Рис.), когда энергия и амплитуда накачки интерферометра B_0 меньше критической $B_{Crit} = 1/\sqrt{V}$ (и отсутствуют колебания в стоксовой $|F_{1in}|^2$ и упругой $|Z|^2$ модах), и надпороговый, когда энергия накачки превышает критическую (характеризующийся нарастанием упругих и стоксовых колебаний). Нас интересует случай энергии накачки близкой к критической, когда увеличивается амплитуда флуктуационных колебаний в упругой (и стоксовой) моде. По таким предвестникам можно судить о приближении к ПН. Если бы мощность накачки была бы бесконечной, то предвестники нарастали бы так же до бесконечности. В случае ограниченной мощности накачки, амплитуда предвестников выходит на насыщение. Этот эффект был объяснён с точки зрения декремента затухания стоксовой и упругой моды, стремящегося к нулю при приближении к критической величине накачки.

Рис. 1

Рис. 2

Как средство борьбы с ПН нами был предложен успокоитель, схема которого показана на Рис. . Успокоитель вносит дополнительное затухание в движение поверхности зеркала через пондеромоторное давление, создаваемое в дополнительном интерферометре (AFP). Мощность лазера (AL) в AFP модулируется цепью обратной связи (FB loop), пропорционально скорости колебаний поверхности зеркала. Преимущество такого успокоителя (по сравнению с [140]) заключается том, что (1) требуется достаточно малая мощность лазера AL и (2) вносимые шумы достаточно малы.

E-mail: Polyakov@hbar.phys.msu.ru

Литература

1. V. B. Braginsky, S. E. Strigin, and S. P. Vyatchanin, Physics Letters A287, 331 (2001).
2. V. B. Braginsky and S. P. Vyatchanin, Physics Letters A293, 228 (2002).

СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СТЕКОЛ TeO_2−BaO−$BaCl_2$

**Попова Н. В.[1], Колташев В.В.[2], Поткина Н.Ю.[3], Гришин И.А.[3]

[1]МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, [2]Научный центр волоконной оптики Российской Академии наук, Москва, [3]Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Теллуритные стекла, обладающие интенсивным спонтанным спектром КР, являются перспективным материалом для волоконных ВКР лазеров. В работе приведены результаты иследования структуры, спектров КР, ИК и спектров УФ-пропускания стекол системы TeO_2−BaO−$BaCl_2$. Образцы изготавливались методом плавления исходных оксидов и хлоридов в платиновых тиглях, время и температура синтеза изменялись в зависимости от состава шихты. Анализ спектров ИК и спектров УФ-пропускания показал, что эта система обладают более широким диапазоном прозрачности, простирающимся от 350 нм до 7 мкм, по сравнению с чисто оксидными системами. При концентрации суммы оксида и хлорида Ba выше 40 мол. % в спектрах КР появляется интенсивная полоса в районе 770 см$^{-1}$, которая обусловлена колебанием немостикового атома кислорода в центрах O_3Te−O− сетки теллуритного стекла.

Авторы выражают огромную благодарность Дианову Е.М., Плотниченко В.Г., Соколову В.О.и Чурбанову М.Ф. за содействие.

E–mail:nata_msu@mail.ru

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА РЯДА МОЛИБДАТОВ НА ОСНОВЕ Li_2MOO_4

Савон А.Е. [1], Михайлин В.В. [1], Спасский Д.А. [1], Баринова О.П., Кирсанова С.В. [2]

[1] МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, [2]РХТУ им. Д.И. Менделеева, Москва

Кристаллы молибдатов в последнее время привлекают внимание благодаря возможности их использования в качестве детекторов двойного безнейтринного бета распада [1]. Предполагается, что для изотопа ^{100}Mo существует вероятность такого процесса. Поэтому в качестве детекторов в первую очередь рассматриваются кристаллы, имеющие молибден в своем составе, например, молибдаты [2,3]. В последнее время возник интерес к молибдатам более легких катионов. Преимуществом таких кристаллов является то, что легкие катионы не имеют радиоактивных изотопов и не дают дополнительных шумов при регистрации.

В настоящей работе были измерены спектры люминесценции ряда образцов на основе Li_2MoO_4 при лазерном возбуждении ($\lambda_{возб}$ = 337.1 нм), а также спектры возбуждения люминесценции в области энергий фотонов 3 - 4.5 эВ. Измерения проводились на лабораторных установках лаборатории Синхротронного излучения физического факультета МГУ при комнатной температуре. Для измерения спектров люминесценции использовался спектрограф LOT - Oriel MS-257. Также в настоящей работе проведен анализ спектров люминесценции, возбуждения люминесценции и отражения, полученных на установке Superlumi (DESY, Германия) в области энергий фотонов 3.7 – 25 эВ при температуре 10 К [4].

Измерения проводились для серии порошкообразных образцов $Li_{2-x}Eu_xMoO_4$ (x = 0.02, 0.04) и $Li_{2-x}Zn_xMoO_4$ (x = 0.02, 0.1, 0.5, 1.0, 2.0) а также для монокристалла Li_2MoO_4. Образцы синтезированы и предоставлены для исследований РХТУ им. Д.И. Менделеева.

Впервые исследована собственная люминесценция молибдата лития. Показано, что этот кристалл не люминесцирует при комнатной температуре и слабо люминесцирует при низких температурах (10 К), что делает его привлекательным для легирования. При легировании ионами европия в спектрах люминесценции наблюдается ряд интенсивных узких полос, которые были идентифицированы как люминесценция ионов Eu^{3+}. Для серии образцов $Li_{2-x}Zn_xMoO_4$ наблюдались широкие полосы люминесценции, характерные для собственного свечения молибдатов. В докладе обсуждается природа полос люминесценции и процессы переноса энергии на центры свечения исследованных образцов.

E-mail:savon1986@mail.ru

Литература

1. S. Pirro, S. Capelli, M. Pavan et al., *Scintillating double beta decay bolometers* // http://arxiv.org/PS_cache/nucl-ex/pdf/0510/0510074.pdf
2. V.B. Mikhailik, H. Kraus, M. Itoh, D. Iri and M. Uchida *Radiative decay of self-trapped excitons in $CaMoO_4$ and $MgMoO_4$ crystals* // J. Phys.: Condens. Matter 17 (2005) 7209–7218
3. Kitaeva I.V., Kolobanov V.N., Mikhailin V.V., Spassky D.A., Barinova O.P., Kirsanova S.V., Ivleva L.I., Voronina I.S., *Investigation of Molybdate Single Crystals with Light Cations* // Proceedings of the 8th International Conference on Inorganic Scintillators and Their Use in Scientific and Industrial Applications, September 19-23, 2005, Alushta, Ukraine, p. 44 - 47
4. Zimmerer G. Status report on luminescence investigations with synchrotron radiation at HASYLAB // NIM. A308 (1991) p.178-186

УДК 535.36

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ФОТОЛЮМИНИСЦЕНЦИЯ КЛАСТЕРОВ ИЗ ФУНКЦИОНАЛИЗИРОВАНЫХ ДНК МОЛЕКУЛАМИ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА

Симонова Е.В., Фролов В.В., Кисиль Е.А.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченка

Развиты структурные и электронные модели нанофотонных систем с донорно-акцепторными парами, на основе кластеров из функционализированых ДНК молекулами наночастиц золота на поверхности наноструктурированого слоя золота и кремния, которые основаны на результатах:

- экспериментального исследования электронных моделей для кластеров с различной структурой, построенных на основании оптически характеристик - спектров поглощения в видимой и инфракрасной диапазонах;

- исследования моделей интенсивной фотолюминесцеции в видимом диапазоне отдельных наночастиц золота, функционализированых короткими одно-спиральными ДНК молекулами (донорно-акцепторная пара), и их кластеров, учитывающих перенос фотоиндуцированного заряда в донорно-акцепторной паре и рекомбинационные процессы на границах раздела золотых наночастиц и золотых наночастиц с подложками [1].

В этой работе экспериментально подтверждены развитые структурные, электронные и фотолюминисцентные модели кластеров методами сканирующей электронной микроскопии высокого разрешения, оптической спектроскопии отражения в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах, поверхностно-плазмонного резонанса, фотолюминесцентной спектроскопии в диапазоне 500-800 нм. Дискретные уровни в подзонах электронных спектров определены для кластеров со структурой коротких проводов, содержащих от трех до 21 наночастиц золота, кластеров удлиненной формы, по длине имеющих до 11 и по ширине - до 5 наночастиц золота и отдельных наночастиц золота размером 8.6 и 10.5нм, функционализированых короткими (5.4 нм) одно-спиральными ДНК молекулами [2]. Переходы фотовозбужденных электронов между подзонами электронных состояний, а также между этими зонами и уровнями молекулярных орбиталей ДНК молекул, являются основными определяющими энергетические положения максимумов в спектрах фотолюминисценции при 698нм (кластеры из контактирующих 3-5 наночастиц), 862нм (кластеры из контактирующих 6-21 наночастиц), 618нм (отдельные наночастицы, фотолюминисценция которых определяется переносом носителей через границу поверхность наночастицы золота-ДНК молекула), 576 нм (отдельные наночастицы, фотолюминисценция которых определяется переносом носителей через границу наночастица золота - кремний).

E–mail: rye@mail.univ.kiev.ua

Литература

1. K.V.Simonova, A.Veligura, O. Kysil, E.Buzaneva, V.Makara, J.Wagner, M.Kohler Biofunctionalization of gold nanoparticles by short single stranded DNA molecules in aqueous suspensions for nanophotoprobe at visible range, Ukrainian-German Symposium on Nanotechnology on Current state and future prospects for cooperation, Kyiv Taras Shevchenko National University and National Academy of Sciences of Ukraine, December 14-16, 2006, Kyiv, Ukraine, p.134, www.nanobiotech.chem.univ.kiev.ua.

2. Результаты получены при выполнении Программы совместных научных исследований Технического университета Ильменау, Институт физики, (Германия) и Киевского национального университета имени Тараса Шевченко (Украина) “Моделирование и комплексные исследования мультифункциональных молекулярных наноструктур: интегрированые углеродные и биологические, органические полимерные молекулы”, (2006-2009)

3. Симонова Е.В. признательна проф, д.ф-м.н. Е.В. Бузаневой и проф. М. Келер (Техничекий Уныверситет Ильменау, Германия) за предложенную тему исследований.

4. Кисиль Е.А. - стипендиат Программы Немецкой Службы Академических Обменов, для научно-исследовательской работы молодых учёных (Технический университет Ильменау, Германия. 2006-2007).

ОПТИЧЕСКОЕ МАНИПУЛИРОВАНИЕ МИКРО- И НАНОЧАСТИЦАМИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДИКИ ОПТИЧЕСКОГО ПИНЦЕТА

Соболева И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последние годы в оптике наноструктур существенное внимание уделяется исследованию свойств металлических и диэлектрических наночастиц. За несколько последних лет достигнут существенный прогресс в развитии методик изготовления нано-

частиц заданной структуры, конфигурации, функциональных свойств при сохранении малой дисперсии и высокой воспроизводимости размеров. Это привело к возможности использования наночастиц во многих областях науки и технологии, таких как микробиология, наноэлектроника, биотехнология и медицина [1-3]. При исследовании наночастиц, находящихся в «свободном» состоянии коллоидного раствора принципиально важна возможность управлять (манипулировать) положением наночастицы. Одним из методов полностью оптического управления положением нанообъекта стал метод оптического пинцета (optical tweezers) [4,5]. Методика оптического пинцета позволяет захватить отдельную наночастицу в перетяжке фокусирующего одномодового лазерного луча, в окрестности которой создаются пондеромоторные силы из-за огромных градиентов электромагнитного поля. В результате наночастица может быть захвачена в такую оптическую ловушку, а ее пространственное положение – стабилизировано в пространственной области размером порядка 50-150 нм. Методика оптического пинцета нашла успешное применение в исследованиях биологических нанообъектов – вирусов и клеток, для исследования макромолекул, в том числе, и ДНК [5-7]. Недавно была высказана возможность использования методики оптического пинцета для исследования наночастиц и создания упорядоченных планарных наноструктур контролируемым осаждением наночастиц на специально приготовленные поверхности [8].

Для создания планарных наноструктур используется методика оптического пинцета, созданного на основе иммерсионного микроскопа МИМ-7. В качестве источника захватывающего излучения использован непрерывный АИГ-лазер с длиной волны 1064 нм и мощностью до 100 мВт. Излучение фокусируется масляноиммерсионным объективом с числовой апертурой 1.25, в результате чего исходный параллельный пучок фокусируется с угловой апертурой порядка 70°, что дает возможность осуществить устойчивый захват частицы. Наблюдение производилось с помощью ПЗС-камеры «Sanyo-VCC-4324P». В качестве модельного объекта при отработке методики использовались полистироловые частицы диаметром 2 мкм в водном растворе. Получены снимки положения частицы при захвате. Показана возможность управления положением частицы с помощью оптического пинцета во всех трех направлениях. С помощью процедуры калибровки оптического пинцета, предложенной в работе [9], получены гистограммы распределения вероятности нахождения частицы в области фокуса объектива при захвате и показано, что отклонение частицы от центра ловушки не превышает 0.1 мкм, что дает возможность позиционировать частицу относительно подложки с большой точностью. Продемонстрирована возможность осаждения частиц на подложку с помощью оптического пинцета в заранее заданном порядке.

E–mail: soboleva@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. A.A. Zinchenko, K. Yoshikawa, and D. Baigl, Phys. Rev. Lett. 95, 228101 (2005).
2. Chaoyang Jiang, Wilber Y. Lio, and Vladimir V. Tsukruk, Phys. Rev. Lett. 95, 115503 (2005).
3. S. Gelperina, K. Kisich, M. D. Iseman and L. Heifets, American Journal of Respiratory and Critical Care Medicine 172, 1487 (2005).
4. B. Agate, C. T.A. Brown, W. Sibbett, and K. Dholakia, Optics Express 12, 3011 (2004).
5. G.P. Singh, C.M. Creely, G. Volpe, and D.V. Petrov, Analytical Chemistry 77, 2564 (2005).
6. F. Ritort, S. Mihardja, S.B. Smith, and C. Bustamante, Phys. Rev. Lett. 96, 118301 (2006).
7. Paul L. Biancaniello, Anthony J. Kim, and John C. Crocker, Phys. Rev. Lett. 94, 058302 (2005).
8. R. Quidant, D.V. Petrov, and G. Badenes, Opt. Lett. 30, 1009 (2005).
9. K. Berg-Sorensen, and H. Flyvbjerg, Rev. Sci. Inst. 75, 1 (2004).

ПРИБОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАГРЯЗНЕННОСТИ АТМОСФЕРЫ

Волков Д.В.

Чувашский государственный педагогический университет им. И.Я. Яковлева, Чебоксары, Россия

Данный прибор позволяет определить загрязнение атмосферы пылью, продуктами выхлопа двигателей внутреннего сгорания, работающих на дизельном топливе.

Работа прибора основана на излучении инфракрасных (ИК) светодиодов, способных генерировать ИК-вспышки и фотодиодов со встроенной оптикой. ИК-излучение диода с помощью оптических элементов может быть пространственно сжато в узкий пучок, сфокусировано, отражено, изогнуто. Важно и то, что в этом диапазоне электромагнитных излучений земная атмосфера сохраняет достаточно высокую прозрачность.

Устройство представляет собой стабилизированный источник питания с генератором прямоугольных импульсов и выносным излучателем. ИК-светодиод излучает П-образные импульсы длительностью 3,5 мс и периодом следования 100 мс, средняя мощность излучателя составляет 12 мВт. Светодиод установлен в оправе телескопического объектива таким образом, что излучатель находится в фокусе телеобъектива. В этом случае расходящийся пучок света от светодиода преобразуется в параллельный пучок.

Приемное устройство сформировано на основе аналогичного телеобъектива, только в фокусе объектива находится фотодиод. Принятый сигнал усиливается, интегрируется во времени, на выход усилителя включен измерительный прибор. Излучатель и приемник установлены на штативах и при настройке добиваются, чтобы измерительный прибор отклонялся на максимальное деление.

Чтобы приемник не реагировал на постороннее излучение, перед фотодиодом установлен светофильтр, задерживающий видимое излучение. При этом усилительное устройство усиливает только переменный сигнал, а постороннее излучение имеет в большинстве случаев постоянное составляющее.

При измерении в запыленной среде интенсивность излучения ослабевает согласно закону Бугера:

$$I = I_o \exp(-kl),$$

где k –коэффициент поглощения среды, l - толщина среды, I_o - интенсивность излучателя. Интенсивность излучателя I_o можно измерить, установив приемник непосредственно перед излучателем. Градуировку пробора производили с помощью фотометрического клина, установленного между источником и приемником излучения. Рассеянием света на частицах пыли можно пренебречь, так как длина волны излучателя намного превышает размеры аэрозольных частиц.

Таким образом, с помощью данного прибора можно определить загрязненность атмосферы аэрозольными частицами, например запыленность производственных цехов, спортивных площадок, улиц, перегруженных транспортными средствами и т.д.

Vdmvcheb@mail.ru

ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В МЕДИЦИНЕ

Председатель подсекции
проф. Пирогов Юрий Андреевич

ДИСТАНЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЗАДЕРЖКИ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

*Бобкова С.М., Цысарь С.А., Хохлова В.А., Андреев В.Г.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время для медицины представляет большой интерес проведение неинвазивных, т.е. без обычного хирургического вмешательства, операций, например, при лечении онкологических заболеваний [1]. Одним из способов решения этой задачи является облучение опухоли мощным фокусированным ультразвуком. Важной проблемой при этом является наблюдение за проведением подобных операций в режиме реального времени, визуализация облучаемой области и возможность контроля температуры внутри нее [2-4].

Целью данной работы является численное моделирование эксперимента по измерению температуры в фокальной области мощного ультразвукового излучателя. Температура рассчитывается по задержке прошедшего через нагретую область зондирующего импульса. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1.

Рис. 1. Схема установки

Образец в виде кубика, изготовленного из полимерного материала со свойствами, близкими к мягкой биологической ткани, помещается на оси двух конфокально расположенных сфокусированных пьезопреобразователей, образующих резонатор и облучается мощным ультразвуком [4]. Образец и преобразователи помещаются в бассейн, заполненной отстоявшейся водой.

Теоретическое моделирование состоит из двух этапов. Сначала рассчитывается поле сфокусированного мощного ультразвука в фокальной области образца. Мощность излучателя при этом выбирается таким образом, чтобы температура в фокусе не превышала температуру кипения материала. Расчет поля давления греющего излучателя производится с помощью интеграла Рэлея:

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

$$p = -\frac{iw\rho_0 V_0 e^{iwt}}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{ikR}}{R}ds'.$$

Здесь V_0 - амплитуда колебательной скорости на излучателе, ρ_0 - плотность среды, ω - частота греющего источника, R – радиус-вектор, проведенный от элемента излучающей поверхности в точку, в которой рассчитывается поле.

Далее, давление, полученное из интеграла Рэлея, используется для расчета интенсивности I и поля тепловых источников Q:

$$I = p^2 / 2c_0\rho_0,\ Q = 2\alpha I,$$

где c_0 – скорость звука, α - коэффициент затухания звука в среде на заданной частоте.

Температурное поле рассчитывается путем решения уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi\Delta T + \frac{2\alpha I}{\rho_0 C_p},$$

где χ - коэффициент температуропроводности, T – повышение температуры по сравнению с ее начальным значением [5].

Рис. 2. Временные зависимости температуры для режима нагрева 5.88 Вт, 1.41 с. Данные термопарных измерений на расстоянии 1 мм отмечены черной линией. Пунктирная линия – теоретический расчет для данного положения термопары. Серая линия – расчет температуры на оси пучка в точке фокуса.

Для сравнения с экспериментальными данными расчет температуры производился в фокальной плоскости на расстоянии 1 мм от оси греющего излучателя, где помещалась термопара. Мощность излучения составляла 5.88 Вт, длительность экспозиции 1.41 с. Результаты теоретических расчетов температурных зависимостей хорошо согласуются с данными измерений (рис. 2).

Рис. 3. Зависимости времени задержки зондирующего импульса от времени наблюдения для режима нагрева 5.88 Вт, 1.41 с. Экспериментальные точки показаны кружками. Черная линия – теоретический расчет

На втором этапе рассчитывается распространение через нагретую область перпендикулярно оси греющего пучка слабого ультразвукового импульса с учетом дифракционных эффектов и рефракции на тепловой неоднородности. На рис. 3 представлена зависимость задержки импульса от времени для выбранного режима нагрева.

Результаты численного моделирования задержки прошедшего через нагретую область импульса также находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными и, таким образом, показывают возможность практического использования данной методики для дистанционного контроля температуры.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ и НШ 1575.2003.2.

E-mail: bobkova-s@mail.ru

Литература

1. М.Р. Бэйли, В.А. Хохлова, О.А. Сапожников, С.Г. Каргл, Л.А. Крам. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань // Акуст. журн. 2003. Т. 49, № 4, С. 437-464.

2. *L.R. Gavrilov, V.N. Dmitriev, L.V. Solontsova.* Use of focused ultrasonic receivers for remote measurements in biological tissues // J. Acoust. Soc. Am. 1988. V. 83. № 3. P. 1167-1179.
3. *R. Maass-Moreno, C.A. Damianou.* Noninvasive temperature estimation in tissue via ultrasound echo-shifts. Part II. In vitro study // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. № 4. P. 2522-2530.
4. *В. Г. Андреев, А.В. Ведерников, А.В. Морозов, В.А. Хохлова*. Контроль измерения температуры в фокальной области ультразвукового излучателя.
5. *Е.А. Филоненко., В.А. Хохлова.* Эффекты акустической нелинейности при терапевтическом воздействии мощного фокусированного ультразвука на биологическую ткань // Акуст. журн. 2001. т. 47. № 4. С. 541-549.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ АССОЦИАЦИИ ЭОЗИНА В РАСТВОРАХ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА

Бухарова Е.М., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследование молекулярной ассоциации красителей важно в связи с широким использованием красителей в прикладных биологических задачах в качестве флуоресцентных зондов, связывающихся с белковыми макромолекулами. В данной работе представлены результаты исследований ассоциации молекулярного флуоресцентного зонда эозина в растворах сывороточного альбумина человека при различных значениях pH раствора и при различных концентрациях эозина.

В спектрах поглощения эозина в растворах наблюдается наличие двух максимумов поглощения – длинноволнового максимума мономеров и коротковолнового максимума ассоциатов. При увеличении pH раствора наблюдается синий сдвиг максимумов спектра поглощения эозина. В спектрах поглощения эозина в растворах с сывороточным альбумином человека наблюдается красный сдвиг максимумов спектров по сравнению со спектрами поглощения эозина в растворах без белка.

В работе рассчитана степень ассоциации молекул эозина в растворах, как содержащих, так и не содержащих сывороточный альбумин человека, при различных значениях концентрации красителя и при различных значениях pH раствора.

При увеличении значения pH наблюдается уменьшение степени ассоциации молекул эозина в растворах без белка. Данный эффект объясняется электростатическими причинами: при увеличении pH раствора возрастает отрицательный заряд молекул эозина, т.к. pK карбоксильной группы эозина имеет значение примерно 5,0. При значениях pH, больших pH 5,0, молекулы эозина отрицательно заряжены, и их взаимное отталкивание мешает образованию ассоциатов. При значениях pH, меньших pH 5,0, молекулы эозина переходят в нейтральную форму, что и облегчает их ассоциацию.

Степень ассоциации молекул эозина в растворах сывороточного альбумина человека меньше степени ассоциации молекул эозина в растворах без белка при соответствующих значениях pH раствора и соответствующих концентрациях эозина. Уменьшение степени ассоциации молекул эозина в белковых растворах объясняется связыванием эозина с молекулами альбумина и, соответственно, уменьшением доли несвязанных с белком молекул эозина, способных к образованию ассоциатов.

Более сильное уменьшение степени ассоциации молекул эозина в растворах альбумина по сравнению с растворами без белка имеет место при низких значениях pH раствора. Данный факт связан с тем, что при значениях pH, меньших pH 5,0, происходит эффективное связывание молекул альбумина и эозина вследствие электростатических причин. При этих значениях pH в растворе уменьшается количество свободных молекул эозина, а значит, уменьшается и степень ассоциации эозина в растворе. При

увеличении значения pH выше 5,0 степень ассоциации эозина в белковых растворах по сравнению с растворами без белка уменьшается незначительно, что объясняется тем, что при этих значениях pH раствора отрицательно заряженные молекулы эозина плохо связываются с отрицательно заряженными молекулами альбумина.

Показано, что соотношение концентраций [альбумин]/[эозин] = 7,5 является оптимальным для использования данного красителя в качестве флуоресцентного зонда в исследованиях альбумина человека, т.к. дальнейшее увеличение концентрации красителя приведет к существенной ассоциации эозина, которая может мешать в оценке взаимодействия «белок – зонд».

Авторы выражают глубокую признательность своему научному руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помощь в выполнении работы.

E-mail: vlasovairina1979@mail.ru

АНАЛИЗ ЭФФЕКТА ПРЕКОНДИЦИОНИРОВАНИЯ НА КОМПОНЕНТЫ КРОВИ ПРИ ИШЕМИИ МОЗГА МЕТОДАМИ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

**Буравцов Д. Е., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе влияние ишемического прекондиционирования на ткани головного мозга при глобальной ишемии исследовалось методами флуоресцентного анализа по оценке свободнорадикальных окислительных повреждений липопротеинов низкой плотности (ЛПНП) крови.

Зарегистрировано увеличение (в 5,3 раза) интенсивности флуоресценции ($\lambda_{возб}$ = 350 нм) образцов сыворотки крови после ишемии по сравнению с образцами здоровой сыворотки, что обусловлено свободнорадикальным окислением ЛПНП, приводящим к значительному повышению содержания в фосфолипидном слое ЛПНП продуктов перекисного окисления липидов. При исследовании флуоресценции сыворотки крови после ишемии с предварительным прекондиционированием показано, что в этом случае интенсивность флуоресценции возрастает не сильно (в 3,1 раза) по сравнению с интенсивностью флуоресценции здоровой сыворотки.

Защитный эффект ишемического прекондиционирования был зафиксирован также по результатам исследования флуоресцентных характеристик молекулярных зондов – родамина 6Ж и нильского синего.

Флуоресценция родамина в сыворотке крови животных после ишемии увеличивается по сравнению с флуоресценцией родамина в здоровой сыворотке. Интенсивность флуоресценции родамина в сыворотке крови после ишемии без прекондиционирования больше (примерно в 1,5 раза) интенсивности флуоресценции родамина в здоровой сыворотке. Увеличение интенсивности флуоресценции родамина в сыворотке крови после ишемии связано с наличием свободнорадикальных липидных образований в ЛПНП. В образцах сыворотки крови после ишемии с прекондиционированием интенсивность флуоресценции родамина возрастает в 1,3 раз по сравнению с интенсивностью флуоресценции родамина в здоровой сыворотке.

Нильский синий, являясь незаряженным гидрофобным зондом, имеет возможность проникновения внутрь фосфолипидного амфипатического слоя ЛПНП. Для анализа степени вязкости окружения зонда применен метод, состоящий в изучении эффекта, определяемого неоднородным уширением спектров. Во всех трех типах образцов сыворотки крови при увеличении длины волны возбуждения нильского синего наблюдается красный сдвиг максимума спектра флуоресценции, что указывает на проникно-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

вение молекул зонда внутрь вязкого фосфолипидного слоя ЛПНП сыворотки. Величина смещения спектров флуоресценции нильского синего в сыворотке крови после ишемии с прекондиционированием близка по значению величине смещения спектров флуоресценции нильского синего в здоровой сыворотке.

Таким образом, с помощью методов флуоресцентной спектроскопии проведен анализ защитного эффекта ишемического прекондиционирования на ткани головного мозга при глобальной ишемии по оценке окислительных повреждений компонентов крови. Защитный эффект прекондиционирования может быть объяснен уменьшением развития необратимых клеточных повреждений головного мозга и ослаблением активности генерации кислородных радикалов при глобальной ишемии. Уменьшение образования активных форм кислорода в клетках тканей мозга при ишемии приводит к уменьшению их попадания в кровь и к уменьшению свободнорадикального повреждения компонентов крови.

Авторы выражают глубокую признательность своему научному руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помощь в выполнении работы.

E-mail: vlasovairina1979@mail.ru

СПЕКТР ДЕНТИНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА С ИНТЕНСИВНОСТЯМИ ДО $5\cdot10^{15}$ВТ/СМ^2

Макаров И.А., Хоменко А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Изучение особенностей процесса взаимодействия высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с дентином представляет интерес по ряду причин. Дентин ($Ca_5(PO_4)_3(OH)$) представляет собой пример биоткани, обладающей волоконной структурой, аналогичной коллагеновым волокнам. В свою очередь коллагеновые волокна образованы тройными спиралями, состоящими из трёх протеиновых цепочек, имеют квадратичную нелинейность и способны генерировать вторую гармонику лазерного излучения. Изучение спектрального отклика дентина при воздействии на него высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения имеет как теоретическое (исследование структуры зубной ткани), так и практическое применение. В частности, генерация второй гармоники в зубной ткани и спектральный отклик в режиме плазмообразования могут быть использованы в качестве диагностирующего излучения в клинической медицине.

В работе впервые исследован спектр излучения дентина при воздействии на него излучением фемтосекундного хром-форстеритового лазера, имеющего следующие характеристики: длина волны 1.24 мкм, длительность импульса 110 фс, энергия до 400 мкДж при частоте повторений 10 Гц. Излучение фокусировалось на образец для достижения интенсивностей в диапазоне $I\sim10^{12} \div 10^{15}$ Вт/см^2. При интенсивности основного излучения $I\sim10^{13}$ Вт/см^2, спектральный отклик регистрировался в прошедшем вперёд излучении, а при интенсивностях 10^{14}

$\div 10^{15}$ Вт/см^2, когда создавался режим плазмообразования, спектральный отклик регистрировался в направлении назад (Рис. 1).

Зарегистрирована ГВГ в дентине при интенсивности излучения I~$5\cdot10^{12}$ Вт/см^2. В этом режиме процесс абляции материала носил слабо выраженный характер. При уменьшении энергии излучения в 1,46 раза, амплитуда сигнала второй гармоники в дентине упала 2,4 раза, что отвечает квадратичной зависимости ГВГ от энергии.

Режим плазмообразования возникал при интенсивности более 10^{13} Вт/см^2. Спектральный отклик дентина в режиме плазмообразования демонстрирует наряду с сигналом второй гармоники также и сильные переходы одно и двукратно ионизированных атомов Ca и P. В режиме плазмообразования в спектральных откликах присутствует компоненты 3ω и 3/2ω, которые рождаются в воздухе вблизи поверхности дентина.

Впервые при интенсивностях падающего излучения I~$5\cdot10^{15}$ Вт/см^2 зафиксирован выход жесткого рентгеновского излучения в диапазон более 2.5 кэВ (конверсия составляет около 10^{-6}).

E–mail:makalu76@mail.ru, miriel_t@mail.ru

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СИГНАЛОВ МЭГ ЧЕЛОВЕКА ПРИ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ЭПИЛЕПСИИ

Хусаенова Э.В.

Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет

В работе представлены результаты исследования релаксационных и кинетических особенностей функционирования здоровых физиологических и патологических систем на примере фоточувствительной эпилепсии. Обнаружены значительные различия в пространственных и временных масштабах стохастической динамики дискретных временных серий, которые характеризуют патологические нарушения динамических состояний головного мозга человека. Анализ показал, что сильные различия в релаксационных временных масштабах и стратификации фазовых облаков в стохастической эволюции нейромагнитных откликов человеческого мозга наиболее ярко проявляются в тех областях мозга, в которых формируется очаг эпилептического приступа.

Введение

В настоящее время возросло внимание к изучению различных проявлений активности мозга человека. Это связано с его сложной организацией, а также с трудностями в изучении закономерностей процессов, происходящих в нем.

Методы статистической физики, используемые для исследования реальных сложных систем, открывают принципиально новые возможности в области нейрофизиологии для анализа, диагностики и прогнозирования различных процессов и развития заболеваний головного мозга. Они раскрывают динамические особенности функционирования мозга, скрытые для классических медицинских методов исследования. Нами предложен метод анализа стохастической динамики нейромагнитных откликов коры головного мозга человека при фоточувствительной эпилепсии, основанный на теории дискретных немарковских случайных процессов [1,2].

Методы

Теория дискретных немарковских случайных процессов построена на дискретном конечно-разностном представлении кинетических уравнений Цванцига-Мори хорошо известных в неравновесной статистической физике конденсированных сред. Она получила широкое применение при анализе реальных сложных систем живой и неживой природы, в таких областях как: нейрофизиология, сейсмология, кардиология, исследование сенсомоторной и локомоторной деятельности, эпидемиология. Полученные на основе этой теории динамические, кинетические и релаксационные величины и характеристики дают подробную информацию об отдельных свойствах, качествах и закономерностях исследуемой сложной системы.

В данном исследовании выполнен анализ временных сигналов МЭГ коры головного мозга человека. Визуально вызванные магнитные ответы были зарегистрированы

с помощью 61 СКВИДа (SQUID) [3]. В исследовании участвовало 10 человек: девять здоровых людей и один больной с фоточувствительной эпилепсией.

Результаты

Предлагаемый метод исследования нейромагнитных откликов коры головного мозга человека основан на анализе ортогональных динамических переменных, их фазовых траекторий, частотных спектров функций памяти, спектра параметра немарковости и локальных кинетических и релаксационных параметров. Проведенные исследования показали, что формы фазовых облаков, которые сформированы множеством фазовых точек, для здорового человека и пациента с фоточувствительной эпилепсией сильно отличаются. В первом случае наблюдается стратификация фазовых облаков и наличие своеобразных псевдоорбит. Для пациента с фоточувствительной эпилепсией стратификация фазовых облаков исчезает, возникают симметричные ядра, в которых фазовые точки распределены однородно. Появляется резкое различие и в поведении временных функций для здорового человека и пациента. В первом случае во временных зависимостях $M_i(t)$, i=0,1,2,3 мы наблюдаем крупномасштабные временные корреляции, тогда как в случае пациента с фоточувствительной эпилепсией поведение данных функций демонстрирует мелкомасштабные флуктуации и низкоамплитудные осцилляции. Необходимо отметить резкие различия в значениях релаксационного параметра для здоровых людей и пациента с фоточувствительной эпилепсией. Параметр λ_1 различается для всех сенсоров в среднем в 6-7 раз, наиболее сильные расхождения в значениях данного параметра приходятся на сенсоры № 10, 46, 51, 53, 59. Подобные различия в масштабах свидетельствуют о специфической роли тех областей коры головного мозга в формировании механизма фоточувствительной эпилепсии, с которых осуществляется регистрация сигнала данными сенсорами. Эта разница свидетельствует о серьезных нарушениях в функционировании головного мозга человека. Поведение коэффициента λ_1 отражает особенности затухания релаксационных процессов при фоточувствительной эпилепсии в определенных областях мозга. Таким образом, мы отмечаем критическую роль изменения скорости релаксационных процессов, связанных с функционированием головного мозга человека при патологии.

Результаты исследования свидетельствуют о том, что специфическая стратификация фазовых облаков и соответствующие релаксационные особенности хаотического поведения сигналов отдельных областей коры головного мозга пациента позволяют отчетливо выделить участки мозга, в которых наиболее ярко проявляется гиперактивность нейронов при фоточувствительной эпилепсии. Проведенный анализ показал, что наиболее сильные различия в релаксационных временных масштабах и стратификации фазовых облаков в стохастической эволюции нейромагнитных откликов человеческого мозга наиболее ярко проявляются в тех областях, в которых формируется очаг эпилептического приступа.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 05-02-16639-а) и гранта Федерального агентства по образованию Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № РНП.2.1.1.741).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Юльметьеву Р.М. за оказание помощи в подготовке тезисов.

E–mail: enghe@theory.kazan-spu.ru

Литература

1. Yulmetyev R., Hänggi P., Gafarov F. (2000) Stochastic dynamics of time correlation in complex systems with discrete current time // Phys. Rev. E, 62 (5).
2. R.M. Yulmetyev, P. Hänggi and F.M. Gafarov, (2002) Phys. Rev. E, 65, 046107-1.
3. K. Watanabe, T. Imada, K. Nihei, S. Shimojo, (2002) Neuroreport 13, 1; J. Bhattacharya, K. Watanabe, Sh. Shimojo, (2004) Int. J. Bif. Chaos 14, 2701

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНОВ МЕДИ И КАДМИЯ НА МОЛЕКУЛЫ ГАММА-ГЛОБУЛИНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

**Кошель С.С., Бойко А.В., Матюшенко Д.В.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время изучение белков — составного элемента живой природы — является актуальной проблемой. Большое разнообразие белков позволяет им выполнять в живом организме множество различных функций, не только структурных, но и метаболических. В крови и лимфе живых организмов белки присутствуют в виде водных растворов. Функциональные характеристики белков определяются их динамическими свойствами, которые, в свою очередь, зависят от многих факторов — размера и формы макромолекул, характера межмолекулярного взаимодействия, суммарного поверхностного заряда белка, ионной силы раствора.

Сравнительно недавно было обнаружено новое явление – образование наночастиц – молекулярных кластеров в растворах белков в присутствии солей тяжелых металлов. Детальное исследование взаимодействия ионов металлов с белками в растворе показало общность механизмов образования макромолекулярных кластеров при развитии онкологического заболевания и при наличии ионов тяжелых металлов в растворе.

Прямым и эффективным методом исследования межмолекулярных взаимодействий и поляризационных свойств макромолекул в растворах, а также определения их молекулярного веса и формы является метод интегрального рэлеевского рассеяния света.

Существует также метод динамического рассеяния, основанный на фотонно-корреляционной спектроскопии, который позволяет изучать броуновское движение макромолекул в растворах, при этом определяется коэффициент трансляционной диффузии частиц и эффективный динамический радиус макромолекул или молекулярных комплексов.

В настоящей работе изучались молекулярно-динамические свойства молекул гамма-глобулина в зависимости от pH в растворах, содержащих ионы меди и кадмия.

Изученное в работе поведение молекул гамма-глобулинав растворах и их взаимодействие с ионами различных солей позволяет установить молекулярный механизм патологических изменений в биологических объектах, связанный с токсическим воздействием тяжелых металлов на живые объекты.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА НА ОРГАНИЗМ ЖИВОТНЫХ С ЛИМФОСАРКОМОЙ ПЛИССА

Кулакова К.В.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,

Исследование действия низкоинтенсивного излучения лазерного излучения (НИЛИ) представляет интерес в связи с тем что, несмотря на широкий круг применения и большое количество установленных положительных эффектов [1], действие в экспериментальных условиях НИЛИ на опухолевый рост является малоизученным и допустимо только в опытах на животных.

Цель представленной работы – изучить особенности действия низкоинтенсивного лазерного излучения синей области спектра (длина волны 475 нм) на рост экспериментальной опухоли и активность процессов свободно-радикального окисления в организме животных в условиях опухоленосительства.

Эксперименты выполнены на самцах белых нелинейных крыс с лимфосаркомой (ЛФС) Плисса. Начиная с 5 дня после подкожной трансплантации клеток ЛФС производилось облучение области растущей опухоли в течение 1 минуты на протяжении 10 дней. Оценка действия НИЛИ в выбранном режиме производилась на 14 день после перевивки опухоли. Через 7 дней были произведены повторные измерения для оценки исследуемых

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

параметров после недельной отмены воздействия на фоне позднего срока роста опухоли (21 день). Степень ингибирования роста опухоли определялась по показателю торможения роста опухоли, вычисляемого по объёму [2]. Уровень свободно-радикального окисления плазмы крови определяли методом индуцированной хемилюминесценции [3].

В результате исследования показано, что при выбранном режиме воздействия на опухоль в опытной группе наблюдается замедление роста опухоли по сравнению с контролем: на сроке роста ЛФС Плисса 14 дней оно составляет 29,6%, на сроке роста 21 день - 36%. На сроке роста опухоли 14 дней наблюдается усиление процессов перекисного окисления в плазме крови животных контрольной группы на 19% по сравнению с уровнем интактных животных, на сроке роста опухоли 21 день повышение уровня пероксидации ещё более значительно и составляет 29%. Облучение опухоли приводит к снижению свободно-радикальной активности плазмы крови животных с ЛФС Плисса на 6% при сроке роста опухоли 14 дней. Однако после недельной отмены воздействия наблюдается усиление свободно-радикальных процессов в опытной группе животных, подвергавшихся облучению на 122% по сравнению с уровнем здоровых животных.

Итак, в результате проведённого исследования показано, что действие НИЛИ синей области спектра в выбранных условиях замедляет рост экспериментальной опухоли и влияет на уровень свободно-радикальной активности плазмы крови.

Kulakova-k@yandex.ru

Литература

1. Москвин С.В. (1997) Лазерная терапия, как современный этап развития гелиотерапии // Лазерная медицина. Т.1, вып.1. с. 45-49.

2. Трещалина Е.М., Жукова О.С., Герасимова Г.К. и др. (2006) Методические указания по изучению противоопухолевой активности фармакологических веществ // Руководство по экспериментальному (доклиническому) изучению новых фармакологических веществ. М.: ЗАО «ИИА «Ремедиум», 398 с.

3. Кузьмина Е.И., Нелюбин А.С., Щенникова М.К. (1983) Применение индуцированной хемилюминесценции для оценки свободнорадикальных реакций в биологических субстратах. // В кн.: Межвузовский сборник биохимии и биофизики микроорганизмов. Горький; с. 179-183.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ИНДУКЦИОННЫЙ ДАТЧИК В ДИАГНОСТИКЕ БИОТОКОВ

Скляр Р.В., Лавренюк Е.И.

Институт физико-органической химии НАН, Львов, Украина

Введение

Средствами преобразования биотоков в электрический сигнал являются имплантируемые датчики ионных токов, так званые нейромикросхемы либо внешние преобразователи магнитного поля- сверхпроводящие квантовые интерференционные преобразователи (СКИПы). Уровень биотоков находится в пределах от 50 pA для междунейронных сигналов до 2 nA для двигательных нервов. К биотокам следует также отнести потоки нонизированых молекул в организме и рекомбинационных событий в ДНК, которые имеют близкую к указанной величину. Поэтому их измерение требует дополнительного стимулирующего воздействия либо экранирования от внешних помех. В то же время такие меры влияют на сам биоток либо не позволяют достичь необходимого разрешения вследствие громоздкости СКИП-системы. Это же касается и измерения биовосприимчивости да проведения исследований магнитным микроскопом. С той разницей, что образец поддают замораживанию и магнитно экранируют.

Методы

В основе предлагаемого решения лежит принцип пассивного и непосредственного приема биотока с последующим обработкой сигнала активным элементом. В каче-

стве входного для биотока элемента используют приемную катушку (ПК), изготовленную из нанопровода либо сверхпроводящий канал полевого транзистора (ПТ) с карбоновых нанотрубок (КНТ) (CNT) [1]. При этом биоток беспрепятственно проходит сверхпроводящий канал, вызывая электрическое напряжение на затворе транзистора либо пронизывает ПК, также подсоединенную к каналу [2] (рис. 1).

Значения выходных сигналов определяются по формулам:

$$V_{вых} = \frac{j\hbar\omega_T(Q_G)}{2eI_0} I_{bio} \quad \text{и} \quad V_{вых} = \frac{j\pi\mu_0 S_{eq}\hbar\omega_T(Q_G)f}{eI_0 z_c} H$$

для вариантов А, Б [1] и В [2] рис. 1 соответственно.

Рис. 1. Включение индукционного датчика в биоток. А — внедрение целого ПТ в живое тело; Б и В — отвод биотока $i_{био}$ на внешний сверхпроводящий ПТ через вживленные контакты

Рис. 2 Схематическое изображение работы магнитного нано-микроскопа.

$$\Delta I_J(\omega_T) = I_J(\omega_T) - I_i(\omega_T) = K_J\left(\frac{V_{вх}}{2} - V_{вых}\right)\left(1 - \frac{M}{L_i}\right)$$

Рис. 3 Аналитическое выражение для выходного сигнала нано-микроскопа.

Схема внедрения в живое тело возбуждающе-приемной ПК и распределение соответствущих ВЧ электромагнитных полей показано на рис.2. Результирующий сигнал получают в результате уменьшения величины входного тока под воздействием коэффициента взаимоиндуктивности M (рис. 3).

Результаты

Устройство датчика (рис. 1) позволяет использовать как последовательное, так и параллельное подведение биотока к ПТ. Рассчитанное значение $V_{вых}$ при воздействии биотока амплитудой 5 мкА составляет 10 В с коэффициентом преобразования $2\cdot10^7$. Для концентрации молекул $(7\div0)\cdot10^{17}$/см^3 $V_{вых}$ равно ±15V, потенциал иммобилизации ДНК от 0.4 до 1.8 нА дает $V_{вых}$ от -0.7 до +0.7V и значения pH 2÷10 трансформируются в вариации $V_{вых}\approx0\div1$V.

Порог чувствительности микро-наноскопа (рис. 2) с ПК диаметром 0,1 μm и индуктивностью 1 μH, а также уровнем шумов ПТ равным 10^{-11} (A·Hz) сотавляет 10^{-4} (A·m/√Hz). Расчет-

ное значение магнитной биовосприимчивости на частоте 10 Гц и при энергетической чувствительности ПТ $E_{Дж}=10^{-30}$ (Дж/Гц) равно $\chi(r)=5\cdot10^{4}\cdot V_{вых}/U_{вх}$.

E–mail: sr@tiar.net

Литература

4. Sklyar R., A SuFET Based Either Implantable or Non-Invasive (Bio)Transducer of Nerve Impulses // 13th International Symposium on Measurement and Control in Robotics- Toward Advanced Robots: Design, Sensors, Control and Applications - ISMCR'03, Madrid, Spain, Dec. 11-12 , 2003, Inst. de Automatica Industrial, Consejo Superior de Investigaciones Cientificas, p. 121-126.

5. Sklyar R., Superconducting Induction Magnetometer // IEEE Sensors Journal, April 2006, Vol. 6, Iss. 2, p. 357- 364.

ВКЛЮЧЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА В ОБОЛОЧКУ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МИКРОКАПСУЛ

Марченко И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В бурно развивающейся в настоящее время области нанотехнологии большой и все возрастающий интерес ученых вызывают металлические наночастицы благодаря их уникальным свойствам и новым перспективам в применении. Помимо объемных материалов и тонких пленок, наночастицы металлов могут быть включены в стенки полимерных капсул. В настоящее время полимерные микрокапсулы применяются в фармацевтической, косметической, пищевой, текстильной и сельскохозяйственной промышленностях. Новым перспективным технологическим объектом стали полиэлектролитные нано- и микрокапсулы, благодаря их монодисперсности при широком диапазоне задаваемых размеров, простоты регулирования проницаемости, легкости изменения и возможности широкого выбора материала оболочек. Методика формирования таких капсул заключается в последовательной адсорбции противоположно заряженных макромолекул полиэлектролитов на поверхность коллоидных частиц различной природы (ядер). Затем ядро удаляется, как правило, путем растворения. Такие капсулы можно использовать в качестве микроконтейнеров, микрореакторов и зондов. Включение в стенки полиэлектролитных капсул металлических наночастиц должно обеспечить такие дополнительные возможности, как проводимость при использовании капсул в электрических сенсорах и фокусировку электромагнитных волн в оптических резонаторах. Металлические наночастицы, поглощающие микроволновое или лазерное излучение, можно использовать для температурного высвобождения содержимого капсулы, что делает такие объекты перспективными в медицине для создания систем доставки лекарств.

В настоящей работе наночастицы золота адсорбировали на поверхность полиэлектролитной оболочки капсул за счет их электростатического взаимодействия с противоположно заряженными молекулами полиэлектролита. Средний размер используемых сферических наночастиц золота по данным просвечивающей электронной микроскопии составляет 17.5 ± 2.3 нм, их поверхность стабилизирована цитрат-ионами. Сначала были синтезированы сферолиты $CaCO_3$, которые использовали в качестве ядер для формирования капсул. После адсорбции на их поверхости девяти полиэлектролитных слоев $(ПАА/ПСС)_4ПАА$ (ПАА – полиаллиламин, ПСС – полистиролсульфонат) эти частицы были помещены в коллоидный раствор сферических наночастиц золота при перемешивании с помощью минишейкера (1 мл 0.007масс.% золя золота на ~10^8 микрочастиц). Затем супернатант был удален, а частицы промыты водой. В световой микроскоп наблюдается красно-коричневое окрашивание полученных микрочастиц. По литературным данным в случае использования в качестве ядер капсул частиц полистирола при аналогичной адсорбции золотых наночастиц на полиэлектролитную оболочку наблюдается образование агрегатов. В нашей работе данные атомно-силовой микроско-

пии показывают равномерное распределение адсорбированных наночастиц золота. Это можно объяснить тем, что ядра $CaCO_3$ обладают развитой пористой поверхностью, благодаря чему сформированная на них полиэлектролитная оболочка получается более рыхлой, чем в случае гладких ядер из полистирола. По-видимому, благодаря этому при использовании сферолитов $CaCO_3$ в качестве ядер капсул происходит равномерное распределение наночастиц по поверхности полиэлектролитной оболочки. Это расширяет возможности управления процессом получения полиэлектролитных капсул с заданными оптическими характеристиками.

E-*mail: iramarchenko85@mail.ru*

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗЫВАНИЯ ЗОНДА ЭОЗИНА С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДАМИ КР – СПЕКТРОСКОПИИ

Полянский Д.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) света ближней инфракрасной области с фурье-преобразованием широко применяется в биологических и медицинских исследованиях компонентов крови. Сывороточный альбумин представляет собой глобулярный белок плазмы крови человека. Уникальная способность молекулы сывороточного альбумина человека связывать обширный круг органических и неорганических лигандов определяет одну из основных функций этого белка – транспорт физиологических метаболитов. Связывание лигандов с молекулой альбумина определяется наличием на белке специфических связывающих центров.

Как следует из полученных КР – спектрограмм, в связывании молекулярного зонда эозина участвуют только остатки полярных аминокислот: треонина, серина, лизина, аргинина, глутамина и глутаминовой кислоты. При значениях pH 3,5 – 8,0 в связывании эозина участвуют остатки лизина (через гидроксильную и через карбоксильную группы эозина), треонина (через гидроксильную группу эозина) и глутаминовой кислоты (через гидроксильную и через карбоксильную группы эозина). При значениях pH 3,5 – 7,0 в связывании эозина через его гидроксильную группу участвуют остатки серина. При значениях pH 3,5 – 6,0 в связывании эозина через его гидроксильную группу участвуют остатки аргинина. При значениях pH 3,5 – 5,0 в связывании эозина через его гидроксильную группу участвуют остатки глутамина. При значениях pH 3,5 – 4,0 в связывании эозина через его карбоксильную группу участвуют остатки треонина и серина. Наибольшее количество типов химических связей между эозином и аминокислотными остатками альбумина имеет место при pH раствора, меньших изоэлектрической точки альбумина (4,7).

Связывание лигандов с молекулой сывороточного альбумина определяется наличием на белке связывающих центров. К участкам связывания малых органических молекул, таких как эозин, относят центр I и II. Центр I находится в домене II альбумина, в него входят лизин (195, 199), треонин (125, 243), глутаминовая кислота (167, 244), глутамин (196), серин (202), аргинин (197). Центр II находится в домене III молекулы альбумина, в него входит тирозин (411) и прилежащие к нему лейцин (413) и валин (415, 418). Полученные при расшифровке спектров комбинационного рассеяния аминокислоты, участвующие в связывании эозина, входят в состав центра I.

Для оценки структурного конформационного состояния молекул белков в спектрах КР используются основные колебания полипептидной цепи Амид-I и Амид-III. При добавлении эозина в белковые растворы в области полосы Амид I зарегистрировано при всех значениях pH уменьшение пика в области 1645 – 1655 $см^{-1}$ и возрастание пика в области 1660 – 1670 $см^{-1}$. Также при добавлении эозина к белку в области полосы Амид III происходит уменьшение пика в области 1270 – 1280 $см^{-1}$ и увеличение пика в области

1240 – 1260 см$^{-1}$. Следовательно, при связывании эозина молекулами альбумина происходят их конформационные перестройки, выражающиеся в уменьшении доли α-спиральных участков и увеличении доли хаотической укладки цепи альбумина.

Таким образом, методом КР – спектроскопии изучен механизм связывания эозина с молекулами сывороточного альбумина человека. Показано присоединение эозина к связывающему центру I сывороточного альбумина человека.

Авторы выражают глубокую признательность своему научному руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помощь в выполнении работы.

E-mail: vlasovairina1979@mail.ru

АНАЛИЗ ТРАНСКРИПТОМА АРГИНИНА И ПОЛИАМИНОВ В КАРДИОЦИТАХ МЫШЕЙ ПРИ ОСТРОМ ИНФАРКТЕ МИОКАРДА

Свешникова А.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Острый инфаркт миокарда (ОИМ), являясь одной из основных причин смерти в индустриальных странах, вызывает большой интерес научного сообщества. Молекулярные процессы, лежащие в основе ишемии и гипертрофического разрастания сердечной мышцы, были и остаются предметом огромного количества исследований, которые привели к открытию сложного массива взаимосвязанных сетей передачи сигналов, контролирующих клеточную энергетику, ионный метаболизм и сократительную функцию сердца. В одной из последних работ в этой области [1] для анализа транскрипционного ответа кардиоцитов на ранних стадиях ОИМ, авторами была поставлена серия экспериментов с использованием микрочипов, в которой искусственный инфаркт миокарда вызывался окклюзией коронарной артерии левого желудочка.

В настоящей работе проведен анализ этого массива данных [2] в целях выявления изменений экспрессии генов, связанных с метаболизмом аргинина и полиаминов. Аргинин – одна из метаболически наиболее многосторонних аминокислот, с которой связана сложная система метаболических путей. В частности, аргинин является предшественником полиаминов [3]. Недавно было показано, что полиамины являются двусторонними регуляторами функционирования клетки: в зависимости от внешних сигналов изменение их концентраций ведет либо к росту клетки, либо к апоптозу [4].

Для выявления генов, уровни экспрессии которых сильно различаются у мышей с ОИМ и у ложнооперированных мышей, автором были использованы алгоритм SAM и специальные методы фильтрации, что позволило сформировать подмножество из 514 генов для дальнейшего анализа. Затем для разбиения этого подмножества на несколько классов генов со сходными временными профилями экспрессии была применена иерархическая кластеризация. Наиболее значимое число классов (k=7) было выбрано путем систематического перевыборочного анализа (Systematic Resampling, SyR), основанного на расчете внутренних индексов компактности разбиения и их бутстреп-оценок. Наконец, в ходе анализа экспрессии отдельных генов было обнаружено, что несколько ключевых путей метаболизма аргинина, таких как цикл мочевины, в кардиоцитах не представлены, тогда как при ОИМ активизируются пути катаболизма аргинина и синтеза полиаминов.

Полученные результаты ведут к углубленному пониманию роли аргинина и полиаминов в ответе клетки на ОИМ и могут служить отправной точкой для количественного моделирования механизмов регуляции, лежащих в основе этого процесса.

E–mail: sveshnn@rambler.ru

Литература

1. Harpster M.H. et al (2006) Earliest changes in the left ventricular transcri transcriptome ptome postmyocardial infarction. Mammal. Genome, 17: 701-715.
2. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/geo/query/acc.cgi?acc=GSE4648.
3. Morris SM Jr (2004) Recent advances in arginine metabolism. Curr. Opin. Clin. Nutr. Metab. Care 7: 45-51.
4. Wallace H.M., Fraser A.V., Hughes A. (2003). A perspective of polyamine metabolism. Biochem. J. 376: 1–14.

ВЛИЯНИЕ КРАСНОГО СВЕТА НА РОСТ И ФОРМООБРАЗОВАНИЕ СОЛИДНЫХ ОПУХОЛЕЙ

**Вшивкова О.А.

Сибирский Федеральный университет, Красноярск, Россия

В работах сотрудников МНЦИЭСО при Президиуме КНЦ СО РАН по моделированию роста и формообразования опухолей особое внимание уделяется двум феноменам: 1) различию в частоте деления опухолевых клеток в зависимости от их расстояния до поверхности опухоли и 2) контактному взаимодействию опухолевых клеток с нормальными клетками ткани. Локальное взаимодействие опухолевых и нормальных клеток ткани приводит к зависимости скорости деления от их локальной концентрации (Рис.1). Кривая 1 соответствует ситуации, когда иммунная система полностью защищает ткань от возникновения опухоли, 2- факторы, обусловливающие формирование опухолей подавлены не полностью – опухоли могут спонтанно возникать и развиваться, 3- факторы иммунной системы подавлены – тотальное распространение опухоли в организме.

Рис. 1. Кривые скорости размножения опухолевых клеток в зависимости от их локальной концентрации ν

Считается, что если кривая размножения опухолевых клеток немонотонно зависит от их концентрации в месте границы между опухолью и здоровой тканью, то можно обнаружить пороговые значения (количества вводимых клеток, радиусов кривизны Rmin солидных опухолей), с которых начинается неконтролируемый рост. Порог может сдвигаться под воздействием различных факторов, что на порядки меняет вероятность развития опухолей в организме.

Для экспериментального подтверждения этих теоретических положений проводится исследование с целью поиска пороговых значений количества перевиваемых клеток асцитной карциномы Эрлиха и возможности влияния красного света на величину порога.

Эксперименты проводятся на мышах ICR массой 20-22 г. Важной особенностью данной работы является то, что из асцитной опухоли, путем перевивки мышам внутрикожно, получается солидная. Облучение проводилось красным светом λ=635 нм, мощность излучения- 1мВт.

Полученные результаты показывают, что:

Опухоль визуализируется и пальпируется через три недели после перевивки

Последовательность формообразования такова: диск→полусфера→ неопределенная форма, прорастающая в окружающие ткани

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Существует пороговое количество вводимых клеток АКЭ, которое находится в интервале от 50 до 250 клеток (как у облучаемых мышей, так и у не облучаемых)

Массы опухолей облучаемых мышей значительно меньше, чем у не облучаемых

Планируется провести гистологическое исследование, полученных опухолей. Это исследование позволит судить об особенностях роста и скорости деления опухолевых клеток в различных участках опухоли.

E–mail:oavshivkova@mail.ru

РАДИОФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Логгинов Александр Сергеевич

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ПОТОКОВ ВБЛИЗИ КОЛЕБЛЮЩИХСЯ ТЕЛ

**Дорофеев М.С.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Рассмотрим систему уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)\vec{u} = -\dfrac{1}{\rho}\nabla p + \upsilon\Delta\vec{u} \\ div\vec{u} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

Приближенное решение этих уравнений будем искать в виде:

$$\vec{u} = \vec{u}_1 + \vec{u}_2 \quad (2)$$

Где $\vec{u}_1$ является решением линеаризованных уравнений (1) и $\vec{u}_1 >> \vec{u}_2$.

В этом случае $\vec{u}_2$ будет являться решением линеаризованных уравнений гидродинамики, в которых будет присутствовать внешняя сила вида:

$$\vec{F} = -(\vec{u}_1\nabla)\vec{u}_1 = \frac{1}{2}\nabla(\vec{u}_1^{\,2}) - \vec{u}_1 \times rot(\vec{u}_1) \quad (3)$$

Будем считать, что поле $\vec{u}_1$ приблизительно равно:

$$\vec{u}_1 = B(\vec{r})\cdot\vec{U}_0(\vec{r}) \quad (5)$$

где $\vec{U}_0(\vec{r})$ представляет собой поле скоростей обтекания тела идеальной несжимаемой жидкостью с постоянной скоростью, а скалярная функция $B(\vec{r})$ представляет собой модель пограничного слоя. Также будем считать, что $B(\vec{r})$ имеет следующий вид:

$$B(\vec{r}) = 1 - \exp\left(-\frac{1+i}{\delta}R\right) \quad (6)$$

Где R - расстояние от точки пространства с радиус-вектором $\vec{r}$ до поверхности тела, и δ - толщина пограничного слоя равная: $\delta = \sqrt{\dfrac{2\nu}{\omega}}$.

Пренебрегая потенциальной компонентой поля «вторичных» сил (5) преобразуется к виду:

$$\vec{F} = -B(\vec{r})\cdot\vec{U}_0(\vec{r}) \times \left(grad(B(\vec{r})) \times \vec{U}_0(\vec{r})\right) \quad (7)$$

Таким образом, алгоритм для вычисления структуры потоков вблизи колеблющегося тела выглядит следующим образом:

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

- Решается задача об обтекании заданного тела идеальной несжимаемой жидкостью для нахождения поля скоростей $\vec{U}_0(\vec{r})$,
- Формулируется модельное выражение для пограничного слоя $B(\vec{r})$,
- Пользуясь формулой (7) вычисляется поле вторичных сил $\vec{F}$,
- Поле вторичных сил $\vec{F}$ усредняется по времени,
- Численно решаются уравнения гидродинамики с учетом поля вторичных сил.

Литература

1. Дорофеев М.С., Об эффектах выпрямления акустических волн // Сборник трудов XVIII сессии Российского акустического общества. Т. 3. - М.: ГЕОС, 2006. - 210 с.

ГЕНЕРАЦИЯ ПАРАЗИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ДЕМАТРОНЕ

Еськин Д.Л.

Волгоградский государственный технический университет

Дематрон представляет собой усилитель М-типа прямой волны с разомкнутым электронным потоком и вторично-эмиссионным катодом в пространстве взаимодействия. Данные усилители обладают довольно высокими значениями коэффициента усиления, могут работать в широкой полосе частот при неизменном анодном напряжении. Однако приборы данного класса обладают довольно высоким уровнем шума, что связано, прежде всего, со сложностью динамики электронного потока в скрещенных полях. Помимо этого, широкополосность замедляющих систем прибора может привести к тому, что наряду с сигналом на основной частоте, могут распространяться волны на частотах гармоник.

Для исследования особенностей работы прибора разработана математическая модель усилителя, позволяющая исследовать процессы, происходящие в приборе при взаимодействии электронного потока с СВЧ волной сложного спектрального состава (Еськин Д.Л. Численная модель дематрона. / Д.Л. Еськин, А.Г. Шеин //Вопросы физической метрологии. Научно-технический сборник Поволжского отделения Метрологической академии России. 2006. Вып. 8. – С. 81-91).

В результате проведенных исследований установлено, что структура электронного потока не изменяется при учете генерации гармоник и определяется только сигналом на основной частоте, а нарастание уровня мощностей гармоник начинается только после того, как электронный поток группируется в сгустки усиливаемым сигналом. Это связано с тем, что сгруппированный электронный поток имеет спектр, богатый гармониками усиливаемого сигнала.

В результате исследования зависимости выходной мощности от величины сопротивления связи второй гармоники установлено, что при выполнении условия синхронизма электронного потока с электромагнитной волной частоты, являющейся гармоникой усиливаемого сигнала, снижается коэффициент усиления и КПД прибора, а уровень мощности генерируемого сигнала может достигать и даже превосходить уровень мощности усиливаемого. Достижение уровнем мощности генерируемого сигнала уровня мощности усиливаемого можно объяснить тем, что в случае выполнения условия синхронизма и соизмеримости величин сопротивлений связи у двух сигналов, для высокочастотного сигнала электрическая длина прибора оказывается больше, нежели для низкочастотного. Установлено, что расстояние, на которое приходится максимум уровня мощности усиливаемого сигнала в пространстве взаимодействия, уменьшается с увеличением сопротивления связи на второй гармонике. Это, в свою очередь, также приводит к уменьшению уровня выходной мощности усиливаемого сигнала, поскольку в системе имеется затухание, а также к увеличению уровня мощности стартового импульса.

Все вышеуказанное может привести к нарушению работы прибора. Поэтому выбор той либо иной замедляющей системы для прибора оказывается принципиальным. Следует выбирать такую замедляющую систему, чтобы для сигналов частот, кратных усиливаемой, не соблюдалось условие синхронизма электронного потока с электромагнитной волной, а величины сопротивлений связи на частотах гармоник были много меньше величины сопротивления связи на частоте усиливаемого сигнала, поскольку даже при отношении сопротивлений связи усиливаемой частоты и ее второй гармоники как 200:1, уровень выходной мощности генерируемого сигнала составляет около –28 дБ от уровня мощности усиливаемого.

E-mail: yd38@bk.ru

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ GEO

Гурковский А.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Наземные интерферометрические гравитационно-волновые антенны LIGO сейчас функционируют и имеют чувствительность всего в 2-3 раза меньшую запланированной величины 10^{-21} м. В антенне Advanced LIGO, которую планируется запустить ориентировочно к 2012 году, после улучшений, связанных с изоляцией шума и увеличением циркулирующей в интерферометре мощности, чувствительность, как ожидается, возрастет до 10^{-22} м, чего должно хватить для регистрации гравитационной волны.

В данной работе представлен анализ эффекта параметрической неустойчивости в схеме интерферометра GEO с рециркуляцией сигнала, который проявляется, когда оптическая мощность W_0, запасенная в основной моде с частотой ω_0, превышает определенный порог W_c. При этом происходит рост амплитуд механических колебаний зеркал, составляющих схему интерферометра, с частотой ω_m и оптической мощности добавочной стоксовой оптической моды с частотой $\omega_1<\omega_0$. При этом частота механической моды должна быть примерно равна разности частот основной и стоксовой оптических мод или, другим словами, расстройка $\Delta=\omega_0-\omega_1-\omega_m$ должна быть мала.

Изучение параметрической неустойчивости и методов борьбы с ней крайне важно для антенны LIGO и в особенности для антенны Advanced LIGO. Однако антенна GEO-600, имеющая более скромную чувствительность, часто используется в качестве испытательного полигона для LIGO, поэтому исследование данной проблематики в контексте GEO также является актуальным.

В данной работе рассматривается схема интерферометра GEO с рециркуляцией мощности и сигнала, представляется детальный анализ явления параметрической неустойчивости для данной схемы и показывается, что, несмотря на малую оптическую мощность в GEO по сравнению с LIGO, в нем возможно наблюдение параметрической неустойчивости в случае малой расстройки Δ и правильном подборе частоты антисимметричной оптической моды интерферометра. Все это дает возможность исследовать параметрическую неустойчивость и её предвестники и разработать методы борьбы с ней и её предотвращения.

Результаты

Численный анализ показал, что возможно наблюдение параметрической неустойчивости для параметров GEO,когда расстройка $\Delta=0$ и фактор перекрытия (характеризует степень соответствия форм основной, стоксовой и механической мод друг дру-

гу) Λ=1. Однако на самом деле шанс наблюдать неустойчивость достаточно мал, так как, во-первых, обычно фактор перекрытия мал (Λ<0,1) и, во-вторых, расстройка $\Delta \neq 0$ в действительности. Однако для использования GEO в качестве испытательной площадки для разработки и проверки методов борьбы с параметрической неустойчивостью необходимо добиться возможности её наблюдения в данном интерферометре. В работе предложены способы, с помощью которых этого можно достичь.

E–mail: AG_SpellBinder@mail.ru

Литература

1. V.B. Braginsky, S.E. Strygin and S.P. Vyatchanin, //Physics Letters **A287**, 331 (2001)
2. V.B. Braginsky, S.E. Strygin and S.P. Vyatchanin, //Physics Letters **A305**, 111 (2002)

ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА ЗАЖАТОЙ СЛОЕМ ПРОЗРАЧНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

**Ивочкин А.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследование поведения металлов в околокритической области их фазовой диаграммы представляет большой интерес. Большие значения температур ($T \sim 10^4\ K$) и давлений ($P \sim 10^4\ атм$) делают невозможным проведение эксперимента в статических условиях, что приводит к необходимости использования динамических методов, таких как воздействие интенсивного лазерного излучения.

В настоящей работе предложен метод получения и диагностики околокритических состояний металлов при воздействии лазерного излучения наносекундной длительности на их поверхность, покрытую слоем прозрачного диэлектрика – оптического стекла. Поглощение лазерного излучения металлом приводит к значительному нагреву и росту давления в его приповерхностном слое. Использование прозрачного диэлектрика, с одной стороны, обеспечивает значительное повышение эффективности генерации давления. При этом появляется возможность получения околокритических состояний металлов на установке настольного типа с энергией в импульсе ~ 1 Дж [1]. С другой стороны стекло препятствует образованию плазменного факела у поверхности металла, что дает возможность определения ее температуры по тепловому излучению.

Была создана экспериментальная установка, позволяющая проводить одновременные измерения давления, температуры и динамики изменения отражательной способности поверхности металла с наносекундным временным разрешением. В работе использовался импульсный Nd-YAG лазер (длительность импульса ~ 10 нс, энергия в импульсе до 1 Дж). Мишень представляла собой слой металла толщиной 150-300 мкм зажатый между двумя пластинами из оптического стекла. Давление на поверхности металла регистрировалось при помощи пьезоприемника на основе ниобата лития. Температура поверхности определялась по ее тепловому излучению с учетом изменения излучательной способности.

Были проведены экспериментальные исследования плавления свинца и кипения ртути, индуцированных лазерным излучением в условиях зажатой поверхности. При малых плотностях энергии падающего излучения импульс давления повторял временную форму лазерного импульса. С увеличением плотности энергии, как в случае свин-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

ца, так и в случае ртути, наблюдалось значительное уширение сигналов давления, связанное с началом фазового перехода на поверхности образца. Были получены импульсы давления в свинцовой мишени амплитудой до 10^3 *атм*. Для обоих металлов наблюдалось значительное падение отражательной способности в процессе действия лазерного импульса (более чем в 5 раз относительно первоначального значения при плотности мощности $\sim 2\cdot 10^7$ Вт/см^2 в случае свинца), связанное с увеличением температуры и уменьшением проводимости. Были получены состояния ртути в сверхкритической области – с $T \sim 2800\ K$ и $P \sim 6500$ *атм*. Построены кривые лазерного нагрева поверхности ртути в P-T координатах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-08-50348-а).
E-mail: ivochkin@yandex.ru

Литература

1. Карабутов А.А. и др. «Оптико-акустическое исследование плавления индия лазерным импульсом под закрытой поверхностью», *Квантовая Электроника*, **25** (8), 690-692 (1998).

ИЗЛУЧЕНИЕ ФОКУСИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКА ОПТОАКУСТИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

**Карабутов А.А., Подымова Н.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

При создании фокусированных ультразвуковых дефектоскопов чаще всего используют пьезоэлектрические источники. Недостатком данного метода возбуждения звука является узкополосность акустического сигнала и, как следствие, необходимость использования высокой частоты для достижения высокого разрешения. Ещё одна проблема – осцилляторная зависимость амплитуды сигнала на оси пучка от расстояния между излучателем и объектом (V(z) зависимость), которая появляется из-за интерференции отраженного и падающего сигнала. Избежать этих проблем можно с использованием широкополосного сигнала. Это можно сделать с помощью оптоакустического (ОА) эффекта, т.е. возбуждения короткого акустического видеоимпульса в результате теплового расширения среды при поглощении в ней короткого лазерного импульса. Указанный подход был реализован в представляемой работе. В нашем преобразователе с одной стороны от от светопоглощающего слоя (ОА-преобразователя) находится широкополосный пьезоприемник, с которого через АЦП сигнал поступает в компьютер, а с другой стороны находится акустическая линза с достаточно малой числовой апертурой, фокусирующая ультразвуковые импульсы на поверхности объекта. Апертура подбирается так, чтобы избежать попадания волн, возбуждаемых поверхностной волной, в апертуру линзы.

Зондирующий сигнал представлял собой короткий видео импульс длительностью порядка 0,1 мкс. Преобразователь применялся для профилометрии и дефектоскопии. Он и контролируемый образец размещались в кювете, заполненной иммерсионной жидкостью (дистиллированная вода). Датчик мог перемещаться вдоль направляющих по трем координатам под управлением компьютера с шагом 2,5 мкм по каждой оси.

Были получены изображения внутренних неоднородностей в графито-эпоксидном композите и изображение рельефа его тыльной стороны. По фазе отражен-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

ного сигнала можно определить отношение импедансов соседних слоев. Сигнал проходит в фазе, если импеданс предыдущего слоя больше импеданса последующего, и в противофазе - в обратном случае.

Фокусированный оптоакустический преобразователь позволяет работать с неровными поверхностями, а также поверхностями, находящимися под углом к плоскости сканирования. Это достигается за счет того, что приемник подстраивается по высоте (осуществляется «автофокусировка») перед обработкой сигнала от объекта. Информация об изменении высоты при автофокусировке позволяет построить трехмерное изображение поверхности. Пространственное разрешение по высоте равно 7,5 мкм. В качестве иллюстрации возможностей преобразователя были сняты части реверса и аверса монет. (Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-16987 и НШ 4449.2006.2.)

E-mail: akarabutov@gmail.com

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОГО ДЕТЕКТОРА С РЕЦИРКУЛЯЦИЕЙ СИГНАЛА

Кондрашов И.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Прямая регистрация гравитационного излучения от астрофизических источников очень важна в современной физике. На данный момент функционирует несколько лазерных гравитационных антенн наземного базирования (Initial LIGO или LIGO-1, GEO-600, VIRGO) [1 – 4].

Гравитационно-волновой детектор представляет собой интерферометр Майкельсона с резонаторами Фабри-Перо в плечах, в торцах которых подвешены на высокодобротных кварцевых нитях свободные пробные массы. На них нанесено многослойное отражающее покрытие, являющееся зеркалом резонатора Фабри-Перо. Вся конструкция находится на сложной амортизирующей системе и поддерживается в глубоком вакууме. Кроме того, гравитационные антенны территориально расположены вдали от сейсмоактивных зон и максимально изолированы от прочего внешнего воздействия, пагубно сказывающегося на чувствительности детектора.

При попадании детектора в поле гравитационной волны происходит изменение разности длин плеч интерферометра, что приводит к изменению интерференционной картины на его выходе, по которому происходит регистрация гравитационной волны.

В данное время идёт подготовка к модернизации гравитационной антенны Initial LIGO. На её базе будет реализована антенна более высокой чувствительности, названная Advanced LIGO.

Наиболее легко изменяемые параметры гравитационной антенны Advanced LIGO – оптические. А именно: полуширина полосы пропускания интерферометра γ, расстройка δ и гомодинный угол φ_0. Под расстройкой понимают отклонение частоты, излучения лазера накачки от собственной частоты резонатора. Гомодинным углом называют разность фаз между опорной и сигнальной волной в схеме оптического гомодина.

В работах [5, 6] приводятся значения указанных параметров, обеспечивающие заложенную в проект Advanced LIGO чувствительность, однако систематическая оптимизация этих параметров не была произведена.

Цель данной работы – оптимизация параметров Advanced LIGO и нахождение значений, обеспечивающих максимально достижимую чувствительность детектора без внесения изменений в его материальную часть.

Расчет чувствительности детектора с учётом основных видов фундаментальных и технических шумов для найденных оптимальных параметров дал значительное улучшение на высоких частотах по сравнению с заложенными в проект параметрами.

Таким образом, продемонстрирована принципиальная возможность улучшения чувствительности Advanced LIGO по сравнению с заложенной в проект без внесения изменений в конструкцию.

k0mbat@rambler.ru

Литература

1. A. Abramovici *et al*, Science **256**, 325 (1992);
2. [B. Caron *et al*, Classical and Quantum Gravity **14**, 1461 (1997);
3. Ando M. *et al*, Physical Review Letters **86**, 3950 (2001);
4. B. Willke *et al*, Classical and Quantum Gravity **19**, 1377 (2002);
5. A. Buonanno and Y. Chen, Phys. Rev. D **64**, 042006 (2001);
6. A. Buonanno and Y. Chen, Phys. Rev. D **65**, 042001 (2002).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ТРЕЩИНОВАТЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Коршак Ю.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Сравнительно недавно в поле исследований акустики попали нелинейные процессы, развивающиеся при распространении упругих волн в твердых телах с неоднородностями внутренней структуры [1]. В настоящий момент такие исследования относятся к одному из наиболее перспективных и бурно развивающихся направлений нелинейной акустики, и являются основой целого ряда практических разработок в области нелинейной акустодиагностики твердых тел [2].

Взаимосвязь неоднородности структуры твердого тела с его нелинейными акустическими свойствами дает возможность получить информацию о наличии дефектных областей(трещин, пустот, отслоений и т.п.), находящихся в толще твердого тела. В связи с этим, необходимо изучение нелинейных свойств элементов структурных неоднородностей, а так же исследование нелинейных акустических процессов, развивающихся при распространении акустических волн в структурно-неоднородных телах [3]. Большой класс нелинейных эффектов, обусловленных неоднородностью структуры твердого тела, связан с проявлениями контактной акустической нелинейности. Этот тип нелинейности характерен для твердых тел, содержащих такие неоднородности структуры, как макро- и микротрещины, различного рода отслоения, зерна, нелинейные свойства которых определяются динамикой макромасштабных элементов пространственной неоднородности (нелинейной упругостью границ зерен, контактов и дефектных включений). При этом большинство эффектов, связанных с проявлением контактной акустической нелинейности в твердых телах, на настоящий момент остается малоизученными.

Рис.1

рис. 2

рис. 3

рис. 4

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению нелинейных эффектов, развивающихся при взаимодействии поверхностных акустических волн с реальными трещиноватыми дефектами в твердом теле.

В качестве исследуемого объекта была выбрана трещина на поверхности подложки кристалла $LiNbO_3$ yz-среза (рис. 1). Образец представлял собой пластину прямоугольной формы (60x12x2 мм). Апертура поверх-ностной трещины составляла около 10 мм.

Трещина располагалась поперек образца и имела изрезанную форму.

Трещина облучалась импульсами поверхностных волн длительностью 0,2-5 мкс и частотами 15, 30 и 45МГц, возбуждение которых производились встречно-штыревыми преобразователями (ВШП), нанесенными на поверхность кристалла. Развитие нелинейных процессов наблюдалось в поле отраженной от трещины волны. Используя разные ВШП в качестве приемников и излучателей, можно было исследовать генерацию высших гармоник и волн комбинационных частот. Динамичес-кие характеристики генерации высших гармоник приведены на рис. 2, 3, 4.

Как видно из рис., 4 амплитуды генерации второй гармоники и волны комбинационной частоты нарастают плавно и обладают гистерезисом. Однако, динамика роста третьей гармоники обладает качественно иными свойствами (рис.3). Видно, что в области амплитуд Uвх ~ 13 В генерация третьей гармоники носит явно выраженный пороговый характер, а при дальнейшем увеличении амплитуд входного сигнала наблюдается плавное увеличение сигнала третьей гармоники.

Объяснение подобного характера динамических зависимостей может быть сделано опираясь на следующую модель трещины: под воздействием акустической волны трещина ведет себя как система связанных нелинейных осцилляторов. В этом предположении в случае генерации второй гармоники и волны комбинационной частоты имеют место вынужденные колебания связанных осцилляторов (микротрещин), для которых наличие и рост гармоник обусловлен контактной акустической нелинейностью.

В случае генерации третьей гармоники проявляются резонансные свойства дефекта – пороговым образом возбуждаются колебания, соответствующие нелинейному резонансу трещины. Необходимо отметить, что здесь наблюдается «жесткий» режим возбуждения колебаний на третьей гармонике вынуждающей силы, а обратное движе-

ние по амплитуде выявляет гистерезисный характер. Подобный гистерезис может быть объяснен наличием инерционности механических нелинейных осцилляторов.

E–mail: jkorshak@mail.ru

Литература

1. Солодов И.Ю., Коршак Б.А., Баллад Е.М. (2002) Неклассические свойства, эффекты и проявления контактной акустической нелинейности в твердых телах // Сборник трудов семинара научной школы профессора В.А. Красильникова, стр. 114-129.
2. Руденко О.В. (1993) Нелинейные методы в акустической диагностике // Дефектоскопия, №8, стр. 24-32.
3. Руденко О.В. (2006) Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // УФН, № 1, т. 176, стр.77-95.

СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПИРАМИДАЛЬНОМ ОТРАЖАТЕЛЕ И РЕЗОНАТОРЕ

Козлов А.В., Можаев В.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Информация об акустических резонаторах простейшей формы, таких как сфера, цилиндр, параллелепипед, широко представлена во многих монографиях по акустике. Акустические поля в таких резонаторах описываются известными точными аналитическими решениями. Более сложной, но практически важной задачей, не имеющей в общем случае аналитического решения, является анализ акустических полей в пирамидальных полостях. Хотя в настоящее время существуют численные схемы расчета полей в резонаторах сложной формы, включая твердотельные [1], однако такие численные решения, как правило, не дают достаточно глубокого понимания физических особенностей изучаемых процессов.

В настоящей работе изучается взаимодействие акустических полей с пирамидальной поверхностью частного вида. А именно, рассматривается пирамида с квадратным основанием и прямыми углами между противоположными боковыми гранями. Уникальным свойством такой пирамиды является одинаковый набег фазы для всех лучей, уходящих по нормали от основания и возвращающихся на него после отражений от боковых граней. Это свойство дает нам возможность построить точное аналитическое решение волнового уравнения, удовлетворяющее на поверхности пирамиды граничным условиям жесткой стенки.

На первом этапе граничное условие на основании не ставится и решается задача об отражении плоской волны от пирамидальной выемки. Полученное таким образом решение описывает интерференционное поле, периодическое по трем ортогональным направлениям, параллельным сторонам основания пирамиды и нормали к нему. Далее это решение используется для нахождения собственных мод пирамидальной полости с жестким основанием. Спектр резонансных частот такой полости эквидистантен и определяется высотой пирамиды h и скоростью звука v: $f = nv/(2h)$, где n - номер резонансной моды. Построенные цветовые картины распределения амплитуды колебаний в характерных сечениях на резонансных частотах пирамиды дают наглядное представление о положении узлов и пучностей и структуре интерференционных акустических полей в пирамидальном резонаторе.

E-mail: av_kozlov@inbox.ru

Литература

1. *Visscher W.M., Migliori A., Bell T.M., Reinert R.A.* On the normal modes of free vibration of inhomogeneous and anisotropic elastic objects // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 90.№ 4. P. 2154-2162.

АКУСТИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Ni-Fe-Mn-Ga И Co-Ni-Al

Морозов Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Настоящий доклад посвящен обсуждению и изучению некоторых свойств мартенситных кристаллов Ni-Fe-Mn-Ga и Co-Ni-Al. Первый из них являлся поликристаллом, а второй – монокристаллом. Данные образцы интересны тем, что, помимо мартенситно-аустенитного переход, а также перехода в точке Кюри, они обладают так называемой «памятью формы», что находит в последнее время большое промышленное и, в перспективе, медицинское применение.

У первого образца (Ni-Fe-Mn-Ga) изучалась и строилась зависимость скорости звука и амплитуды акустической волны, пропускаемой через кристалл, от температуры при охлаждении и нагревании. У второго же образца изучалась и строилась, помимо аналогичных измерений, зависимость полевой магнитной восприимчивости от температуры. В первом сплаве также изучались акустоэмиссионные свойства.

Полученные результаты и их обсуждение

Температурная зависимость скорости звука продольных волн в мартенситном поликристаллическом сплаве Fe-Ni-Mn-Ga имеет аномальный участок, характеризующийся положительной зависимостью относительного изменения скорости продольной волны от температуры. Незначительная разница значений температуры на аномальном участке при нагревании и охлаждении составляет примерно 10°, что соответствует фактическому отсутствию гистерезиса при прямом и обратном переходе. Т.е. мартенситный переход близок к фазовому переходу 2 рода. Величина скачка составляет порядка 1,2%.

Получены данные об увеличении затухания в области мартенситного перехода, обусловленные как ростом поглощения вблизи перехода, так и рассеянием на мартенситных доменах.

Обнаружена акустическая эмиссия в Fe-Ni-Mn-Ga в области мартенситного перехода и при более низких температурах. Показано, что она имеет несимметричный характер при прямом и обратном переходе, что характерно и для мартенситов другого типа.

Показано, что для акустической эмиссии характерны два вида импульсов акустической эмиссии, имеющих существенно различную форму. Сделано предположение, что одни обязаны своим происхождением прорастанию мартенситных включений, а другие — перестройке доменной структуры.

Температурная зависимость скорости звука продольных волн в мартенситном монокристалле Co-Ni-Al имеет аномальный участок, характеризующийся положительной зависимостью относительного изменения скорости продольной волны от температуры. Также наблюдается гистерезис, что соответствует фазовому переходу 1 рода. Получены данные об увеличении затухания в области мартенситного перехода, обусловленные как ростом поглощения вблизи перехода, так и рассеянием на мартенситных доменах.

Температурная зависимость полевой магнитной восприимчивости в образце показывает, что при температуре фазового перехода происходит переход вещества из парамагнитного состояния в ферромагнитное.

Автор выражает признательность своему первому научному руководителю (ныне покойной) О.Ю. Сердобольской

E-mail: mustfvr@rambler.ru

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИК ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВИБРОДИАГНОСТИКИ

Ненарокомов К.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Многие нелинейные акустические эффекты обусловлены неоднородностью структуры твёрдых тел. Научный интерес представляет неразрушающее исследование нелинейных свойств твёрдых тел, потому что структурная нелинейность может на 2-4 порядка превышать другие виды нелинейности.

В работе рассматриваются свойства объектов при воздействии сильных возмущений. Поскольку эффекты нелинейной акустики амплитудно зависимы, для исследования свойств вещества мы будем использовать нелинейный параметр. Если на нелинейный слой толщиной d нормально к поверхности воздействуют две интенсивные плоские волны с частотами ω_1 и ω_2 (их амплитуды давления P(ω_1) и P(ω_2)),то после прохождения слоя возникает сигнал комбинационной частоты:

$$P(\omega_1 \pm \omega_2) = \frac{Nd}{4c^3\rho}(\omega_1 \pm \omega_2)P(\omega_1)\,P(\omega_2),$$

где c, ρ - известные скорость звука и плотность среды. Из этой формулы рассчитывается N по результатам измерений амплитуд P сигналов входных и комбинационной частот. При точечном сканировании образца возможно по изменению амплитуды сигнала комбинационных частот восстановить пространственное распределение структурных дефектов в исследуемом объекте.

Приводится описание автоматизированной экспериментальной установки и методика для бесконтактной диагностики нелинейных упругих свойств сред с дефектами методами нелинейной акустической вибродиагностики.

Двумя сфокусированными в одной точке ультразвуковыми пучками с частотами ω_1=38,5кГц и ω_2=39,5кГц и пиковым давлением в фокусе до 160 дБ сканируется исследуемый объект: металлическая плёночка толщиной 1 микрон растянутая на регулируемом расстоянии от гладкого металлического основания, на которое можно подавать постоянное напряжение для создания электростатического поля, что позволяет уменьшать колебания плёночки. При нелинейном взаимодействии на дефекте в материале возникают колебания с разностной: $\omega_2 - \omega_1$=1 кГц и суммарной: $\omega_2 + \omega_1$= 78 кГц, частотами и амплитудой, зависящей от величины локальной нелинейности в области сканирования. Нелинейный отклик на суммарной и на разностной частотах в зависимости от координаты исследуемого объекта регистрируется микрофоном и заносится в компьютер.

Была собрана установка, состоящая из специального блока, влючающего в себя генераторы высокочастонтных сигналов 1 и 2. Сигналы с генератора усиливаются усилителями 4 и 5. Максимальное напряжение на выходе 40 В. Эти же сигналы с генераторов поступают на перемножитель частот, в результате чего получаются сигналы с суммарной и разностной частотами, которые выведены с амплитудой около 1 В, и подаются в качестве опорного сигнала на УПИ-2 (усилитель-преобразователь измерительный). После усиления сигналы подаются на излучатели (круглые параметрические антенны с фокусным расстоянием 25 см; фокусное расстояние и аксиальное расположения фокуса

излучателей было определено при помощи лазерного виброметра; излучающими элементами являются ультразвуковые источники, используемые, например, в качестве парковочных датчиков. Излучатели расположены кругами с радиусами, соответствующими величине зон Френеля. Интенсивность сигнала 120 дб при напряжении 20 В, подаваемом на излучатели) 6 и 7, которые представляют собой. Излучатели установлены рядом на скамье, что позволяет точно определить расположение фокуса обоих излучателей по максимуму сигнала и поместить туда исследуемый образец. Этот сигнал регистрируется конденсаторным микрофоном 9 и через микрофонный предусилитель 10 и частотный фильтр 11 подается на вход УПИ-2 12. В качестве опорного сигнала на УПИ-2 подается сигнал с перемножителя частот 3. Это позволяет нам производить измерения как на разностной, так и на суммарной частотах. Далее происходит обработка усиленного сигнала на ПК при помощи АЦП компании L-Card, L-305. На два подключенных входа АЦП подаются сигналы с каналов А и В УПИ-2, соответствующие квадратурам сигнала с образца. На ПК данные обрабатываются при помощи программы PowerGraph 2.8. Такая процедура позволяет восстановить пространственное распределение нелинейного параметра и найти координаты дефектов в исследуемом объекте.

В результате выполненного эксперимента была исследована зависимость амплитуды сигнала на разностной и суммарной частоте от амплитуды звукового давления при фиксированном напряжении смещения плёночки, определены пороговые значения возбужения сигнала, получена зависимость амплитуды сигнала от напряжения смещения при фиксированном напряжении, подаваемом на излучатели.

Например при увеличении напряжения смещения была получена следующая зависимость сигнала суммарной частоты от напряжения смещения.

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-4449.2006.2 и грантов РФФИ № 05-02-16327-а и 06-02-16658-а.

E–mail: kir-nenar@yandex.ru

Литература

1. Руденко О. В. «Нелинейные методы в акустической дефектоскопии». Журнал РАН «Дефектоскопия» №8 за 1993г.
2. Руденко О. В., Солуян С. Н. «Теоретические основы нелинейной акустики». – Наука 1975
3. Зарембо А. К., Красильников В. А. «Нелинейная акустика в проблеме диагностики прочности твердых тел – Проблемы прочности». 1989 г.
4. G. Mitri, James A Greenleaf, Mostama Fatemi “Comparison of continuous-wave and tone-burst excitation modes in vibro-acoustography: Application for non-destructive imaging of flaws”

ПАССИВНОЕ РАДИОВИДЕНИЕ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Павлов Р.А., Котов А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Пассивное радиовидение в миллиметровом диапазоне становится исключительно популярным из-за открывшихся возможностей для создания компактных бортовых

средств всепогодного видения для слепой посадки летательных аппаратов, аппаратуры обзора прибрежных акваторий, видения объектов, скрытых непрозрачным для оптических излучений камуфляжем. Миллиметровые волны (ММВ) наиболее приемлемы для применений в радиовидении. Они являются самыми короткими из радиоволн, свободно пропускаемых атмосферой, обеспечивая вместе с тем максимальное разрешение среди устройств всепогодного радиовидения. В отличие от видимых и инфракрасных излучений миллиметровые волны легко проникают сквозь гидрометеоры и аэрозоли – дымку, туман, снег, дождь, пылевые облака, дымовые завесы и т.п. В сравнении с активными (радарными) устройствами, радиометрические системы являются намного более экономичными, скрытными (недоступными для обнаружения) в пассивном режиме, без излучения и портативными. Пассивное радиовидение – это методика измерения собственного электромагнитного излучения физических объектов.

Однако имеется два принципиальных недостатка ММВ видео устройств: малое по сравнению с оптическими системами пространственное разрешение и невысокое быстродействие. Второй недостаток преодолевается с применением решеток сенсоров, позволяющих ускорять процесс сканирования, что особенно актуально при съёмке тепловых сцен в реальном масштабе времени. Для улучшения же пространственного разрешения, напротив, необходимо преодолеть принципиальный предел – рэлеевский порог разрешения. Поскольку возможности увеличения диаметра приемных антенн радио-оптических систем всегда весьма ограничены, повышение разрешения может быть достигнуто только математической обработкой полученных радиоизображений, т.е. с использованием режима сверхрэлеевского разрешения, называемого сверхразрешением.

Наиболее понятным прототипом системы радиовидения является человеческий глаз, подобно которому устройство радиовидения должно иметь радиооптическую линзу (или параболическое зеркало) в качестве аналога хрусталику и решетку сенсоров (аналог сетчатки), расположенную в фокальной плоскости. При этом наиболее близкие к оптическим возможностям глаза разрешение и угол зрения получаются в случае излучающей в миллиметровом диапазоне тепловой сцены, которая регистрируется системой радиовидения с 1-м апертурой антенны и решеткой с 10-ю тысячами радиометрических каналов при постоянной времени радиометров порядка 0.1с. В настоящее время макеты такого рода систем уже созданы: в ближайшем будущем они появятся на борту аэрокосмических аппаратов [1-3] и в составе наземных установок всепогодного (включая ночное) видения, обнаружения несанкционированно спрятанных под одеждой предметов, например, оружия в аэропортах [4-6].

В работе рассматриваются вопросы уменьшения времени сканирования, повышения разрешающей способности, в том числе методами сверхразрешения, совершенствования процесса получения и обработки информации. Описывается установка системы радиовидения миллиметрового диапазона, на которой в настоящий момент проводятся измерения, приводятся экспериментально полученные данные.

E–mail: jawa@land.ru

Литература

1. R.M. Smith, B.M. Sundstrom, B.W. Belcher, “ROSCAM: a 95-GHz radiometric one-second camera,” *Proc.SPIE,* Vol. 3378, pp. 2-13, 1998.
2. L. Yujiri, H.H. Agravante, S. Fornaca, B.I. Hauss, R.L. Johnson, R.T. Kuroda, B.H. Quon, A. W. Rowe, T. K. Samec, M. Shoucri, K. E. Yokoyama, “Passive millimeter-wave video camera,” *Proc.SPIE,* Vol.3378, pp.14-19, 1998.
3. R.N. Anderton, R. Appleby, J.R. Borrill, D.G. Gleed, S. Price, N.A. Salmon, G.N. Sinclair, “Real-time passive millimeter-wave imaging,” *Proc.SPIE,* Vol.3378, pp.27-33, 1998.
4. N.C. Currie, F.J. Demma, D.D. Ferris, Jr., B.R. Kwasowsky, R.W. McMillan, and M.C. Wicks, “Infrared and Millimeter-Wave Sensors for Military Special Operations and Law Enforcement Applications,” *International Journal of Infrared & Millimeter Waves,* Vol. 17, No. 7, pp.1117-1138, July 1996.
5. J. C. Wiltse, “History of millimeter and submillimeter waves,” *IEEE Trans.,* Vol. MMT-32, pp.1118-1127, 1984.
6. M.C. McKinley, D.D. Eden, “Oversampled passive millimeter-wave images with application to superresolution,” *Proc.SPIE,* Vol.3378, pp.102-113, 1998.

7. Yu.A. Pirogov, V.V. Gladun, I.V. Shlemin, S.P. Chzhen, D.A. Tischenko, A.L. Timanovskiy, A.V. Lebedev. “Super-resolution and coherent phenomena in multi-sensor systems of millimeter-wave radio imaging”. *Proc. SPIE,* v.5077, 2003 (in printing).
8. Yu.A. Pirogov, V.V. Gladun, S.F.Chzhen, D.A. Tischenko, A.L. Timanovskiy. “Radio Thermal Images of Natural Objects in 8-mm and 3-mm Ranges”. *Proc.SPIE,* Vol.3703, 2002 (in printing).

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОГО ДЕТЕКТОРА С ВАРИАЦИОНЫМ ИЗМЕРЕНИЕМ

Симаков Д.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В течение нескольких последних десятилетий активно ведутся поиски гравитационных волн. В настоящее время наиболее чувствительным детектором гравитационных волн является LIGO. Он состоит из двух лазерных гравитационных антенн, каждая из которых представляет из себя интерферометр Майкельсона с резонаторами Фабри-Перо в плечах. Длина плеч интерферометра, составляет 4 км, а в торцах помещены свободные пробные массы по 10 кг каждая, подвешенные на высокодобротных кварцевых нитях. На каждой пробной массе помещено зеркало резонатора Фабри-Перо, представляющее из себя многослойную отражающую поверхность. Вся конструкция находится на многоступенчатой аммортизирующей системе и поддерживается в глубоком вакууме. Для профилактики нежелательных помех, части системы расположены вдали от сейсмоактивных зон и максимально изолированы от прочего внешнего воздействия.

Чувствительность интерферометров LIGO ограничивается различными шумами и потерями при прохождении луча. Проект Advanced LIGO, который сейчас находится в стадии разработки, будет иметь чувствительность примерно на порядок выше, чем LIGO [1]. В окрестности частоты 100 Герц его чувствительность будет близка к Стандартному квантовому пределу – ограничению чувствительности, связанному с квантовыми шумами, возникающими в силу соотношением неопределенности Гейзенберга.

Дальнейшее повышение чувтивительности может быть обеспечено в частности за счет использования так называемого вариационного измерения, которое может быть реализовано путем введения в схему двух дополнительных так называемых фильтрующих резонаторов. В работе [2], для уменьшения влияния потерь в этих резонаторах, было предложено использовать сделать их очень длинными (также 4 км).

В данной работе исследуется намного более простая схема с одним достаточно компактным резонатором, которая бы позволила получить выигрыш исключительно на низких частотах, где лежит основная часть спектра наиболее вероятного типа гравитационно-волновых сигналов – от столкновений нейтронных звезд [3]. Цель работы – оптимизация параметров гравитационно-волновой антенны и дополнитльного резонатора

Для достижения этой цели была написана программа, которая ищет оптимальную точку в пространстве параметров системы. В результате найдена конфигрурация параметров, обеспечивающая значительный выигрыш в чувствительности и, как следствие, увеличение максимальной удаленности источника волн, сигнал с от которого может быть задетектирован

Литература

1. http://www.ligo.caltech.edu/advLIGO
2. H.J.Kimble,Y.Levin,A.B.Matsko,K.S.Thorne,S.P.Vyatchanin. Phys. Rev D**65** 022002 (2002)
3. F.Ya. Khalili. ArXiv:gr/qc/0607028 (2006)

УДК 534.222

ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ СВОЙСТВА ОДНОМЕРНОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Советская Е.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Гранулированные среды обладают рядом интересных свойств, которые существенно отличаются от свойств сплошных сред. Например, нелинейный параметр на несколько порядков выше аналогичного параметра в однородных средах [1]. В данной работе гранулированная среда моделировалась цепочкой из 80 стальных шариков, диаметром 6.5 мм, помещенных в трубку.

В длинноволновом приближении одномерную дискретную систему, состоящую из одинаковых шариков, можно описать с помощью нелинейного волнового уравнения [2], решение которого удовлетворяет в первом приближении уравнению Кортевега-де-Вриза. В зернистой среде правильной структуры, предварительно сжатой внешней силой, возможно существование уединенных волн, периодических волн, ударных волн с осциллирующей структурой. Скорость распространения звука в такой среде не равна скорости звука в материале среды, а пропорциональна корню шестой степени из внешней силы $V \sim F^{1/6}$.

В работе экспериментально исследовалась зависимость скорости звука V от силы нагружения F. Блок-схема экспери-мента представлена на рис. 1.

Радиоимпульс, прошедший через усилитель, подавался на излучающий преобразователь. Специальным устройством на одном из концов трубки изменялась сила поджатия, величину которой можно было контролировать с помощью измерения сопротивления R_c цепочки шариков, находящихся в трубке. Измерение задержки по времени между зондирующим и прошедшим импульсами позволяло найти скорость звука в исследуемой среде. Форма и задержка сигнала при различных приложенных силах представлена на рисунках 2 и 3.

Сопротивление цепочки $R_c \sim \dfrac{1}{S}$, где $S = \pi r^2$, r – радиус контактной площадки. По теории Герца [3]: $r = \left(\dfrac{3FR}{4E^*}\right)^{1/3}$, где R- радиус шарика, E^*- приведенный модуль упругости.

Сила F выражается через сопротивление R_c :

Рис.2. F =0.08 Н

Рис.3. F =13.45 Н

$$F = \frac{4E^* r^3}{3R} = \frac{4E^*}{3R}\left(\frac{S}{\pi}\right)^{3/2} \sim R_c^{-3/2}, \text{или } R_c = kF^{-2/3}$$

Результаты экспериментов соответствовали расчетной зависимости R_c от F (рис.4), что позволило определить коэффициент k, равный 113 Ом $H^{-3/2}$.

Рис.4

Экспериментальная зависимость скорости упругой волны от величины сжимающей силы приведена на рис.5. В упругой области деформаций F<10Н эксперимент хорошо совпадает с теорией, далее в эксперименте скорость была практически постоянной. Было измерено отношение амплитуд первых двух гармоник в зависимости от внешней силы (рис.6). Непрерывный сигнал подавался на излучающий преобразователь, с приемного преобразователя сигнал шел на спектроанализатор. Быстрое изменение нелинейности системы, также приходится на упругую область.

Рис.5

Рис.6

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-4449.2006.2 и грантов РФФИ № 05-02-16327-а и 06-02-16658-а.

E-mail: soviet_liza@mail.ru

Литература

1. Есипов И.Б., Зосимов В.В., Матвеев К.И., Распространение акустического импульса конечной амплитуды в гранулированной среде.//Акуст. журн., 1997. Т.43.- №5.- С.648-653.
2. Нестеренко В.Ф., Распространение нелинейных импульсов сжатия в зернистых средах.// ПМТФ,1983.-№5-С. 136-148.
3. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Теория упругости. М., Наука, 1978, 293с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА С ПОМОЩЬЮ КВАРЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА

Степанов А.В.

Чувашский гос. пед. университет им. И.Я. Яковлева, Чебоксары, Россия

Кварцевый диссипативный преобразователь механической энергии выполнен на основе специализированного кварцевого резонатора, в котором пьезоэлемент покрыт чувствительным к измеряемой неэлектрической величине веществом. Выходной электрический сигнал преобразователя поступает на измерительный прибор или компьютер. Объектами контроля могут быть газообразные, жидкие и твердые среды, включая жидкие кристаллы и биополимеры, а измеряемыми неэлектрическими величинами – влажность, температура, электро-, тепло- и светопроводимость, вязкоупругие свойства и др.

При воздействии на преобразователь измеряемой неэлектрической величины изменяется эквивалентное активное сопротивление кварцевого резонатора, являющееся мерой диссипации(рассеяния) упругих колебаний кварца. Известно, что резонатор представляет собой электромеханическую колебательную систему, содержащую пьезоэлемент, его электроды с выводами и держатель. Пьезоэлемент вырезают из природного или синтетического кристалла кварца. Электромеханические колебания в резонаторе происходят благодаря прямому и обратному пьезоэффектам, присущим кварцу.

При использовании кварцевого резонатора в преобразователе энергии необходимо было получить формулы для расчета всех составляющих сопротивления R_a, включая R_n, отражающую дополнительные потери в чувствительном покрытии, его наносят на поверхность пьезоэлемента для обеспечения информативного выходного сигнала, пропорционального значению контролируемого неэлектрического параметра. Вместе с этим преобразователь должен иметь постоянное активное сопротивление при изменении неинформативных параметров. Вместе с этим преобразователь должен иметь постоянное активное сопротивление при изменении неинформативных параметров. Для достижения независимости R_a от температуры должны быть исключены, например, потери на связанные колебания в резонаторе, что достигается изменением конструкции электродов на пьезоэлементе.

Значение информативного сигнала преобразователя(изменение активного сопротивления) определяю по формуле

$$R_{и.\,с.}=K_{пр}*\Delta*\eta,$$

где $K_{пр}$ – коэффициент преобразования, равный 5416,74 кОм*с/кг; Δ и η – толщина чувствительного покрытия и его вязкость(внутреннее трение).

Данный прибор может применяться в картинных галереях, хранилищах архивных бумаг и других помещениях, где требуется тщательный контроль влажности воздуха.[1].

www.mymail@mail.ru

Литература

1. В. Савченко, Л. Грибова(2004) Кварцевый резонатор преобразует неэлектрические величины в электрические // Радио, №2, с.34-36.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН С РЕЗОНАТОРОМ ФАБРИ-ПЕРО В ЛОКАЛЬНО-ЛОРЕНЦЕВОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

*Тарабрин С.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Для детектирования гравитационно-волнового излучения в диапазоне 10^2 – 10^3 Гц используюся наземные лазерные гравитационно-волновые антенны – интерферометры Майкельсона с длиной плеч от нескольких сот метров до нескольких километров [1]. Для усиления отклика на гравитационно-волновой сигнал в плечи интерферометров помещают резонаторы Фабри-Перо, зеркала которых играют роль пробных масс. В литературе было показано (см., например, [2]), что в рабочей области частот световое давление в расстроенном резонаторе Фабри-Перо приводит к возникновению частотно-зависимой оптико-механической жесткости, эффективно превращая свободные пробные массы детектора в линейные осцилляторы. Таким образом, появляется возможность производить резонансное детектирование гравитационных волн.

Тем не менее, учета силы светового давления при детектировании гравитационных волн с частотами больше 1 кГц, предсказываемых современными космологическими теориями [3], в литературе не производилось. Особый интерес вызывает рассмотрение оптической жесткости на частотах вблизи межмодового интервала резонатора Фабри-Перо (37.5 кГц для детекторов LIGO с длиной плеча 4 км).

Методы и результаты

В рамках общей теории относительности нами был произведен расчет взаимодействия резонатора Фабри-Перо с плоской гравитационной волной с учетом силы светового давления на зеркала при произвольном соотношении длины гравитационной волны и длины резонатора. Расчет производился в локально-лоренцевой системе отсчета входного зеркала резонатора, поскольку условие инерциальности пробных масс не выполняется в нашей задаче.

Было показано, что полученный нами отклик детектора есть сумма двух фазовых сдвигов циркулирующей световой волны, один из которых возникает при отражении от подвижного зеркала резонатора, а другой – из-за эффекта прямого взаимодействия гравитационной и световой волн. В уравнении движения пробной массы в поле слабой гравитационной волны сила светового давления была представлена в виде суммы четырех компонент: постоянной силы, флуктуационной силы (которая приводит к фотонному дробовому шуму после квантования электромагнитной волны), пондеромоторной силы, приводящей к явлению оптической жесткости, и общерелятивистской поправки на прямое взаимодействие световой и гравитационной волн. Рассмотрение отклика детектора вблизи частоты межмодового интервала резонатора Фабри-Перо показало, что для осуществления резонансного детектирования гравитационных волн в этой области частот необходимо увеличивать циркулирующую оптическую мощность и уменьшать значение пробной массы и полосы пропускания резонатора.

E–mail: tarabrin@phys.msu.ru

Литература

1. L. Ju, D.G. Blair, C. Zhao, Reports on Progress in Physics **63**, 1317 (2000).
2. F. Khalili, Physics Letters A **288**, 251 (2001); arXiv:gr-qc/0107084.
3. M. Maggiore, Physics Reports **331**, 283 (2000); arXiv:gr-qc/9909001.

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

МУЛЬТИПОЛЬНЫЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ АНАЛИЗИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Васильева А.Ф., Камбарова Ж.Т., Кутум Баян

Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

Основная часть фокусирующих элементов электронной оптики базируется на аксиально–симметричных электростатических и магнитных полях. Анализ приборов, используемых в методах электронной спектроскопии (Оже–спектроскопия, фотоэлектронная спектроскопия, спектроскопия характеристических потерь энергии и т.д.), указывает, что в аналитическом приборостроении принята ориентация на зеркальную осесимметричную оптику. Это обусловлено двумя основными причинами: высокой светосилой в сочетании с высокими показателями разрешения по энергии и чувствительности. Электростатические энергоанализаторы зеркального типа – цилиндрические и сферические получили самое широкое распространение. Достаточно хорошо изучены и различные комбинации цилиндрических и сферических зеркал.

Цель данной работы заключается в рассмотрении мультипольно-цилиндрического поля для различных вкладов цилиндрического поля и кругового гексаполя, в необходимости рассчитать и построить эквипотенциальные портреты соответствующих полей и провести анализ полученных схем. Актуальность работы состоит в необходимости систематизации ранее рассмотренных случаев для конкретных вкладов цилиндрического поля и кругового гексаполя. Рассмотрение и анализ изученных и новых случаев суперпозиций этих полей позволит прогнозировать перспективность выбора той или иной схемы.

Расчет электронно-оптических характеристик каждой схемы численными или приближенно-аналитическими методами чрезвычайно сложен и трудоемок. Поэтому предварительный анализ позволит сделать вывод, во-первых, стоит ли для рассматриваемой схемы проводить дальнейшие расчеты, и, во-вторых, в каком направлении проводить исследования при выборе вкладов цилиндрического поля и кругового гексаполя. Рассчитываемые схемы могут быть использованы для построения электростатических энергоанализаторов с существенно улучшенными электронно-оптическими характеристиками, которые применяются в электронной спектроскопии для анализа поверхности твердого тела.

Анализ построенных семейств эквипотенциалей суперпозиции полей цилиндрического гексаполя и цилиндрического поля позволил выбрать перспективную с практической точки зрения электронно-оптическую схему. Основным преимуществом предлагаемого зеркального анализатора на основе гексапольно-цилиндрического поля является наличие двух торцевых электродов, находящихся вместе с внутренним цилиндрическим электродом под нулевым потенциалом. Торцевые электроды ограничивают продольные габариты анализатора и позволяют свести к минимуму влияние краевых полей на распределение тормозного поля в области прохождения траектории анализируемых частиц.

E-mail: anna_1228@mail.ru

Литература

1. Силадьи М. Электронная и ионная оптика. – М.: Мир, 1990. – 639с.
2. Zashkvara V.V. On circular multipole calculations // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A. – 1995. – A354. – P. 171-174.
3. Zashkvara V.V., Tyndyk N.N. Potential fields based on circular multipole series // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A.– 1996. – A370. – P. 452-460.

КОЭФФИЦИЕНТ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИФФУЗИИ ФАЗЫ ХАОТИЧЕСКИХ АВТОКОЛЕБАНИЙ КАК ХАРАКТЕРИСТИКА, ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ ПОРОГ СИНХРОНИЗАЦИИ

Захарова А.С.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Синхронизация – одно из важнейших нелинейных явлений, характерных для автоколебательных систем, в том числе для генераторов хаоса [1,2]. Однако, такое классическое проявление синхронизации, как захват фазы и частоты, наблюдается не для любых хаотических генераторов, а только для генераторов в режиме так называемого фазово-когерентного (спирального) хаоса. Такой генератор во многом подобен периодическому генератору с шумом. В спектре мощности фазово-когерентного хаоса имеется узкая линия с максимумом на средней частоте автоколебаний, ширина которой определяется коэффициентом эффективной диффузии мгновенной фазы B_{eff} [2,3].

Синхронизация спирального хаоса, как и синхронизация зашумленных автоколебаний, имеет порог по параметру связи или по амплитуде воздействия (в случае вынужденной синхронизации) [1]. В данной работе исследуется связь величины порога синхронизации хаоса с коэффициентом диффузии фазы. В качестве модельных систем рассматриваются связанные хаотические осцилляторы Рёсслера, а также осциллятор Рёсслера, синхронизуемый гармонической внешней силой. В частности, для случая вынужденной синхронизации гармонической силой построена зависимость высоты амплитудного порога от приведенного коэффициента эффективной диффузии фазы B_{effT} (рис.1).

Рис.1. Зависимость порогового значения амплитуды синхронизирующего сигнала от приведенного коэффициента эффективной диффузии фазы хаотических автоколебаний ($B_{effT} = 2\pi B_{eff} / \Omega$, где Ω – средняя частота осциллятора Рёсслера) в неавтономном осцилляторе Рёсслера:

$$\dot{x} = -y - z + C\cos(\omega_1 t),\ \dot{y} = x + 0.2y,\ \dot{z} = 0.2 + z(x - m),$$

где m – управляющий параметр хаотической системы, ω_1 – частота внешнего воздействия.

Как видно из графика, приведенного на рис.1, пороговое значение амплитуды воздействия C_t растет с ростом B_{effT} по логарифмическому закону, причем имеются два участка, соответствующие различным скоростям роста. Переход с одного участка на другой связан с перестройкой хаотического аттрактора.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных при поддержке Министерства Образования и Науки РФ в рамках гранта “Развитие научного потенциала высшей школы” (НОЦ СГУ).

E–mail: zakharova-as@mail.ru

Литература

1. А.Пиковский, М.Розенблюм, Ю.Куртс, Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление –М.: Техносфера,2003.
2. В.С. Анищенко и др. Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. – Москва, Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003.
3. A.Pikovsky et al. Attractor-repeller collision and eyelet intermittency at the transition to phase synchronization // PRL, 1997, Vol.79, P.47.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель подсекции
проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВЕТОДИОДОВ СИНЕГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР ТИПА AlGaN/InGaN/GaN

Чуяс А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследования нитридов III группы, структур с гетеропереходами и разработки светодиодов на основе GaN и его твердых растворов (InGaN, AlGaN) за последнее десятилетие создали перспективу замены ламп накаливания и люминесцентных ламп светодиодными излучателями.

В настоящей работе были созданы автоматизированные экспериментальные установки и разработано программное обеспечение для измерений спектров электролюминесценции, вольтамперных характеристик и зависимости интенсивности излучения светодиодов от тока. С помощью этих установок были измерены спектры электролюминесценции светодиодов синего свечения на основе гетероструктур типа AlGaN /InGaN/GaN с множественными кватовыми ямами InGaN/GaN [1], разработанных отечественной фирмой «Светлана-Оптоэлектроника».

Рис. 1. Характерные спектры электролюминесценции светодиодов

На рис. 1 представлены характерные спектры образцов. При изменении тока от 1 мА до 350 мА максимум интенсивности излучения светодиодов составлял $\lambda_{max} = 452 \div 472$ нм (2,627 ÷ 2,743 эВ). Малый сдвиг максимумов в спектрах электролюминесценции обусловлен применением модулированного легирования барьеров квантовых ям. В спектрах наблюдалась периодическая структура, природой которой являлась интерференция излучения в базовом слое GaN.

При обработке спектров использовалась модель комбинированной двумерной плотности состояний с учетом флуктуаций потенциала и интерференции [2]. В рамках модели удалось определить основные параметры структур: эффективную ширину запрещенной зоны E_g^*, величину характерной энергии флуктуаций E_0, изменения температуры в активной области гетероструктуры $E_1 = mkT$. Показано, что параметры модели E_g^*, E_0, E_1 зависят от критерия аппроксимации, параметр E_0 слабо зависит от тока, параметр E_1 – опре-

деляет температуру активной области, а параметры интерференции E_ϕ (фаза) и ΔE (период) практически не зависят от алгоритма подгонки и не изменяются с током.

Литература

1. Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич, М.М.Кулагина, Е.М.Аракчеева, Г.А.Онушкин, А.Л.Закгейм, Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон, ФТП, 2005, т. 39, вып. 7, стр. 885-889.

2. [М.Л.Бадгутдинов, С.С.Широков, А.Э.Юнович, М.Г.Агапов, Д.В.Давыдов, Д.А.Лавринович, Ф.М.Снегов. 5 Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», Москва, 2007, тезисы докладов, стр. 89-90.

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА PbTe(Mn,V) В ПЕРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

**Добровольский А.А., Артамкин А.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Твердые растворы на основе теллурида свинца – теллурида марганца относятся к классу полумагнитных полупроводников с варьируемой шириной запрещенной зоны E_g. Легирование $Pb_{1-x}Mn_xTe$ позволяет не только изменять концентрацию носителей заряда и тип проводимости, но и получать материал с качественно новыми свойствами, к которым относятся стабилизация положения уровня Ферми, задержанная фотопроводимость, гигантское отрицательное магнетосопротивление. В настоящей работе исследованы твердые растворы $Pb_{1-x}Mn_xTe$ легированные ванадием.

Монокристаллические образцы синтезированы методом Бриджмена. Содержание марганца и ванадия определялось с помощью рентгеноструктурного анализа и пламенного атомно-эмиссионного метода. В исследуемых образцах $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$ содержание марганца монотонно изменялось вдоль оси роста в диапазоне от 4.7 mol.% до 8.6 mol.%, а содержание ванадия варьировалось от 0.05 mol.% до 0.48 mol.%.

Температурные зависимости магнитной восприимчивости образцов подчиняются закону Кюри-Вейсса, причем температуры Кюри - отрицательные (порядка $-2 \div -5$ К), что соответствует слабому антиферромагнитному взаимодействию между магнитными ионами. Из измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости была получена концентрация марганца, которая совпала с точностью 10% с данными, полученными пламенным атомно-эмиссионным методом. Следовательно, в исследуемых образцах марганец не кластеризуется, а полностью входит в кристаллическую решетку.

Ранее было показано, что температурные зависимости сопротивления, измеренного при постоянном токе, для всех образцов имеют активационную зависимость при T > 70 K. Энергия активации, вычисленная по формуле $\rho = \rho_0 \exp(E_A / kT)$, составляет ~ 100 мэВ. Полученные значения энергий активаций носителей заряда меньше ширины запрещенной зоны, из чего можно заключить, что активация носителей происходит с примесного уровня ванадия. Задержанная фотопроводимость в образцах не обнаружена.

Были проведены исследования частотных и температурных зависимостей импеданса твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$ в частотном диапазоне 20 Гц–1 МГц при температурах от 4.2 К до 300 К. Анализ данных, полученных при измерениях на переменном токе, проведен в рамках представлений эквивалентных схем. Показано, что импеданс спектр образцов представляет собой единичную полуокружность, что соответствует эквивалентной схеме параллельного RC-контура. Из температурных зависимостей действительной и мнимой частей импеданса были рассчитаны значения сопротивления R и ёмкости C. Полученная частотная зависимость сопротивления R при высоких час-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

тотах хорошо аппроксимируется функцией $R \sim f^{s}$. Такая степенная зависимость сопротивления от частоты обычно характерна для прыжковой проводимости. Изменение значения s по-видимому связано с изменением концентрации ванадия в образцах и может являться следствием того, что прыжковая проводимость связана с уширенным уровнем ванадия. Из частотных зависимостей ёмкости C видно, что с понижением частоты емкость увеличивается. Наиболее вероятной причиной увеличения емкости при низких частотах могут быть процессы, связанные с перезарядкой примесных центров. Обсуждаются возможные механизмы обнаруженных эффектов.

E-mail: dobrovolskyalex@inbox.ru

ФОРМИРОВАНИЕ БИСТАБИЛЬНЫХ ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИХ ДОНОРОВ В КРЕМНИИ, ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПРОТОНАМИ

Дзичковский О.А.

Беларуский Государственный Университет, Минск, Беларусь

В работе изучается формирование водородосодержащих доноров в диодах Шоттки (Mo-Si), имплантированных протонами (300 кэВ). Измерение проводилось стандартным методом C-V характеристик (ν=1 МГц). Показано, что облучение протонами ($D=10^{15}$ см$^{-2}$) вызывает появление компенсирующих глубоких радиационных дефектов в базе диода (Рис. 1, профиль 3), которые отжигаются при T=300-350 C° (Рис. 1, профиль 4). Проведенное моделирование (TRIM) показывает, что положение максимума распределения водорода в образце совпадает с максимумом измеренного электронного профиля после отжига (Рис. 1, профили 1 и 4). Это позволяет предположить, что измеренные электронные профили обусловлены мелкими водородными донорами, образовавшимися в результате облучения и последующего отжига образцов. Было показано, что последующий отжиг различной длительности при T=100 C° приводит к уменьшению максимума концентрации в водородном профиле, а закалка при T=200 C° в воду восстанавливает исходное значение концентрации (Рис. 2). Следовательно, обнаруженные доноры образуют бистабильные центры в кремнии. Установлено, что вы-

Рис. 1 Профили распределения дефектов и концентрации электронов в базе диода Шоттки, облучённого ионами водорода (E=300 кэВ):1-расчетное распределение водорода (TRIM); 2- расчетное распределение дефектов отдачи; 3- измеренное распределение плотности зарядов (после облучения); 4-то же при температуре отжига T=325 C°. Штрихпунктир – исходный уровень легирования фосфором.

Рис. 2. Зависимость высоты барьера U от концентрации N: **1** – исходный уровень легирования кремния фосфором – $N_{Init} \sim 6 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$; **2** – отжиг T=350 °C, 20 мин; температура отжига T=100 °C, время отжига, мин: **3** – 150, **4** – 255, **5** – 430, **6** – 680; **7** – закалка, T=200 °C, 20 мин. Пустые квадраты – численное решение уравнения Пуассона для обедненной области.

сота потенциального барьера возрастает с увеличением концентрации водородных доноров (Рис. 2). Рассматривалось влияние промежуточного диэлектрического слоя и эффекта зеркального изображения на высоту потенциального барьера. Из численного моделирования уравнения Пуассона (Рис. 2) показано, что изменение контактной разности потенциалов обусловлено, в основном, перестройкой водородсодержащих доноров. Это может быть использовано для регулирования высоты барьера диодов Шоттки в технологическом процессе их производства.

E-mail: tech_box_82@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ P-N ПЕРЕХОДОВ

Емец Е.В., Птащенко А.А.

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова, Украина

Исследовано влияние паров воды, аммиака, ацетона и этилена на стационарные вольт–амперные характеристики (ВАХ) прямого и обратного токов кремниевых p-n переходов. Проведены измерения кинетики возрастания и спадания прямого и обратного токов при изменении состава газовой атмосферы. Проанализирована трансформация ВАХ в процессе возрастания и спадания поверхностного тока.

В области токов до 10мкА ВАХ прямого тока можно было описать выражением

$$I(V) = I_0(T)\exp(qV / n_t kT)\,, \qquad (1)$$

где I – сила тока в p-n переходе; V – приложенное к p-n переходу напряжение; $I_0(T)$ – функция температуры, не зависящая от напряжения; q – заряд электрона; n_t – коэффициент неидеальности ВАХ, причем $n_t \approx 2$; k – постоянная Больцмана; T – температура p-n перехода. Такой вид ВАХ соответствует рекомбинации носителей заряда через глубокие уровни в обедненном слое p-n перехода, а также поверхностной рекомбинации. Наличие паров воды, аммиака, ацетона, этилена приводило к существенному возрастанию и прямого, и обратного токов в p-n переходах. ВАХ прямого тока p-n переходов, находившихся в парах аммиака, имели экспоненциальные участки, которые можно описать выражением (1) при $n_t \approx 2$. Это свидетельствует, что возрастание прямого тока p-n переходов при адсорбции молекул NH_3 обусловлено повышением интенсивности поверхностной рекомбинации. Данное явление можно объяснить влиянием электрического поля адсорбированных положительных ионов аммиака на пространственное распределение электронов в приповерхностном слое p-области. Под действием указанного поля в p-области формируется приповерхностный слой, обогащенный электронами. Образование такого слоя, приводящее к росту поверхностного тока в p-n переходах при адсорбции положительных ионов, подтверждено двумерными расчетами [1]. Форма ВАХ обратного тока p-n переходов, находившихся в парах воды, аммиака, ацетона, этилена соответствовала генерации электронов в p-области.

Кривые возрастания и спада поверхностного тока после изменения парциального давления паров воды, аммиака, ацетона и этилена имели участок быстрого изменения длительностью 15-100с и участок медленного изменения. Длительная выдержка образцов в атмосфере, не содержащей указанных паров, существенно замедляла кинетику дополнительного тока. Это свидетельствует о перезарядке глубоких поверхностных уровней при адсорбции молекул данных паров.

Изменение ВАХ кремниевых p-n переходов под действием паров воды, аммиака, ацетона, этилена можно использовать для создания сенсора данных паров. В отличие

от сенсоров на основе полупроводников группы $A^{III}B^{V}$, сенсоры на основе кремниевых p-n переходов легко совместимы технологически и электрически с микроэлектронными усилительными элементами.

Литература

1. Ptashchenko O. O., Artemenko O. S., Dmytruk M. L.et al., «Effect of ammonia vapors on the surface morphology and surface current in p-n junctions on GaP». *Photoelectronics*, 2005, №. 14. P. 97–100.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Казаров Б.А.

Пятигорский государственный технологический университет

Тема исследования связана с важной проблемой физики конденсированных сред – изучением особенностей тепловых, электрических и транспортных свойств сегнетоэлектрических (эластических) кристаллов, пленок, твердых растворов карбида кремния и структур на их основе. Эти материалы обладают важными физическими характеристиками, определяющими их использование в качестве активных элементов различных устройств твердотельной микроэлектроники. На основе формулы типа Кубо-Гринвуда получены выражения для расчета кинетических коэффициентов (теплопроводности, проводимости) сегнетоэлектрических (эластических) кристаллов (KH_2PO_4, Hg_2Cl_2, ТГС), легированных кристаллов ZnSe и твердых растворов карбида кремния $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$.

В простой модели с дебаевским спектром частот, кривую теплопроводности $K(T)$ кристалла с фазовым переходом можно представить в виде:

$$K(T) = \alpha\left(\frac{\theta}{T}\right)^2 \cdot \int_0^1 \frac{x^4 e^{x\cdot\frac{\theta}{T}}}{\left(e^{x\cdot\frac{\theta}{T}} - 1\right)^2} \frac{1}{\gamma(x)} dx, \qquad (1)$$

где α – коэффициент при интеграле теплопроводности, θ – характеристическая температура кристалла (температура Дебая), $\gamma(x)$ – сумма обратных времен релаксации, обусловленных рассеянием фононов в исходном («идеальном») кристалле, за счет механизмов структурного фазового перехода, дефектов и их комплексов. Выражение для $\gamma(x)$ определяет возможные механизмы (каналы) рассеяния фононов и его, согласно правилу Маттиссена, можно представить в виде:

$$\gamma\ (x) = \gamma_o(x) + \gamma_c(x) + \gamma_d(x) + \gamma_k(x)\,. \qquad (2)$$

Таким образом, предложено модельное описание рассеяния фононов на точечных дефектах кристаллической решетки, на их комплексах, кластерах-наноструктурах и в целом развит подход к анализу влияния дефектов, кластеров (доменов), наночастиц на критическое поведение теплопроводности кристаллов около T_c на микроскопическом уровне.

В работе разработаны модели механизмов проводимости в твердых растворах $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$, а также показана возможность возникновения в этих системах фазового перехода изолятор-металл. Построена модель эффекта усиления диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь на низких частотах в твердых растворах $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$.

В заключение отметим, что при сравнении результатов расчета с экспериментами не все параметры модели удается согласовать с известными данными для растворов $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$. Вместе с тем, в работе достигнуто качественное вполне приемлемое соответствие теории и эксперимента, которое имеет место для всех проведенных расчетов.

Автор выражает благодарность научному руководителю д.физ-мат.н., профессору Алтухову В.И. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: kazarovbeniamin@mail.ru

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ МОНОКРИСТАЛЛОВ АЛМАЗА

Максимов Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

В сильно легированных бором алмазных материалах сравнительно недавно обнаружена сверхпроводимость [1]. Сверхпроводящие образцы представляли собой либо поликристаллические алмазы, синтезированные при давлении 10-20 ГПа и температурах 2500 – 2800 К, либо алмазные плёнки, выращенные CVD-методом с СВЧ излучением. Этот метод роста алмазных пленок позволяет получать высокие концентрации примеси бора. В пленках с ориентацией поверхности (111) они могут быть на порядок больше, чем при ориентации (001). Размер кристаллитов в объемных образцах не превышал нескольких микрон. Краткий обзор методов получения поликристаллических алмазных порошков и пленок приведен в [2].

Методика измерений и образцы

Рис.1 Образец легированного бором монокристалла алмаза с контактами, приготовленный для измерения эффекта Холла и сопротивления

В настоящей работе были исследованы монокристаллы алмаза, выращенные на затравке методом температурного градиента при давлении P=5.5 ГПа и T=1650 К в системе Fe-Al-C-B, сильно легированные бором. Их линейные размеры составили 2-7 мм. На рис.1 изображен образец, вырезанный из монокристалла алмаза. Температурные зависимости сопротивления измерялись по четырёхконтактной схеме в диапазоне температур от комнатной до 0.5 К. Полученная из эффекта Холла концентрация носителей заряда (дырок) для средне легированного образца составила $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$.

Результаты измерений и их обсуждение

На рис.2а представлены зависимости относительного сопротивления от температуры для трёх монокристаллов с максимально высоким уровнем легирования. На *рис. 2б,* на примере образца №2, показана зависимость сопротивления образца до отжига и после (p=5.5 ГПа, T=2220 К) на участке температур от комнатной до ≈110 К. До отжига наблюдается активационная зависимость проводимости с энергией активации E_a≈50 мэВ при температурах от комнатной до ≈200К. После отжига активационный участок продлился до температуры ≈110 К, а энергия активации составила E_a=37.5 мэВ. Энергия активации акцепторного уровня бора в алмазе составляет E_a=368 мэВ по оптическим измерениям, однако из температурных зависимостей сопротивления наблюдаются и меньшие значения E_a [1]. Малое значение E_a в данном случае связано с образованием примесной зоны проводимости и смещением уровня Ферми.

Рис.2. а - Температурная зависимость сопротивления образцов сильно легированных бором №1-№3. б - Зависимость относительного изменения сопротивления образца №2 от обратной температуры: до отжига (1) и после отжига (2)

Характерной особенностью монокристаллов с максимальным уровнем легирования является следующая зависимость проводимости при температурах ниже ≈ 50 К: $\sigma(T) = \sigma(0) + bT^{1/2}$. Второй член выражения относится к квантовым поправкам к проводимости, связанным с электрон-электронным взаимодействием [2]. Степенная зависимость проводимости от температуры с показателем степени ½ (до отжига) свидетельствует о том, что концентрация дырок в образцах достигает величины близкой к критической при переходе металл-изолятор. Для сильнолегированных поликристаллических алмазов и алмазных пленок критическая концентрация составляет ~ 3×10^{21} см$^{-3}$ [5,6]. После отжига образца зависимость проводимости от температуры в диапазоне 0.5-50 К существенно ослабляется: коэффициент b в выражении для проводимости уменьшается в 20 раз.

Проведены низкотемпературные электрические измерения монокристаллов алмаза с концентрацией бора в диапазоне от ~10^{19} до ~10^{20} см$^{-3}$. В области температур выше 110 – 200 К наблюдается активационный тип проводимости с энергией активации в диапазоне 30 – 90 мэВ. В двух образцах наблюдается прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка на участке температур 70 – 297 К. В монокристаллах с концентрацией бора ~10^{20} при Т = 0.5 – 50К проводимость пропорциональна $T^{1/2}$. Это указывает на близость системы к границе перехода металл-изолятор. Монокристаллы алмаза с большей концентрацией бора данным методом получить не удается, так как повышение концентрации бора в ростовой среде приводило к блокированию роста кристаллов.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-17368-а.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Кульбачинскому В.А. за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: maksimov_dmitri@mail.ru

Литература

1. E.A. Ekimov, V.A. Sidorov, E.D. Bauer et al. (2004) Superconductivity in diamond // Nature, 428, p. 542.
2. В.Д. Бланк, Г.А. Дубицкий, В.А. Кульбачинский и др. (2004) Поликристаллические алмазные порошки и пленки // Российский Химический Журнал, т. XLVIII, №5, 90.
3. K. Thonke (2003) The boron acceptor in diamond //Semicond. Sci. Technol., 18, S20.
4. N.F. Mott (1990) Metal-Insulator Transitions // London: Taylor and Francis, 2nd ed.
5. Y. Takano, M. Nagao, I. Sakaguchi, M. Tachiki, T. Hatano, K. Kobayashi, H. Umezawa, H. Kawarada (2004) Superconductivity in diamond thin films well above liquid helium temperature // Appl. Phys. Lett., 85, 2851.
6. E. Bustarret, J. Kacmarcik, C. Marcenat et al. (2004) Dependence of the Superconducting Transition Temperature on the Doping Level in Single-Crystalline Diamond

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ С УЧЕТОМ РЕОРГАНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОЛИТА ДЛЯ ПОРИСТЫХ ЭЛЕКТРОДОВ НА ОСНОВЕ TIO_2

+Реукова О.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Изучение транспорта носителей заряда в комбинированных системах (например, электроды с пористым материалом TiO_2, погруженные в электролит) важно для обеспечения эффективной работы солнечных батарей на его основе. В настоящее время для описания транспорта электронов в таких системах используют модель термоактивации носителей с ловушек в зону проводимости [1,2]. В последних экспериментальных исследованиях в этой области были получены результаты, которые не могут быть описаны в рамках данной модели [3,4,5]. В частности, если уровень Ферми лежит близко к границе зоны проводимости, экспериментальная зависимость энергии активации проводимости от энергии Ферми слабее, а значения энергии активации больше, чем это следует из данной модели.

Расчеты и результаты

В данной работе для описания проводимости в подобных системах предлагается **модель прыжковой проводимости, учитывающая перераспределение ионов электролит**а. Предположим, что перераспределение ионов при экранировании происходит за время меньшее среднего времени прыжка или термической активации в зону проводимости. Тогда можно считать, что заполненные локализованные состояния TiO_2 сдвигаются вниз по энергии на энергию экранирования E_s и функция плотности электронных состояний имеет вид:

$$G(E) == g(E)*(1-f(E)) + g(E+E_s)*f(E+E_s) \qquad (1)$$

Функция распределения для системы с экранированием записывается в виде

$$F(E) = \frac{g(E+E_s)*f(E+E_s)}{g(E)*(1-F(E)) + g(E+E_s)*f(E+E_s)} \qquad (2)$$

где *g(E)* – функция плотности незаполненных электронных состояний, часто экспоненциально зависящая от энергии $g(E) = N_L / E_0 \exp(E-E_c)/E_0$, а *f(E,T)* – функция распределения Ферми-Дирака, *k* - постоянная Больцмана, E_F - энергия Ферми, E_0 - характерная энергия убывания плотности состояний вглубь запрещенной зоны, N_L – концентрация локализованных состояний в запрещенной зоне, E_c – дно зоны проводимости. Вид функций *G(E), F(E)* показан на рис.1. Видно, что заполненные состояния отделены от незаполненных щелью (минимумом) с шириной близкой к энергии экранирования.

Вычисление прыжковой проводимости может быть сведено к вычислению сопротивления случайной сетки сопротивлений Миллера-Абрахамса. Выражение для сопротивления элемента сетки Миллера-Абрахамса [5,6]:

$$R_{EE'} = \frac{k*T}{e^2*\nu_{ph}} * exp\left(\frac{2*r}{a} + ln\frac{exp\left[\frac{E'-E}{k*T}*\Phi(E'-E)\right]}{F(E)*(1-F(E')}\right) \qquad (3)$$

E, *E′*- энергия электрона в начальном и конечном состоянии соответственно, *r* – расстояние между двумя центрами локализации, ν_{ph} – характерная частота фононов, *e* – заряд электрона, *Φ(x)* – функция Хевисайда.

+ Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

Проводимость обычно рассчитывается с использованием теории протекания и определяется формулой:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\xi_c) \tag{4}$$

где ξ_c определяется исходя из критерия связи [5,6]:

$$\langle \nu(\xi_c) \rangle = \frac{\int_{\varepsilon_F - kT\xi}^{\varepsilon_F + kT\xi_c} G(E)\nu(E,\xi_c)^2 dE}{\int_{\varepsilon_F - kT\xi_c}^{\varepsilon_F + kT\xi} G(E)\nu(E,\xi_c) dE} = \nu_c = 2.8 \tag{5}$$

а $\nu(E,\xi)$ имеет вид:

$$\nu(E,\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(z)dz \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{\infty} r_{ij}^2 \Phi\left(\xi - \frac{2*r_{ij}}{a} - \ln\left(\frac{\exp\left[\frac{z-E}{k*T}*\Phi(z-E)\right]}{F(E)*(1-F(z))}\right)\right) dr_{ij}$$

В рамках предложенной модели проведен численный расчет прыжковой проводимости и энергии активации $E_a = k_B * \frac{\partial \ln \sigma}{\partial (T^{-1})}$. Зависимость энергии активации от положения уровня Ферми, полученная в рамках данной модели, приведена на (*рис.2).* Расчет произведен для следующих параметров, характерных для пористых электродов TiO_2 в солнечных батареях: $N_L=10^{21}$ см$^{-3}$, $a=5*10^{-8}$ см, $E_0=0.1$ эВ, $E_c=0$, T=273 K. Видно, что при наличии экранирования энергия активации увеличивается на величину порядка энергии экранирования и слабее зависит от энергии Ферми, особенно при больших энергиях Ферми. Таким образом, перераспределение ионов электролита может в значительной степени влиять на электронный транспорт в пористом TiO_2.

E–mail: olga.reukova@mail.ru

Литература

1. van de Lagemaat, J.; Kopidakis, N.; Neale, N. R.; Frank, A. J. (2005) Effect of nonideal statistics on electron diffusion in sensitized nanocrystalline TiO_2 // Phys. Rev. B, 71, 035304.

2. Bisquert J. (2004) Chemical Diffusion Coefficient of Electrons in Nanostructured Semiconductor Electrodes and Dye-Sensitized Solar Cells // J. Phys. Chem. B, 108, 2323.

3. Agrell, H. G.; Boschloo, G.; Hagfeldt, A. (2004) Conductivity Studies of Nanostructured TiO_2 Films Permeated with Electrolyte // J. Phys. Chem. B, 108, 12388.

4. O'Regan, B.; Durrant, J. R. (2006) Calculation of Activation Energies for Transport and Recombination in Mesoporous TiO_2 // J. Phys. Chem. B, 110, 8544.

5. Б.И Шкловский, А.Л. Эфрос (1979) Электронные свойства легированных полупроводников // М.: «Наука».
6. И.П. Звягин (1984) Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках // Московский Университет.

ВЛИЯНИЕ ПАРОВ АММИАКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ P-N ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ ALGAAS

Шугарова В.., Птащенко А.А.
Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Исследовано влияние паров аммиака на стационарные вольт–амперные характеристики (ВАХ) прямого и обратного токов p-n переходов на основе AlGaAs. Проведены измерения кинетики возрастания и спадания прямого и обратного токов при впуске паров и их удалении из контейнера, содержащего p-n переходы.

Примеси паров аммиака в контейнере с образцом приводили к значительному возрастанию как прямого, так и обратного токов в p-n переходе. При этом изменения ВАХ были обратимые, что свидетельствует о физической природе адсорбции молекул NH_3 на поверхности AlGaAs. ВАХ прямого тока p-n переходов, находившихся в парах аммиака, имели линейные участки. Такое поведение поверхностных токов в исследованных p-n переходах можно объяснить образованием поверхностного проводящего канала с электронной проводимостью в p-области под действием электрического поля адсорбированных положительных ионов аммиака [1]. Образование такого канала, приводящее к росту поверхностного тока в p-n переходах при адсорбции положительных ионов, подтверждено двухмерными расчетами [1].

Отсутствие влияния паров аммиака на прямой ток при высоких смещениях (V>1,5 В) свидетельствует о том, что адсорбированные молекулы NH_3 не служат центрами поверхностной рекомбинации. Ионизированные молекулы аммиака находятся на внешней поверхности слоя собственного оксида толщиной около 10нм [1], туннельно не прозрачного для дырок, так что сечение захвата дырок такими центрами намного меньше, чем для центров, локализованных на границе полупроводник-оксид. Незначительное влияние паров аммиака на прямой ток при высоких уровнях инжекции можно объяснить разрушением поверхностного проводящего канала инжектированными в приповерхностный слой p-области носителями заряда при достаточно большой их концентрации. Форма ВАХ обратного тока p-n переходов, находившихся в парах аммиака, с учетом донорных свойств молекул NH_3, соответствовала генерации электронов в p-области.

Кривые возрастания поверхностного тока после увеличения парциального давления паров NH_3 имели участок быстрого изменения длительностью до 30 с и участок медленного изменения. Длительность спадания тока после удаления паров аммиака составляла около 5с. Такое различие кинетики нарастания и спада поверхностного тока свидетельствует о перезарядке поверхностных центров при адсорбции молекул аммиака.

Влияние паров аммиака на поверхностный ток в p-n переходах на основе AlGaAs можно использовать для создания сенсора данных паров. Такие сенсоры имеют достаточно малое время отклика и, вследствие большей ширины запрещенной зоны AlGaAs, меньший фоновый ток, чем p-n переходы на основе кремния и арсенида галлия.

E-mail: varyak@ukr.net, aptash@list.ru

Литература

7. Ptashchenko O. O., Artemenko O. S., Dmytruk M. L.et al., «Effect of ammonia vapors on the surface morphology and surface current in p-n junctions on GaP». *Photoelectronics*, 2005, №. 14. P. 97 – 100.

ПРИРОДА СПИНОВЫХ ЦЕНТРОВ В СЛОЯХ SI-GE

Волков Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Рост напряженных слоев Si и Ge на релаксированных буферных слоях Si-Ge позволяет увеличить быстродействие полевых транзисторов с p-каналом (на 25%). В то же время, для создания некоторых типов приборов на основе структур Si-Ge/Si необходимы слои Si-Ge с высокой степенью релаксации. Релаксация напряжений в гетероструктурах происходит при повышении критической толщины эпитаксиального слоя путем введения на межфазной границе дислокации несоответствия. Наличие пространственных дислокаций в пленке существенно ухудшает ее характеристики. В исследуемых образцах использовался следующий метод снижения плотности прорастающих дислокаций с сохранением высокой степени релаксации: введение в гетероструктуры неравновесных точечных дефектов. Неравновесные точечные дефекты, введенные в гетероструктуры, ускоряют релаксацию напряжений и в то же время могут значительно уменьшить плотность прорастающих дисклокаций. Точечные дефекты могут быть введены путем понижения температуры эпитаксиального роста, что приводит к насыщению растущих слоев неравновесными точечными дефектами вакансионного типа.

Цель данной работы – исследование в гетероструктурах Si-Ge природы дефектов, определении их концентрации методом спектроскопии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и выяснение связи со степенью релаксации исследуемых образцов. Анализ литературных данных показал, что информация о связи между степенью релаксации и концентрацией точечных дефектов в гетероструктурах SiGe отсутствует.

Образцы исследуемых структур были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Рост толщины непосредственно слоя SiGe происходит в два этапа. Сначала температура понижается до 130-160 градусов и запускаются Si и Ge. Происходит рост эпитаксиального низкотемпературного слоя SiGe до толщины 30 нм. После этого температура снова повышается до 550 градусов и идет рост ещё 50 нм слоя SiGe (при высокой температуре). Полная толщина слоя SiGe получается 80 нм.

Проведенные эксперименты показали, что основным типом спиновых центров в исследуемых образцах является оборванная связь Si в аморфных вкраплениях. Вычислена концентрация дефектов образцов с различной степенью релаксации: $7{,}7 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ (степень релаксации 49%), $1{,}8 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ (38%), $3{,}4 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ (64%). Образцы с меньшим содержанием дислокаций (с меньшей степенью релаксации) характеризуются большей концентрацией точечных дефектов.

Отметим, что обнаруженные спиновые центры принадлежат исключительно слоям Si-Ge, поскольку контрольные эксперименты методом ЭПР показали отсутствие спиновых центров в подложке, на которую нанесены исследуемые слои. Дополнительным аргументом является также экспериментальный факт зависимости интенсивности амплитуды сигнала ЭПР от степени релаксации образцов.

Таким образом, идентифицирована природа спиновых центров в слоях Si-Ge и обнаружена связь между концентрацией точечных дефектов и степенью релаксации исследуемых структур.

Научный руководитель работы – доцент, кандидат физико-математических наук Константинова Е.А.

E-mail: toto57@yandex.ru

Литература

1. T.S. Perova, Jens Werner “Characterization of virtual substrates with ultra-thin $Si_{1-x}Ge_x$ strained relaxed buffers” // University of Dublin.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭФФЕКТ ШУБНИКОВА – ДЕ ГААЗА СМЕШАННЫХ КРИСТАЛЛОВ $(BI_{0.5}SB_{0.5})_2TE_3$<GA>

**Юзеева Н.А., Тарасов П.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Полупроводниковые материалы на основе теллуридов висмута и сурьмы в настоящее время являются самыми эффективными и широко используемыми для термоэлектрических преобразователей энергии, холодильников, термостатов, работающих в интервале температур 200–350К. Поиск путей увеличения термоэлектрической эффективности этих веществ кроме фундаментального научного имеет и прикладное значение. Оптимальных величин параметров можно достичь введением различных легирующих примесей. Максимальному значению Z соответствует определенная концентрация носителей заряда, которая может изменяться при отклонении от стехиометрии или легировании кристалла. Легирование определенным элементом изменяет полярность связей, и, следовательно, концентрацию точечных дефектов. В качестве примера можно привести индий, который в теллуриде сурьмы обладает донорным действием [1], хотя и находится в третьей группе Периодической таблицы элементов.

Эффект Шубникова-де Газа является эффективным методом исследования поверхности Ферми полупроводников. Знание формы поверхности Ферми и ее анизотропии позволяет получить данные об анизотропии гальваномагнитных и термоэлектрических свойств материала.

В данной работе исследовалось влияние Ga на термоэлектрические свойства и эффект Шубникова-де Гааза монокристаллов $(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_3$. Все образцы первоначально имели *p*-тип проводимости, что связано с наличием заряженных точечных дефектов в кристаллах [1].

Результаты и обсуждение

Эффект Шубникова-де Гааза (ШдГ) исследовался при температуре 4,2 К, в импульсных магнитных полях до 30 Тл при ориентации магнитного поля вдоль оси C_3 кристаллов, когда все сечения 6 эллипсоидов поверхности Ферми совпадают и наблюдается одна частота в эффекте ШдГ. Термоэлектрические свойства измерялись в интервале температур 77-300К.

С понижением температуры сопротивление всех образцов уменьшалось как в металлах, что связано с высокой начальной концентрацией дырок и их вырождением. При T=4.2 К наблюдались осцилляции магнетосопротивления (эффект ШдГ). На рис. 1 приведены осцилляции ШдГ для трех исследованных образцов, а в таблице 1 приведены частоты эффекта ШдГ и рассчитанные по ним значения энергий Ферми и концентраций легких дырок. Методика расчета приведена в работе [2]. Как видно из рис. 1 и таб. 1 легирование Ga приводит к уменьшению дырочной концентрации, то есть Ga действует как донор.

Таблица 1. Частота осцилляций ШдГ *F*, энергия Ферми E_F и концентрация дырок p_{SdH} из расчета по эффекту ШдГ

№	Состав	F (T)	E_F (meV)	$p_{SdH}*10^{19}$ (cm^3)
1	$(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$	24	38.5	0.77
2	$(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$(Ga0.3at%)	23	37.3	0.71
3	$(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$(Ga2at%)	21	34.7	0.63

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Кроме этого в работе изучались температурные зависимости теплопроводности и термоэдс легированных Ga образцов $(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$. На рис. 2a приведены температурные зависимости коэффициента Зеебека S, а на рис. 2b – коэффициента теплопроводности *k* исследованных образцов. Как видно из рис. 2 легирование Ga улучшает термоэлектрические свойства смешанных кристаллов $(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$. Это обстоятельство связано с уменьшением концентрации дырок под действием легирования.

Таким образом, элемент 3 группы Ga Периодической таблицы элементов вызывает донорный эффект в полупроводнике типа $A_2^V B_3^{VI}$. Это необычное поведение

Рис.1. Осцилляции ШдГ у образцов $(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$ (1), $(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$(Ga 0.3at%) (2) и $(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$(Ga2at%) (3)

Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Зеебека S (a) и коэффициента теплопроводности k (b)

связано с тем, что введение Ga изменяет полярность связей в $(Bi_{0.5}Sb_{0.5})_2Te_3$, что уменьшает количество заряженных точечных дефектов и, следовательно, концентрацию дырок. Концентрация дырок в теллуридах висмута и сурьмы, а также в смешанных кристаллах $Bi_{1-x}Sb_xTe_3$ определяется заряженными точечными дефектами.

Автор выражает признательность профессору, д.ф-м.н. Кульбачинскому В.А. за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: yuzeeva@inbox.ru

Литература

1. V.A. Kulbachinskii, Z.M. Dashevskii, M. Inoue, et al. (1995) Valence-band changes in $Sb_{2-x}In_xTe_3$ and $Sb_2Te_{3-y}Se_y$ by transport and Shubnikov–de Haas effect measurements // Phys. Rev. B, **52**, 10915-10922.

2. V.A. Kulbachinskii, A.Yu. Kaminskii, R.A. Lunin, et al. (2002) Quantum oscillations of Hall resistance, magnetoresistance in a magnetic field up to 54 T and the energy spectrum of Sn doped layered semiconductors p-$(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_3$ // Semicond. Sci. Technol., **17**, 1133-1140.

УДК 621.315.592.2:546.681`19

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРЕХБАРЬЕРНОЙ M_1-PALGAINAS-NGAAS-M_2-СТРУКТУРЕ

Зоирова Л.Х.

Физико-технический институт АН РУз.

Гомо р-п-переходные диоды имеют селективную чувствительность с максимом в собственной области спектра зона-зона, то есть при 1,43 эв или 0,87 мкм. Для расширения спектрального диапазона и увеличения входного сопротивления мы интегрировали р-п-переход с выпрямляющими контактами. В результате получили трехбарьерные m_1-pAlGaInAs-nGaAs-m_2-структуры. Концентрация носителей эпитаксиального слоя pAlGaInAs составляет 10^{17} см$^{-3}$, а толщина ~2-3 мкм, а в nGaAs - ~10^{15} см$^{-3}$. В этой структуре три барьера включены последовательно, причем один из центральных барьеров всегда находится в противоположном направлении с остальными барьерами. В любом из направлений будем иметь обратный ток [1].

Рис.1. № 97-АК. Освещение со стороны пленки $V_{обр}$=2 В

При подсветке такой структуры с любой стороны и в любом направлении приложенного напряжения появляется фототок.

Фоточувствительность такой структуры при заданных рабочих напряжениях, как показали наши исследования, может изменяться с температурой.

Как видно из рис.1 при комнатной температуре 24 ^{0}C в режиме запирания гетероперехода и освещении со стороны пленки в районе 0.9 мкм наблюдается подьем фототока с достижением пика в области собственной фоточувствительности 0.94 мкм. Далее имеем последующий подъем фототока до 1.1-1.2 мкм с максимумом, затем фототок линейно уменьшается до определенного значения с достижением 1.32 мкм. Этот уровень с некоторым снижением простирается до 1.9 мкм.

Рис. 2. № 97-АК. Прямое смещение 2 В, свет со стороны подложки 1-24 ^{0}C и 2-40 ^{0}C

Повышение температуры до 30 ^{0}С привело к (двухкратному) увеличению фототока в области переходов зона-зона при 0.92 мкм. При этом имело место подъем фототока начиная с 0.5 мкм до собственной области.

В данном случае, наблюдаем расширение спектрального диапазона в коротковолновую область до 0.5 мкм вместе с увеличением фототока.

Как показано на рис.2 при прямом смещении гетероперехода $V_{пр}$=2 В и освещении со стороны подложки с повышением температуры от комнатной до 40 ^{o}С фототок возрастает в два раза, причем чувствительность возрастает во всем диапазоне спектра от 0.4 до 2.0 мкм. В области 1.55 мкм более заметным становится пик.

Таким образом, при малых запирающих напряжениях (2 вольт) гетероперехода pAlGaInAs-nGaAs с повышением температуры до 30 ^{0}С как при освещении со стороны пленки, так и со стороны подложки наблюдается увеличение фоточувствительности во всем спектральном дипапазоне от 0.45 до 2.0 мкм. Такую тенденцию можно обяснить тем, что с повышением температуры увеличивается коэффициент собирания носителей и фототок возрастает [2,3].

e-mail: lolita_uzb.83@mail.ru

Литература

1. Каримов А.В. Трехбарьерный фотодиод Каримова. Авторское свидетельство №167399 от 8 мая 1991 г.
2. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. Пер. с англ. М: Мир 1975. 432 с.
3. Фотоприемники и фотопреобразователи. Сборник научных трудов. Л.Наука.1986. 290с.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель подсекции
проф. Тимошенко Виктор Юрьевич

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С ПРИМЕСЬЮ ИОНОВ Er^{3+}

Алышев Д.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время интенсивно исследуются физические свойства полупроводниковых систем пониженной размерности. Изучение таких систем вызвано, с одной стороны, потребностями современной полупроводниковой микроэлектроники и оптоэлектроники, с другой стороны, такие исследования актуальны с позиции фундаментальной науки ввиду обнаружения в низкоразмерных структурах новых физических свойств.

Исследование новых материалов на основе кремния – актуальная задача современной физики полупроводников. Кристаллический кремний характеризуется непрямой запрещенной зоной, и вследствие этого, достаточно малой эффективностью межзонной излучательной рекомбинации. В качестве путей повышения выхода люминесценции используют ряд подходов, в частности:

1) формирование нанокристаллов;

2) введение примесей-активаторов люминесценции, таких как ионы редкоземельных металлов.

Среди последних наибольший интерес представляют ионы эрбия Er^{3+}, излучательные переходы во внутренней 4f оболочке которых дают свечение на длине волны 1.5 мкм, что соответствует максимуму пропускания кварцевых волоконно-оптических линий связи. Перспективной матрицей для ионов эрбия представляется помещенные в диэлектрическую матрицу слои кремниевых нанокристаллов (nc-Si/SiO_2).

В работе проводилось изучение фотолюминесцентных (ФЛ) свойств слоев нанокристаллов кремния (nc-Si), помещенных в диэлектрическую матрицу SiO_2, легированных эрбием, при различных концентрациях эрбия, а также исследование возможности реализации инверсной населенности в данных структурах, с целью выявления оптимальных параметров роста образцов.

Получены спектры ФЛ nc-Si/SiO_2:Er структур с различной концентрацией ионов эрбия N_{Er}. Обнаружено, что положение максимума не зависит от N_{Er} и остается около 1.54 мкм. Установлено, что с увеличением концентрации ионов Er^{3+}, интенсивность максимума спектра ФЛ ионов Er^{3+} возрастает. При этом интенсивность максимума ФЛ nc-Si уменьшается. Полученные результаты свидетельствуют о непрямом характере возбуждения ионов в исследуемых структурах и подтверждают предложенную ранее модель возбуждения ионов посредством переноса энергии от nc-Si к Er^{3+}.

Также были проведены эксперименты по измерению спектров ФЛ эрбия и экситонов для образцов с различной температурой термического отжига, проводимого для устранения радиационных дефектов, остающихся после внедрения ионов Er^{3+} . Построены зависимости интегральной интенсивности ФЛ от температуры отжига и обнаружено, что эти зависимости имеют немонотонный характер.

E–mail: alysden@mail.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ПОЛУКОНТАКТНОМ РЕЖИМЕ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Аратов Н.В.

Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет), г. Долгопрудный ФГУП «НИИ Прикладной акустики», г. Дубна

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) позволяет определять с высокой точностью размеры нанообъектов, нанесенных на атомарно-ровные подложки. Важными достоинствами этого метода являются простота пробоподготовки и возможность исследования образца в условиях близких к естественным. Полуконтактный режим сканирования имеет преимущество перед контактным режимом благодаря минимальному воздействию на образец, что весьма важно при работе с биологическими объектами (белки, ДНК) и частицами, слабозакрепленными на поверхности подложки. Тем не менее, для получения реальных размеров изучаемых наночастиц или макромолекул исследователям приходится индивидуально подбирать настройки прибора для каждого образца.

В данной работе нами экспериментально показано, что измеряемые методом АСМ латеральные размеры одиночных нанообъектов являются завышенными. Это уширение вызвано не только конечным размером зонда, но и делокализацией взаимодействия между зондом и исследуемым нанообъектом: на зонд дополнительно влияет сила взаимодействия с подложкой и с соседними нанообъектами. Более достоверной величиной является высота и, следовательно, она может быть использована как характеристика размера наночастиц. В качестве объектов исследования были выбраны полистироловые наносферы (калибровочный стандарт, диаметр – 100 нм) и коллоидные квантовые точки (КТ), нанесённые на подложку из слюды.

При сканировании в полуконтактном режиме АСМ латеральные размеры одиночных полистироловых наносфер завышены примерно вдвое по отношению к их реальным размерам. Полистироловые шарики при создании нужной концентрации могут самопроизвольно образовывать монослой на поверхности слюды, при этом расстояние между центрами наночастиц в монослое в пределах погрешности измерений равно реальному диаметру наносферы.

Более сложным объектом являются квантовые точки. Они представляют собой полупроводниковые нанокристаллы (2 - 7 нм) халькогенидов металлов, покрытые слоем амфифильного ПАВ. Латеральные размеры одиночных КТ, полученные с помощью АСМ, также существенно завышены. Показано, что высота КТ на АСМ-изображении может служить более точным ориентиром при определении размеров наночастиц. Тем не менее, получаемая высота существенно зависит от настроек прибора, таких как частота раскачки кантилевера, амплитуда раскачки, уровень взаимодействия (SetPoint). Высота КТ занижается как при уменьшении SetPoint, так и при увеличении амплитуды раскачки кантилевера. Это, вероятно, вызвано тем, что при увеличении силы воздействия зонд микроскопа механически деформирует наночастицы, покрытые мягкой органической оболочкой. Существенную роль в определении размеров наночастиц играет пробоподготовка образца, в частности термообработка, добавление сильного электролита в раствор КТ, предварительная гидрофобизация/гидрофилизация подложки.

Таким образом, в данной работе показано, что, несмотря на относительно высокую точность определения высоты нанообъектов в полуконтактном режиме АСМ, получаемый результат может существенно варьироваться в зависимости от приборных настроек и способа пробоподготовки образца. Это свидетельствует о необходимости более глубокого изучения принципов взаимодействия зонда микроскопа с изучаемым образцом и подложкой.

ПОВЕРХНОСТНЫЙ СТРУКТУРНЫЙ ПЕРЕХОД В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ФТАЛОЦИАНИНА ВАНАДИЛА

Драгинда Ю.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Металло – фталоцианины весьма перспективны с точки зрения их использования в различных молекулярных приборах. Для этого они обладают целым набором уникальных свойств: термической и химической стабильностью, а также хорошей способностью к структурным перестройкам. Одним из наиболее ценных свойств металло – фталоцианинов является кристаллический полиморфизм. Благодаря своим свойствам фталоцианин ванадила (VOPc) уже сейчас широко используются в аналоговых записывающих системах. Кроме того, VOPc представляет особый интерес для оптоэлектроники из-за сильной зависимости его свойств от молекулярной структуры пленки. Он обладает такими свойствами, как быстрый оптический отклик (меньше 10 пс), сверхбыстрый эффект Керра, эффект Штарка и пр. Полиморфизм VOPc заключается в наличии трех фаз, I, II, или III. Образование конкретной фазы зависит от условий изготовления пленки и свойств её подложки [1]. Наиболее термодинамически стабильной является фаза III, фазы I и II метастабильны. В фазе I молекулы выстраиваются параллельно главной оси, причем соседние молекулы оказываются повернутыми на 180°. Фаза II характеризуется триклинной структурой, в которой соседние молекулы как бы вставлены друг в друга. При высоких температурах (около 80°C) происходит довольно широко исследованный фазовый переход I→II [2,3].

Объектом нашего исследования стали тонкие лэнгмюровские плёнки VOPc. Такие лэнгмюровские пленки наиболее перспективный вариант применения VOPc благодаря их упорядоченной структуре и возможности точного контроля их толщины [4]. Они также являются удобной моделью для изучения размерных эффектов. В данном случае становится возможным выделить эффекты, характерные для структур с пониженной размерностью, из множества других свойств, что в случае массивных образцов не представлялось возможным. Кроме того, в тонких пленках, по сообщению некоторых исследователей, появляется ряд новых свойств, как, например, поверхностная структурная перестройка при температурах около 40°C.

Метод

Исследованные тонкие пленки VOPc на стеклянной подложке были изготовлены по технологии Лэнгмюра-Блоджетт, что гарантирует заданную толщину пленки с точностью до одного монослоя, а также заранее заданную упорядоченность монослоев. С помощью метода сканирующей туннельной микроскопии было проведено исследование структуры пленки. Получено значение периода кристаллической решетки VOPc в различных фазах, доказано наличие упорядоченной структуры начиная с одного монослоя. С помощью спектрофотометра Perkin-Elmer Lambda-45*) исследованы температурные зависимости спектров поглощения в диапазоне длин волн 250 – 900 нм для двух серий образцов толщиной 10 и 15 монослоев.

Результаты

Для каждого образца были получены спектры поглощения при комнатной температуре (23°C). В спектре отчетливо видны две линии, 370 нм. (Soret band) и 705 нм. (Q-band), обусловленные двумя нижними синглет-синглетными электронными переходами в связанной системе. Слабый пик в области длины волны 650 нм, по-видимому, является вибронным повторением сигнала Q-band. Указанные линии были аппроксимированы гауссовыми кривыми. Было изучено поведение спектра поглощения при последовательном нагреве в интервале температур от 20°C до 70°C и обратно, при охлаждении. По данным, полученным в нашей лаборатории, известно, что в этой области (около 40°C) должен происходить поверхностный структурный переход, во время которого слабые Ван-дер-Ваальсовы силы, связывающие молекулы VOPc, разрушаются,

происходит активизация движения молекул. Нами было обнаружено, что в указанном диапазоне температур спектральная линия Q-band (705 нм) сужается на величину порядка 10%, в то время как полуширина S-band остается неизменной.

Данную зависимость можно объяснить следующим образом. Структура сверхтонких пленок непосредственно после их создания, как правило, несовершенна, они обладают большим количеством дефектов и аморфизированных областей из-за существования переходных слоев подложка (стекло) - ленгмюровская пленка. При нагреве за счет дополнительной энергии возникает упорядочивание молекул приповерхностного слоя, стремящихся занять наиболее выгодное энергетическое положение. Повышается однородность внутренних полей, что приводит к сужению спектра. Величина же среднего межмолекулярного поля остается неизменной, поэтому частотного сдвига спектральной линии не наблюдается. О поверхностном характере данной структурной перестройки свидетельствует также тот факт, что с увеличением толщины пленки величина эффекта уменьшается (на 8±0.4 нм и 6±0.4 нм для 10 и 15 монослоев, соответственно). При обратном охлаждении до комнатной температуры полоса Q-band снова несколько расширяется, однако, ее полуширина уже не достигает прежнего значения. Это свидетельствует о необратимости процесса структурной перестройки в тонких пленках VOPc. Таким образом, можно говорить о наличии эффекта типа “отжига структурных дефектов” в тонких пленках VOPc.

E–mail: draginda@mail.ru

Автор благодарит А. М. Салецкого и И. М. Власову за предоставление возможности использования этого прибора.

Литература

1. A. Maeda, L.C. Zhu, H. Furuhashi, T. Yoshikawa, A. Ohashi, K. Kojima, Y.Uchida, S. Ochiai, M. Ieda. TSC Study of Phase Transition of Vanadyl Phthalocyanine Thin Film Produced on Glass by Molecular Beam Epitaxy Technique. 1997 IEEE Annual Report - Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Minneapolis, Oct 19-22 1997.
2. Y. L. Pan, Y. J. Wu, L. B. Chen, Y. Y. Zhao, Y. H. Shen, F. M. Li, S. Y. Shen, D. H. Huang. Structure and spectroscopic characterization of polycrystalline vanadyl phthalocyanine (VOPc) fiilms fabricated by vacuum deposition. Appl. Phys. A 66, 569-573 (1998).
3. Y. Amao, O. Sato, A. Fujishima, K. Hashimoto. Photo-thermally Induced Phase Transition in Vanadyl Phthalocyanine Thin Film. Chem. Lett., 1998.
4. Блинов Л. М. Ленгмюровские пленки. УФН, 1988, т. 155, *N*3, с. 443-456.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ ЛОВУШКИ ДЛЯ ДИПОЛЬНЫХ ЭКСИТОНОВ

Ефимкин Д.К. Кульбачинский В.А.,.Лозовик Ю.Е

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

В работе рассматривается бозе-конденсация квазидвумерной системы экситонов с диполь-дипольным взаимодействием в кольцевой ловушке. Предполагается, что экситоны возбуждены в одиночной квантовой яме, находящейся под затвором Шоттки с вырезанным круговым отверстием, и имеют дипольный момент, индуцированный внешним электрическим полем затвора. При этом около границы кольца возникает неоднородное поле, создающее эффективную потенциальную яму для частиц, обладающих дипольным моментом.

При помощи введение в уравнение Шредингера мнимого времени задача об определении поляризуемости экситона под действием внешнего поля, находящегося в одиночной квантовой яме, сводится к решению двумерного квазилинейного уравнения теплопроводности.

Поставлена и решена численно задача Дирихле о пространственном распределении напряженности и потенциала электрического поля внутри и вне ловушки.

Рис.1

Рис.2

Определено расположение асимметричной потенциальной ямы для экситонов, её профиль и глубина (рис.1).

Решена задача о нахождении профиля макроскопической волновой функции бозе-конденсата экситонов в приближении локальной плотности в удерживающем поле ловушки. В этом приближении система экситонов в ловушке описывается уравнением Гросса-Пита-евского (ГП) [1]. В двумерном случае длина рассеяния при диполь - дипольном взаимодействии логарифмически расходится.

В этом случае, как показано в [2], модельный потенциал корректно ввести:

$$U(\vec{r}_2-\vec{r}_1) = -\frac{4\pi\hbar^2}{m\cdot\ln(n\cdot a_o^{\,2})}\cdot\delta(\vec{r}_2-\vec{r}_1), \quad (1)$$

что вводит дополнительную нелинейность в уравнение.Уравнение ГП с модельным потенциалом (1) решается численно при помощи 2-х методов: а) Вариационным методом ищется минимум функционала ГП: б) методом мнимого времени решается уравнение ГП. Исследуется влияние на макроскопическую функцию бозе-конденсата как внешнего поля ловушки, так и внутреннего взаимодействия. На рис.2 приведены волновые функции ψ бозе-конденсата экситонов в кольцевой ловушке.

Mitruga@yandex.ru

Литература

1. Pitaevskii L., Stringari S., Bose Einstein Condensation, Oxford, 2003
2. M.Shick, Phys. Rev.A3, 1067 (1971)
3. E. Lieb, R. Seiringer, J. Solovey, J. Urgvason The Mathematics of the Bose gas and its condensation
4. O.L.Berman, Lozovik Yu.E., et.al., Phys. Rev. B, 70, 5310(2004).

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ КАТАЛИЗАТОРОВ В РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССАХ СИНТЕЗА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

*Корнеева Ю.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Наиболее распространенными методами получения углеродных нанотрубок являются электродуговой синтез и различные разновидности пиролиза углеводородов. Во

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

всех этих методах углеродные наноструктуры (нанотрубки и нановолокна) образуются в присутствии катализаторов – переходных металлов группы железа – Fe, Co, Ni или их сплавов между собой и с другими металлами. Металл – катализатор может использоваться в процессе синтеза, как в твердом виде, так и в виде «летучего металлоорганического соединения». Взаимодействие мелких частиц металлического катализатора с активным углеродом в реакторе синтеза приводит, в результате цепочки структурных превращений, к образованию нанотрубок.

В нашей работе проведено исследование таких превращений с помощью комплекса тонких физических методов, таких как электронная микроскопия высокого разрешения, мессбауэровская спектроскопия, рамановская спектроскопия, термогравиометрия и рентгендифракционный анализ.

Были исследованы три различных процесса: электродуговой синтез, с использованием порошковых катализаторов Fe и Ni взятых в различных взаимных концентрациях [1], пиролизный синтез, с использованием высокодисперсного катализатора Fe-MgO [2] и пиролизный синтез, осуществляемый с использованием в качестве катализатора смесей ферроцена и толуола [3].

Проведенное в нашей работе систематическое исследование структурных превращений катализаторов для трех различных типов синтезов, показало, что процесс образования нанотрубок связан со структурными превращениями, происходящими в частицах металла – катализатора. Непосредственный рост нанотрубок происходит на мелких каталитических частицах α-Fe(C), покрытых карбидной оболочкой, а зародышем образования углеродной нанотрубки является обнаруженный нами во всех трех процессах железо-металл-графитовый комплекс, который формирует из аморфного углерода нанотрубку и определяет ее диаметр.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ (грант № 04-02-17417)

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м..н. Новаковой А.А. за помощь в подготовке тезисов

korneevajuly@gmail.com

Литература

1. Новакова А.А., Киселева Т.Ю., Ильина (Корнеева) Ю.В., Тарасов Б.П., Мурадян В.Е. Углеродные наноструктуры, полученные на Fe–Ni катализаторе // ISJAEE (Альтернативная энергетика и экология) 2004. №3(11). Стр.37-43.
2. A.A. Novakova, Yu.V. Il'ina (Korneeva), E.I. Stepanov, A.A. N.N. Uferov, E.G. Rakov Study of Fe-MgO catalyst structural transformations in the process of pyrolytic synthesis of carbon nanomaterials // "NATO Security through Science Series A: Chemistry and Biology". Kiev 2006. P. 487-492.
3. Новакова А.А., Ильина (Корнеева) Ю.В., Степанов Е.И., Раков Э.Г., Юферев Н.Н. Структурные превращения Fe-MgO катализатора в процессе пиролизного синтеза углеродных наноматериалов // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2005. №6. стр. 51-56
4. Корнеева Ю.В., Новакова А.А., Объедков А.М., Зайцев А.А., Домрачев Г.А. Исследование углеродных наноструктур, полученных методом пиролизного синтеза // Поверхность (принято в печать в 2007 г.).

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ АММИАКА И ВОДЫ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ

Леухин И.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

В последние годы интенсивно исследуются физико-химические свойства пористого кремния (ПК), представляющего собой сеть пересекающихся кремниевых нитей нанометрического сечения [1], следствием чего является его развитая удельная поверх-

ность порядка 10^3 м²/г [1]. Эта особенность приводит к высокой адсорбционной активности изучаемого материала, в результате чего внешняя среда активно воздействует на его электронные и оптические свойства. В частности, известно, что адсорбция молекул аммиака (NH_3), обладающих донорными свойствами, может привести к изменению типа проводимости в пористом кремнии с дырочного на электронный [2]. Однако не выяснены механизмы адсорбции молекул NH_3. Решению данной проблемы посвещается наша работа. Отметим, что понимание механизмов адсорбции молекул NH_3 позволяет осуществить управление концентрацией свободных носителей заряда (СНЗ) посредством адсорбции молекул.

Методика измерений

Образцы пористого кремния были приготовлены стандартным методом электрохимического травления пластин кристаллического кремния [1] *p*-типа с исходным уровнем легирования примеси $2\cdot10^{19}\cdot$см$^{-3}$, ориентацией поверхности (100) и удельным сопротивлением 3-6 мОм·см. Электролит состоял из водного раствора плавиковой кислоты с добавлением спирта в следующих пропорциях: HF(48%):C_2H_5OH=1:1. Плотность тока составляла 50 мА/см^2, время травления 20 минут. После окончания процесса порообразования, мезопористый кремний отслаивался от подложки путем кратковременного увеличения плотности тока до 500 мА/см^2. Толщина полученных пленок мезопористого кремния составляла 40 мкм (оценивалась с помощью оптического микроскопа Metam PB-22). Выбор в качестве объекта исследования пленок мезопористого кремния обусловлен наличием в них относительно высокой концентрации носителей заряда и, как следствие этого, возможностью регистрировать влияние адсорбированных молекул на поглощение на свободных носителях заряда в таких образцах.

Измерения проводились на ИК спектрометре с обратным Фурье-преобразованием фирмы PERKIN ELMER RX I (диапазон измерений 6000 - 400 см$^{-1}$, разрешение 2 см$^{-1}$). Газообразный аммиак был получен из его 20% водного раствора путем перегонки. Адсорбция молекул NH_3 осуществлялась из вакуума 10^{-5} Торр.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проведенные эксперименты показали, что адсорбция молекул сухого аммиака (P_{NH3}=40 мбар) приводит к уменьшению концентрации равновесных СНЗ в образцах мезопористого кремния *p* типа. Это объясняется тем, что аммиак является донором электронов, и концентрация основных носителей заряда (доноров) уменьшается. Дальнейшее увеличение давления паров аммиака, не приводит к каким-либо изменениям концентрации носителей заряда. Были также проведены эксперименты по одновременной адсорбции молекул сухого аммиака и молекул воды. Обнаружено, что при малых давлениях смеси (NH_3 + H_2O) наблюдается падение концентрации СНЗ, сменяющееся ее ростом при $P_{NH3+H2O}$>3 mbar. Такое немонотонное изменение концентрации СНЗ можно объяснить, предположив инвертирование типа проводимости с дырочного на электронный.

Таким образом, определена важная роль молекул воды в механизме адсорбции аммиака: молекула NH_3, окруженная молекулами воды, имеет меньшую энергию ионизации, вследствие роста диэлектрической проницаемости (ε_{H2O}=78), поэтому, легче отдает электрон в объем нанокристалла.

Научный руководитель работы – доцент, кандидат физико-математических наук Павликов А.В.

E–mail: leukhin@vega.phys.msu.ru

Литература

1. A.G. Cullis, L.T. Canham, P.D.J. Calcott. J. Appl. Phys., 82, 909 (1997).
2. L. Boarino, C. Baratto, F. Geobaldo, G. Amato, E. Comini, A. M. Rossi, G. Faglia, G. Le´rondel, G. Sberveglieri. Material Sci. and Engin., B69–70, 210 (2000).

SURFACE PLASMON FREQUENCY SPECTRUM IN A SYSTEM OF TWO SPHERICAL METALLIC NANOPARTICLES

Makaryan, Taron Hrach

Yerevan State University, Faculty of Radiophyiscs, Yerevan, Armenia

Composite materials based on dielectrics containing metallic nanoparticles demonstrate unique optical properties. Depending on dielectric permittivity of the matrix and shape of the nanoparticles both the red and blue shifts of surface plasmon (SP) frequency from Mie frequency are observed. The system of two almost touching spherical nanoparticles in a dielectric medium is of special interest, since in such structures substantial change of SP frequency in a controllable way can be realised. However the calculation of the SP frequency of this system using only analytical methods is not possible.

If the size of the system is much smaller than the wavelength corresponding to SP frequency, it is possible to neglect the retardation effects, and then the problem is reduced to the standard boundary problem of electrostatics with the bound in the form of two spheres, for solving of which various approximate methods are applied. Thus, in [1] starting from Laplace equations in bispherical coordinates a complicated recurrent equation is obtained, which is solved numerically. In the papers [2, 3] the boundary problem of electrostatics is converted into an integral equation, which is solved using finite element method. In [4] in the multipole expansion of the solution of Laplace equation the first ten or more terms are kept, and the truncated system of linear algebraic equations are solved numerically as well.

In this work a semi-analytical method of calculation of SP frequency of a system of two almost touching coupled metallic nanospheres with equal radii is developed based on physical reasoning. The method allows to transform the problem to numerical solution of two simple algebraic equations for arbitrary values of parameters – particle radius, distance between sphere centers, dielectric permittivity of the matrix and metals. It is especially easy to get the obvious graphical solution.

The main point of the method is that the point inside the sphere, with respect to which the multipole expansion of the charge distribution is performed, may be chosen in a way that the quadrupole moment becomes zero. Naturally, this point is shifted from the centre of the sphere along the axis of symmetry of the system. It is proved, that the magnitude of this shift is determined by the ratio of quadrupole and dipole moments calculated with respect to the centers. The contribution of the higher order multipole moments is analyzed.

The longitudinal and transversal in-phase and counter-phase oscillations of the system are calculated and comparison with the numerical results of [1] is performed. In case of in-phase oscillations, which is of interest for nanooptics due to nonzero dipole moment, for intercenter distances down to 1.1d (d – diameter of spheres) the deviation does not exceed 1.5%.

Email: taron@web.am

References

1. R. Ruppin, Phys Rev. **B 26**, 3440 (1982)
2. U. Hohenster and J. Krenn, Phys. Rev. **B 72**, 195429 (2005)
3. I. Romero, J. Aizpurua, G.W. Bryant, F.J. de Abajo, Optics Express, Vol. 14, 9988 (2006)
4. M. Schmeits and L. Dambly, Phys Rev. **B 44**, 12706 (1991)

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ АКТИВНЫХ МОЛЕКУЛ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

*Мартышов М.Н.

Одним из наиболее быстро развивающихся в настоящее время направлений современной физики является исследование электрических и фотоэлектрических свойств

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

полупроводниковых низкоразмерных систем. Изучение полупроводниковых нанокристаллов и квантовых точек, состоящих из кремния, актуально потому, что данный химический элемент составляет основу современной полупроводниковой электроники. Пористый кремний (ПК) может рассматриваться как модельный объект для изучения оптических и электрических свойств систем, содержащих ансамбли связанных кремниевых нанокристаллов.

С целью изучения особенностей переноса носителей заряда в ансамблях кремниевых нанокристаллов можно исследовать влияние адсорбции донорных и акцепторных молекул на электрические свойства ПК. Так же изучение влияния адсорбции на электрические свойства нанокристаллов связано с возможностью использовать ПК в качестве газовых сенсоров [1]. Особенностью ПК является его большая удельная поверхность, вследствие чего окружающая среда оказывает заметное влияние на его оптические и электрические свойства. Было обнаружено, что ПК обладает высокой чувствительностью к адсорбции молекул различных газов, в том числе молекул NO_2, CO_2, NH_3 [2]. В данной работе исследовано влияние адсорбции донорных молекул NH_3 и акцепторных молекул I_2 на перенос носителей заряда в слоях мезопористого кремния p- и n- типа.

Образцы пористого кремния формировались на монокристаллических пластинах c-Si n- и p-типа проводимости с ориентацией поверхности (100) и удельным сопротивлением 1-6 мОм·см путем электрохимического травления в растворе HF(48%):C_2H_5OH. Для измерения фотоэлектрических характеристик на поверхность образцов напылялись алюминиевые контакты. Электропроводность образцов ПК измерялась с помощью пикоамперметра Keithley 6487 и импеданс-анализатора HP 4192A.

В результате проведенных в работе исследований было обнаружено увеличение электропроводности ПК p-типа при адсорбции молекул I_2 и ПК n-типа при адсорбции молекул NH_3. Исследования температурных и частотных зависимостей электропроводности показали, что адсорбция активных молекул не изменяет механизм переноса носителей заряда в ПК. Концентрация свободных носителей заряда определялась из анализа ИК спектров поглощения по методу, описанному в работе [3]. Одновременное измерение электропроводности и концентрации свободных носителей заряда позволило определить значение микроскопической подвижности электронов и дырок в ПК. Обнаружено что микроскопическая подвижность возрастает с увеличением концентрации носителей заряда. Увеличение подвижности при адсорбции молекул I_2 и NH_3 может быть связано с изменением высоты потенциальных барьеров в результате появления на поверхности нанокристаллов заряженных ионов.

E-mail: mmartyshov@mail.ru

1. N. Künzner, E. Gross, J. Diener, D. Kovalev, V. Yu. Timoshenko, D. Wallacher. J., Appl. Phys. 94, 4913 (2003).
2. Кашкаров П.К., Константинова Е.А., Тимошенко В.Ю., ФТП, 1996, вып.30, стр. 1479-1489.
3. Timoshenko V. Yu., Dittrich Th., Lysenko V., Lisachenko M.G., Koch F., Phys. Rev. B, 2001, v.64, pp.085314-085321.

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДАТОМОВ УГЛЕРОДА НА ПОВЕРХНОСТЯХ ЖЕЛЕЗА (001) И (111) МЕТОДОМ ПЕРВОПРИНЦИПНОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Мутигуллин И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Использование металлических катализаторов при выращивании углеродных наноструктур становится широко распространенным в последние годы [1, 2]. Однако

процессы, приводящие к образованию графитовых слоев и, как следствие, углеродных наноструктур на атомарном уровне до сих пор не ясны. Поэтому особый интерес представляет теоретическое изучение характера взаимодействия отдельных атомов углерода на поверхностях металла.

В данной работе методом первопринципной динамики на основе теории функционала плотности с использованием базиса плоских волн и PAW-потенциалов исследовалось взаимодействие адатомов углерода на поверхностях (001) и (111) ОЦК-железа.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что на поверхностях (001) и (111) железа адатомам углерода энергетически не выгодно располагаться в положении ближайших соседей, что находится в согласии с результатами, полученными для углерода на поверхности (001) железа в работах [3, 4]. Можно утверждать, таким образом, что адатомы углерода на поверхностях (001) и (111) железа предпочитают образовывать некомпактные углеродные кластеры.

Автор выражает признательность к.ф.-м.н. Бажанову Д.И. за помощь в подготовке тезисов
E-mail: mutigullin@gmail.com

Литература

1. M. Yudasaka, Y.Kasuya, F. Kokai, K. Takahashi, M. Takizawa, S. Bandow, S. Iijima (2002) Causes of different catalytic activities ofmetals in formation of single-wall carbon nanotubes // *Appl.Phys. A* **74**, 377-385.
2. Z.P. Huang, D.Z. Wang, J.G. Wen, M. Sennett, H. Gibson, Z.F. Ren (2002) Effect of nickel, iron and cobalt on growth of aligned carbon nanotubes //*Appl. Phys. A* **74**, 387-391.
3. G. Panaccione, J. Fujii, I. Vobornik, G. Trimarchi, N. Binggeli, A. Goldoni, R. Larciprete, G. Rossi (2006) Local and long-range order of carbon impurities on Fe(100): Analysis of self-organization at a nanometer scale // Phys. Rev. B 73б, 035431.
4. C. Uebing (1994) Equilibrium surface segregation of interstitials on bcc (001) surfaces: A lattice-gas approach // Phys. Rev. B 50, 12138.

ПРИМЕНЕНИЕ СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Новохацкая Н.А., Кулик С.П., Мельниченко Н.Н., Свеженцова Е.В.

Киевский Национальный Университет имени Т. Шевченко, Украина

В последние годы развитие нанотехнологий стимулировало интерес к изучению наноструктурированных материалов, благодаря их уникальным физико-химическим свойствам. При формировании наноструктурированного кремния на подложках монокристаллического кремния происходит изменение не только структурных свойств, что приводит к изменению ширины запрещенной зоны и появлению квантово-размерных эффектов, но и образование на поверхности новых соединений кремния с повышенным содержанием водорода и аморфного кремния.

Такая сложная структура приводит к появлению новых электрофизических, фотоэлектрических, теплофизических, электро – и фотолюминесцентных свойств.

Особый интерес с точки зрения практического использования пленок наноструктурированного кремния в микроэлектронике представляет вопрос о спектре электронных состояний как о пространственно изменяющейся характеристике , который до сих пор в литературе не рассматривался.

Известно, что экспериментально информация о локальной плотности состояний вблизи уровня Ферми может быть получена с помощью сканирующей туннельной спектроскопии. В этом методе зондируется плотность как заполненных, так и свобод-

ных состояний (валентная зона и зона проводимости), и может быть определена ширина запрещенной зоны.

В данной работе методом сканирующей туннельной микроскопии была изучена морфология поверхности наноструктурированного кремния. Установлено, что морфология поверхности характеризуется наличием однородной наноструктуры на поверхности исходного микрорельефа подложки. Методом сканирующей туннельной спектроскопии на воздухе было проведено исследование локальной плотности состояний в пленках наноструктурированного кремния в зависимости от толщины исследуемых пленок. Толщина слоя наноструктурированного кремния определялась с помощью Оже – электронной спектроскопии и изменялась от 3нм до 60нм в зависимости от параметров технологического процесса химической модификации поверхности монокристаллического кремния. Локальная плотность электронных состояний определялась как нормированная дифференциальная туннельная проводимость (dI/dV)/(I/V).

Впервые показано, что в процессе роста пленки наноструктурированного кремния спектр электронных состояний существенно изменяется. При этом происходят немонотонные изменения, как типа проводимости, так и ширины запрещенной зоны в зависимости от толщины исследуемой пленки.

realcrystallab@univ.kiev.ua

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОРЕЛЬЕФА ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ

Петров Д.В., Патракеев А.С., Алышев С.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Нанорельеф, возникающий на поверхности твердых тел при ионном облучении, обнаружен около тридцати лет назад. В первых экспериментах при падении пучка ионов под углом к поверхности полупроводниковой или металлической мишеней наблюдался рифленый рельеф нанометрового масштаба. При этом предполагалось, что при нормальном падении пучка на облучаемой поверхности должен возникать упорядоченный рельеф в виде нанохолмов. Однако впервые формирование такого рельефа под действием ионной бомбардировки было обнаружено лишь в 1999 году [1].

Результаты работы [1] продемонстрировали перспективность применения ионной бомбардировки в создании наноструктур для электронных и оптоэлектронных приборов и стимулировали интенсивные теоретические и экспериментальные исследования в этой области. В настоящей работе проводилось исследование влияния параметров, как ионного облучения, так и параметров облучаемого материала на характеристики нанорельефа.

Эксперименты проводились на сверхвысоковакуумной ионно-лучевой установке. Образцы Ge (111) и Si (100), а также пластин легированного Si – КЭФ-0,5 и КЭФ-4,5 облучались сепарированным по массе пучком ионов Ar^+ или Ne^+, падающим по нормали к поверхности. Топография поверхности изучалась в атомно-силовом микроскопе (АСМ) Solver P47-PRO, продольное разрешение которого составляло 15 Å.

В случае облучения Si(100) процесс образования нанорельефа можно интерпретировать как развитие первоначального рельефа вследствие распыления поверхности. Однако характер зависимости средней высоты нанорельефа от дозы облучения, измеренной для Ge, показал, что нанорельеф, возникающий под действием ионной бомбардировки, определяется не первоначальной топографией поверхности, а формируется в результате процессов самоорганизации, и его характеристики связаны с параметрами ионного облучения.

Были выполнены также эксперименты по изучению нанорельефа на образцах кремния с разной степенью легированности. Образцы облучались ионами Ar^+ и Ne^+ с энерги-

ей 10 кэВ. Результаты измерений показали, что для всех образцов при переходе от бомбардировки ионами Ar^+ к облучению ионами Ne^+ средняя высота нанорельефа возрастает почти в 4 раза. Отметим, что при таком переходе коэффициент распыления кремния Y_{Si} уменьшается. Такое изменение средней высоты нанорельефа с изменением Y противоположно тенденции, наблюдавшейся нами в экспериментах по облучению Ge и Si. Во-вторых, установлено, что при облучении образцов как ионами Ar^+, так и ионами Ne^+, средняя высота нанорельефа убывает с ростом концентрации фосфора в образцах.

Таким образом, в настоящей работе наблюдалось образование нанорельефа на поверхности монокристаллов Ge и Si под действием облучения ионами Ar^+ и Ne^+ с энергией 10 кэВ. Впервые обнаружено влияние степени легированности монокристалла кремния на среднюю высоту формирующегося нанорельефа.

E-mail: petrovdmitrii@gmail.com

Литература

1. S. Facsko, T. Dekorsy, C. Koerdt, C. Trappe, H. Kurz, A. Vogt, and H. L. Hartnagel, Science 285, 1551 (1999).

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ АНИЗОТРОПНО НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Пискунов Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Анизотропия некоторой упорядоченной системы частиц оптически изотропного вещества, размер которых велик по сравнению с размерами молекул, но мал по сравнению с длиной волны света, может обусловливать так называемое двулучепреломление формы [1]. Двулучепреломление формы ярко проявляется в пористом кремнии (ПК), получаемом методом анодного электрохимического травления кристаллического кремния [2], и является следствием преимущественного роста пор в кристаллографических направлениях <100> [3].

Слои ПК, изготовленные на сильнолегированной (удельное сопротивление 1-5 мОм·см) подложке (p++-Si) с ориентацией поверхности (110), проявляют свойства отрицательных $\left(n_{[1\bar{1}0]} > n_{[001]}\right)$ двулучепреломляющих кристаллов с оптической осью, лежащей в плоскости поверхности образца и направленной вдоль кристаллографического направления [001] [4]. Для образцов, сформированных на подложках p+-Si той же ориентации, но с более низким уровнем легирования (удельное сопротивление 30-70 мОм·см), поры и кремниевые нанокристаллы располагаются в менее строгом порядке. Такие слои ПК обладают меньшей величиной двулучепреломления, чем у образцов, сформированных на высоколегированных подложках, но при этом имеют более высокое оптическое качество [5].

Рис. 1. Дисперсионные зависимости показателя преломления ПК, сформированного на p^+-Si подложке при токе травления 20 мА/см^2 для излучения, поляризованного вдоль оси [001] (■) и оси [$1\bar{1}0$] (○).

Нами были измерены ИК спектры пропускания образцов, изготовленных на p^+-Si подложках, вдоль кристаллографических направлений [001] и [$1\bar{1}0$] и вычислены показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн.

Обнаружено, что все исследованные образцы ПК обладают свойствами одноосного

отрицательного кристалла с оптической осью, ориентированной вдоль кристаллографического направления [1$\bar{1}$0], те оптическая ось в образцах изготовленных на умеренно легированных образцах повернулась на 90° по сравнению с осью в пленках ПК, изготовленных на сильно легированном кремнии. Анализ влияния плотности тока травления на величину двулучепреломления в образцах, приготовленных на подложках с умеренным уровнем легирования, выявил немонотонный характер этой зависимости – наличие максимума при плотности тока 20 мА/см^2, что обусловлено особенностями образования пор при изменении плотности тока травления, изменением их диаметра и формы. Опираясь на полученные данные, мы изготовили полуволновые пластины для управления поляризацией света в ближнем и среднем инфракрасном диапазонах.

Автор выражает признательность к.ф.м.н., доценту Л.А. Голованю и к.ф.м.н, научному сотруднику С.В. Заботнову за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: nickpsk@gmail.com

Литература

1. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, Москва, 1973.
2. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi// Surface Science Report, 2000, v. 38, pp. 1-126.
3. Smith R.L., Collins S.D.// J. Appl. Phys, 1992, v. 71, pp. R1-R22
4. Л.П. Кузнецова, А.И. Ефимова, Л.А. Осминкина, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров // ФТТ, 2002, том 44, вып. 5, С. 780-784.
5. N. Künzner, J. Diener, E. Gross, D. Kovalev, V. Yu. Timoshenko, M. Fujii // Phys. Rev. B, 2005, v. 71, pp. 195304-1 – 195304-4.

ЭКСИТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В АНСАМБЛЯХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ

Рождественская Т.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одной из актуальных задач современной физики полупроводников является исследование новых материалов на основе кремния. Как известно, кристаллический кремний (c-Si), являющийся в настоящее время базовым материалом для полупроводниковой электроники, характеризуется непрямой запрещенной зоной, и вследствие этого достаточно малой эффективностью межзонной излучательной рекомбинации в c-Si. Одним из способов повышения выхода люминесценции является формирование нанокристаллов. В настоящей работе представлены результаты исследования фотолюминесцентных (ФЛ) свойств нанокристаллов кремния (nc-Si) в диэлектрической матрице SiO_2 при высоких уровнях оптического возбуждения.

Зарегистрированы спектры ФЛ образцов nc-Si/SiO_2 с различными размерами нанокристаллов кремния *d*. Обнаружено, что происходит сдвиг максимума полосы ФЛ в область больших энергий квантов (меньших длин волн) с уменьшением *d*, что связано с ростом ширины запрещенной зоны в нанокристаллах вследствие квантового размерного эффекта. ФЛ нанокристаллов обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов в nc-Si. Так же обнаружено уширение спектра ФЛ, что связано с увеличением дисперсии нанокристаллов по размерам.

Получены зависимости интенсивности ФЛ от уровня оптического возбуждения для трех различных длин волн ФЛ (800, 895 и 960 нм) для образцов nc-Si/SiO_2. Обнаружено, что при малых интенсивностях возбуждения указанная зависимость имеет линейный характер, а с ростом уровня возбуждения отклоняется от линейной и проявляет тенденцию к насыщению. Такое поведение объяснено влиянием Оже-процесса. Следует отметить, что для меньших длин волн ФЛ (нанокристаллов меньших размеров) насыщение начинается при больших интенсивностях накачки, что объясняется меньшим временем жизни экситонов в них.

Получена зависимость интенсивности ФЛ легированного эрбием образца nc-Si/SiO_2 от уровня оптического возбуждения. Как и в случае нелегированной структуры, указанная зависимость линейна при малых уровнях накачки, проявляет тенденцию к насыщению при высоких уровнях возбуждения, однако, имеет сверхлинейный участок в средней области накачек I_{pump}. Следует отметить, что при тех же значениях I_{pump} наблюдается насыщение интенсивности ФЛ ионов Er^{3+}. Обнаруженные особенности зависимостей ФЛ объяснены в рамках модели возбуждения ионов эрбия путем переноса энергии к ним от нанокристаллов. С ростом уровня возбуждения уменьшается доля энергии, передаваемой от нанокристаллов кремния к ионам эрбия (энергия идет лишь на поддержание ионов эрбия в возбужденном состоянии), и зависимость интенсивности ФЛ nc-Si от накачки становится сверхлинейной.

Измерены спектры и кинетики ФЛ образцов nc-Si/SiO_2 с различными концентрациями нанокристаллов при различных уровнях оптического возбуждения. Получены зависимости времен жизни экситонов в исследуемых структурах от накачки. Особенности поведения указанных зависимостей объяснены с учетом процесса передачи энергии в ансамблях кремниевых нанокристаллов в диэлектрической матрице.

E–mail: rtanyau@mail.ru

МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ «ПОДВЕШЕННЫХ» ЭЛЕКТРОДОВ ДЛЯ МОНОМОЛЕКУЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

Сапков И.В., Масленников В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Развитие современной микроэлектроники предполагает дальнейшую миниатюризацию элементной базы, что уже сейчас заставляет искать возможности перехода к элементам с размерами порядка десятков и единиц нанометров. Выход на такие масштабы крайне проблематичен в рамках имеющейся технологии и подразумевает изменение самой физики процессов, протекающих в таких элементах. Ожидается, что молекулярная электроника позволит совершить переход к таким размерам и создать новые запоминающие устройства сверхвысокой ёмкости, всевозможные сенсоры, включая химические и биологические.

Одним из базисных устройств молекулярной электроники можно назвать молекулярный одноэлектронный транзистор – молекула, расположенная между двумя электродами, потенциал на которой изменяется с помощью третьего электрода. В основе работы такого устройства лежит явление одноэлектронного туннелирования. Задача создания такого устройства разбивается на две. Во-первых, создание подводящих электродов с зазором между ними, позволяющим работать с объектами нанометровых размеров, т.е. тоже порядка нескольких нанометров. Во-вторых, помещение между этими электродами одиночной молекулы и ее закрепление.

Данная работа посвящена решению первой из этих задач. Эта задача может решаться с использованием методов электрохимии (электрохимическое нанесение, травление [1]) и других эффектов, происходящих в тонких пленках (электромиграция атомов металла [2-4]). В данной работе реализована методика изготовления электродов мономолекулярного транзистора путём дополнительного напыления золота на предварительно созданный относительно широкий зазор.

Технология

На кремниевой подложке, покрытой слоем оксида кремния, создаются электроды-заготовки с зазором 50-100 нм по методу электронно-лучевой литографии при ис-

пользовании растрового электронного микроскопа “Stereoscan-240”, установки плазмохимического травления RDE-300 и установок напыления Z-400 и L-560.

По разрабатываемой методике на двух следующих этапах сначала требуется создать подтрав в области зазора между электродами-заготовками, а затем напылить дополнительную плёнку золота, зарастив зазор.

На выходе этапа стандартной нанолитографии (зазор порядка 50-100 нм) электроды-заготовки состояли из трёх слоёв: хрома 7 нм, золота 20 нм и 7 нм титана. Хром был необходим для улучшения адгезии золота, а титан для защиты слоя золота на следующем этапе при формировании подтрава в оксиде кремния в области зазора между электродами. Сами электроды оканчивались контактными площадками (размером 1x1,5мм), к которым подведены упругие игольчатые лапки, что позволяло включать их в измерительную установку на базе пикоамперметра Keithley-6487, компьютера и специально собранного измерительного зонда, позволяющих задавать токи в диапазоне 0 – 10 мА и напряжения 0 – 20 В. Это также позволяет в случае образования перемычки провести дополнительную операцию по её разрыву путём электромиграции атомов металла.

Результаты

На первом этапе разработанной методики производилось создание подтрава под электродами-заготовками в области зазора в оксиде кремния с использованием установки травления RDE-300, что исключило «нетехнологичную» операцию травления в плавиковой кислоте, использовавшуюся в предшествующих работах [5]. Принципиально важным моментом является необходимость обеспечить «нависание» электродов, чтобы исключить замыкание электродов через дополнительно напылённую плёнку золота.

Для обеспечения указанного требования (при заложенной на технологическом этапе толщине оксида кремния в 600 нм) были определены оптимальные параметры анизотропного травления оксида кремния, задающие глубину профиля: смесь газов CF_4 (фреона) и O_2 (кислорода) в соотношении 10:1 при давлении 4 Па и мощности разряда 50 Вт в течение 14 минут. Были определены аналогичные параметры и для изотропного травления, определяющие величину подтрава под электроды: смесь газов CF_4 (фреона) и O_2 (кислорода) 10:1 при давлении 30 Па и мощность разряда 25 Вт в течение 5 минут. Величина подтрава составила около 300 нм.

На втором этапе перед напылением золота осуществлялось создание дополнительной маски вдоль линии зазоров, чтобы предельно сократить длину участков электродов, нависающих над проводящей плёнкой золота, так как в этих областях наиболее вероятны замыкания. В ходе этапа «допыления» была определена величина полезного эффекта: уменьшение ширины зазора при напылении на образец 100 нм дополнительной плёнки составило 70 ± 20 нм.

В ходе работы была изготовлена серия образцов и сняты вольт-амперные характеристики (ВАХ), часть из них показали линейную зависимость. Это, а также просмотр в растровый электронный микроскоп (РЭМ), даёт основания полагать, что дополнительно напылённое золото замкнуло зазор. Преимуществом методики является возможность разрыва такого замыкания методом электромиграции атомов металла, что и было проделано. Заново снятые ВАХ продемонстрировали увеличение сопротивления зазора до 100 МОм, что означает наличие зазора между электродами. Измерение величины зазора в РЭМ показало, что ширина зазора меньше, чем предел разрешения микроскопа “Stereoscan-240”, который составляет 10 нм.

Полученные результаты показывают применимость предложенной и реализованной методики изготовления зазоров нанометрового масштаба между металлическими тонкопленочными электродами. Продемонстрировано, что предложенный метод допускает итерационное приближение к заданному заранее размеру зазора. Причём это возможно как для его уменьшения, так и, при необходимости, увеличения. Насколько известно автору ни один из ранее предложенных методов подобным свойством не обладает. Такие результаты позволяют перейти к заключительному этапу изготовления высокотемпературного (≈300K) мономолекулярного транзистора – к осаждению молекулы в зазор.

E–mail: sterkul@gmail.com

Литература

1. Y.V.Kervennic, D.Vanmaekelbergh, L.P.Kouwenhoven, and H.J.Van der Zant, Appl. Phys. Lett., Vol. 83, No. 18 3782-3784 (2003)
2. D.R.Strachan *et al* Appl. Phys. Lett., Vol. 86, 043109 (2005)
3. M.L.Trouwborst *et al*, J. of Appl. Phys Vol. 99, 114316 (2006)
4. J.Dong, B. A Parviz, Nanotechnology, Vol. 17, 5124-5130 (2006)
5. P.Steinmann, J.M.R.Weaver, J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 22, No.(6) (2004)

ПЕРЕХОД ЭЛЕКТРОНА ВДОЛЬ АТОМНОЙ ЦЕПОЧКИ

Сатарин К.К

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Электронный обмен является одним из важнейших процессов, происходящих при взаимодействии атомной частицы с поверхностью твердого тела [3,4,5,6]. Он определяет зарядовое состояние рассеянных или распыленных с поверхности частиц, которое содержит информацию как о составе и структуре, так и об электронных свойствах поверхности. Кроме того, процесс перезарядки оказывает существенное влияние на многие явления, происходящие на поверхности при вторичной ионной эмиссии, рассеянии, десорбции, катализе, модификации поверхности.

При электронном обмене важную роль играет резонансное туннелирование [7]. Если энергетические ограничения отсутствуют, то именно этот процесс доминирует в обмене зарядом, т. к. его вероятность велика по сравнению с нерезонансными переходами и Оже-процессами [[8],9]. В данной работе изучается туннелирование электрона вдоль цепочки атомов водорода. В частности, выясняется характер распространения электрона, влияние межатомного расстояния на эффективность электронного перехода и производится сравнение с переходом электрона в массивный образец (полубесконечный металл). Выясняется различие в переходе электрона вдоль цепочек разных атомов – производиться сравнение электронного транспорта вдоль цепочки атомов водорода и алюминия. Исследуется влияние неоднородности цепочки на характер электронного транспорта.

Постановка задачи и методика решения

Изучалась система, представляющая собой линейную цепочку атомов водорода и алюминия. В начальный момент времени электрон находился на первом атоме цепочки. Для упрощения вычислений был рассмотрен цилиндрически симметричный случай с нулевой проекцией углового момента внешнего электрона H^- на ось симметрии. Исследование проводилось численно с использованием метода распространения волновых пакетов, не использующим теорию возмущений. Метод распространения волновых пакетов позволяет вычислять зависимость волновой функции частицы от времени. Зная зависимость волновой функции от времени можно вычислить величины, характеризующие электронный транспорт в квантовой системе.

Результаты

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- при небольших межатомных расстояниях осуществляется интенсивный переход электрона на цепочку атомов. При этом распределение электрона по атомам цепочки носит дискретный характер, но усредненная координата нахождения электрона изменяется монотонно и непрерывно.

- эффективность электронного транспорта вдоль эквидистантной цепочки атомов определяется расстоянием между соседними атомами цепочки и экспоненциально убывает с ростом периода цепочки.

- при смещении атомов цепочки или замене одного атома инородным атомом, электронный переход блокируется в месте возникновения неоднородности, вследствие нарушения резонансных условий.

- переход электрона вдоль цепочки атомов алюминия осуществляется на полпорядка эффективнее, чем переход электрона вдоль цепочки атомов водорода.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-02-16802, 05-02-17870, 05-02-17227), INTAS (грант 04-5607) и гранта Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-10142.2006.2).

17227), INTAS (грант 04-5607) и гранта Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-10142.2006.2).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.м.н. Уразгильдину И.Ф. за помощь в подготовке тезисов.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-02-16802, 05-02-17870, 05-02-17227), INTAS (грант 04-5607) и гранта Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-10142.2006.2).

17227), INTAS (грант 04-5607) и гранта Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-10142.2006.2).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.м.н. Уразгильдину И.Ф. за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: satarin@ph-elec.phys.msu.ru

Литература

1. Goldberg, A., Schey, H.M., and Schwartz, J.L., American Journal of Physics, vol. **35**, (1967) pp. 177–186.
2. Galbraith I., Ching Y.S. and Abraham E., American Journal of Physics, vol. **52**, (1984), pp. 60–68.
3. L. Guillemot and V. A. Esaulov, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4552.
4. L. Guillemot and V. A. Esaulov, Phys. Rev. B **69** (2004) 33306.
5. Hongxiao Shao and David C. Langreth, Phys. Rev. B **49** (1994) 13948.
6. F. Urazgil'din, M. Yu. Gusev, and D. V. Klushin, Phys. Rev. B **50**, (1994) 5582.
7. P. Nordlander, J.C. Tully Phys. Rev. Lett. **61**. (1988) 990.
8. T. Hecht, H. Winter, A.G. Borisov, J.P. Gauyacq etc. Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2517.
9. A.G. Borisov, H. Winter Z. Phys. D: At., Mol. Clusters **37** (1996) 253.
10. V.A. Ermoshin, A.K. Kazansky Phys. Lett. A **218** (1996) 99.
11. V.A. Ermoshin and A.K. Kazansky Phys. Lett. **59** (1999) 10935.
12. Sergey V. Faleev, Francois Leonard, Derek A. Stewart and Mark van Schilfgaarde, Phys Rev B **71** (2005) 195422.
13. Zhongqin Yang, Alan Tackett, and Massimiliano Di Ventra1, Phys. Rev. B **66** (2002) 41405.
14. W. Z. Shangguan, T. C. Au Yeung, Y. B. Yu, and C. H. Kam, Phys. Rev. B **63** (2001) 235323.
15. W. Z. Shangguan, T. C. Au Yeung, Y. B. Yu, and C. H. Kam, Phys. Rev B **69** (2004) 153303.
16. Stephen B. Haley and Paul Erdos, Phys. Rev. B **45** (1992) 8572.
17. R. T. Senger, S. Tongay, E. Durgun, and S. Ciraci, Phys. Rev. B **72** (2005) 75419.
18. A.Calzolari, N.Marzari, I. Souza, and Marco Buongiorno Nardelli, Phys Rev B **69**, (2004), 35108.

ПЛАЗМОННЫЕ ХИРАЛЬНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ С ЭФФЕКТОМ ГИГАНТСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ

**Щербаков М.Р.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

В последние годы в оптике наноструктур существенное внимание уделяется исследованию планарных металлических наноструктур с упорядоченной структурой на-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

нообъектов (наночастиц или, в инвертированном случае, наноотверстий) [1]. Этот раздел современной оптики иногда обозначается как наноплазмоника. Основной интерес в этой области связан с возможностью управления распространением света в специальным образом изготовленных металлических наноструктурах, обеспечивающих возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов [2,3]. Например, упорядоченная структура наночастиц с периодом порядка оптической длины волны, проявляет свойства двумерного фотонного кристалла, иногда называемого плазмонным фотонным кристаллом [4]. Такие структуры позволяют осуществлять управление двумерным распространением электромагнитной волны в спектральном диапазоне, определяемым параметрами запрещенной фотонной зоны, и создавать новые планарные устройства наноплазмоники – Т-коннекторы, оптические разветвители и оптические мультиплексоры [5]. Другим эффектом наноплазмоники, обнаруженным в 1998 году, является явление «гигантского» оптического пропускания металлических пленок, имеющих упорядоченную структуру наноотверстий с размерами, много меньшими длины волны [6]. Вследствие малого размера наноотверстий, такие наноструктуры формально не могут пропускать свет. Однако, при определенных параметрах – размерах пор и их периода – возможно наблюдение существенного, доходящего до 0.1-0.12, пропускания света заданной длины волны. Основным механизмом такого увеличения коэффициента пропускания света, называемого гигантским, является резонансное возбуждение коллективных плазмон-поляритонных мод. Данная работа посвящена решению фундаментальной проблемы возбуждения и усиления плазмон-поляритонов в хиральных упорядоченных металлических наноструктурах благородных металлов.

Методы

Исследуемые области с наноперфорацией были получены на серебрянной пленке, нанесенной на плоский диэлектрик, методом сухого травления фокусированным ионным пучком. Состояние поверхности пленки изучалось с помощью оптического и сканирующего электронного микроскопов.

Результаты

Результаты оптической микроскопии и сканирующей электронной микроскопии подтвердили наличие упорядоченных массивов отверстий необходимых форм – прямоугольной и зигзагообразной. Эксперимент показал, что перод решетки таких отверстий составил около 400 нм. Изучается возможность наблюдения эффекта «гигантского» оптического пропускания в решетке из таких отверстий. Исследуется вопрос о зависимости спектров пропускания от состояния поляризации света, падающего на поверхность образца. Предполагается, что для массивов из прямоугольных отверстий различаются спектры пропускания, полученные при различных взаимоположениях линии поляризации падающего плоскополяризованного излучения и основных направляющих массива, а для массивов из хиральных структур – спектры пропускания излучения с правополяризованной и левополяризованной циркулярной поляризациями.

E–mail:shcherbakov@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. M. Kafesaki, Th. Koschny, R. S. Penciu, T. F. Gundogdu, E. N. Economou and C. M. Soukoulis, J. Opt. A 7, S12 (2005).
2. S. I. Bozhevolnyi, J. Erland, K. Leosson, P. M. W. Skovgaard, and J. M. Hvam, Phys. Rev. Lett. 86, 3008 (2001).
3. S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, and T. W. Ebbesen, Nature 440, 508 (2006).
4. A. V. Zayats, J. Elliott, I. I. Smolyaninov, and C. Davis, Appl. Phys. Lett. 86, 151114 (2005).
5. J. Elliott, I. I. Smolyaninov, N. I. Zheludev, and A. V. Zayats, Phys. Rev. B 70, 233403 (2004).
6. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff, Nature 391, 667 (1998).

СОЗДАНИЕ ЗАЗОРОВ НАНОМЕТРОВОГО МАСШТАБА МЕЖДУ ТОНКОПЛЕНОЧНЫИ ЭЛЕКТРОДАМИ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМИГРАЦИИ

Степанов А.С., Кутуров А.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Современная технология изготовления полупроводниковых элементов подходит к своему технологическому и физическому пределу. Дальнейшее стремление к миниатюризации устройств, неизбежно требует использования в их основе новых физических явлений. Одним из претендентов на использование в новых элементах является эффект одноэлектронного туннелирования [1]. Размеры структур, в которых он может наблюдаться при комнатной температуре, лежат в диапазоне 10 нм и менее. Основным устройством, в котором заложен эффект одноэлектронного туннелирования, является одноэлектронный мономолекулярный транзистор. По сути, он представляет собой одиночную молекулу, отделенную туннельными переходами от подводящих электродов. Первым этапом конструирования такого транзистора является создание электродов с размерами между ними порядка нескольких нанометров, на которые в последствии будет закрепляться молекула. Традиционные методы литографии не могут обеспечить требуемые величины зазоров. Существует несколько способов получить необходимую величину зазора между электродами: метод электрохимического заращивания двух электродов [2], метод, заключающийся в допылении металла на электроды [3]. Данная работа посвящена созданию электродов с характерным расстоянием между ними порядка единиц нанометров методом, основанным на эффекте электромиграции атомов металла в тонкопленочных структурах под воздействием протекающего через них тока [4].

Методика изготовления и измерения образцов

Заготовка для создания зазора представляла собой кремниевый чип размером 10x10мм с нанесенным на него слоем оксида кремния. В центре чипа последовательным применением методов магнетронного нанесения, термического напыления, электронно-лучевой литографии на электронном микроскопе, реактивно-химического травления формировалась структура соприкасающихся электродов. Электроды замыкались между собой тонкопленочным мостиком, который создавался методом двухтеневого напыления с использованием технологии подвешенной маски. Помимо замкнутых электродов на чипе формировалась система подводящих проводов, позволяющая подключать полученный чип к измерительной установке. Установка, включающая в себя пикоамперметр Keithley-6487, плату АЦП Advantech PCI-1713, плату ЦАП Advantech PCI-1720, позволяет пропускать через образец ток в диапазоне от 0 до 20 мА и задавать напряжение в диапазоне от 0 до 12 В с шагом 1 мВ. Управление производиться программой на платформе Windows.

Для получения нанозазора на схему подавалось постепенно увеличивающееся напряжение, одновременно с этим, автоматически на сопротивлении известного номинала измерялось падение напряжения и программно вычислялась величина сопротивления мостика в центре чипа. Измерения проводились с периодом менее 500 мкс, далее проводилось усреднение и сопоставление полученного значения с исходным сопротивлением мостика. Таким образом производилось контролирование процесса. На части образцов при достижении некоторого тока через перемычку (для разных образцов от 5 до 15 мА) начинался процесс электромиграции, сопротивление мостика начинало резко увеличиваться и при достижении заранее заданного значения, приложенное к схеме на-

пряжение снималось. После этого на пикоамперметре измерялась вольтамперная характеристика образцов.

Результаты

Были исследованы около ста замкнутых электродов. Полученные вольтамперные характеристики (ВАХ) можно разделить на три семейства: линейная зависимость напряжения от тока, нелинейная зависимость и график, демонстрирующий отсутствие тока при любых напряжениях. Первое семейство соответствует замкнутым электродам, третье слишком сильно увеличившемуся зазору (более 20 нм). Наибольший интерес представляют образцы с нелинейной вольтамперной зависимостью, которая, по всей видимости, вызвана туннельной проводимостью через предельно малый зазор. Визуально оценить такой зазор между электродами не представляется возможным, так как он лежит за пределами разрешения электронного микроскопа «Stereoscan-240» (примерно 10 нм), в то же время, нелинейная зависимость тока от напряжения свидетельствует о том, что зазор все же есть. Сравнение графиков ВАХ с ВАХ классического туннельного перехода, рассчитанной по модели Симмонса, дает значение величин зазоров в диапазоне 2-5 нм.

Выводы

Таким образом, полученные результаты показывают возможность создания зазора в несколько нанометров между электродами методом, основанным на эффекте электромиграции. Такие электроды пригодны для построения одноэлектронного мономолекулярного транзистора. В то же время, выход годных образцов (одна десятая от общего числа) говорит о необходимости частичной оптимизации технологии изготовления образцов для получения большего процента годных электродов.

E–mail: toshas@inbox.ru

Литература

1. Likharev K.K. Proc. Ieee. Vol.87.No.4. April 1999
2. Y.V. Kervennic, H.S.J. van der Zant, A.F. Morpurgo, L. Gurevich and L.P. Kouwenhoven, Appl. Phys. Lett., 80, 321 (2002).
3. P. Steinmann and J.M.R. Weaver, J. Fabrication of sub-5 nm gaps between metallic electrodes using conventional lithographic techniques. Vac. Sci. and Technol. B, 22, 3178 (2004).
4. Paul S Ho and Thomas Kwok, Electromigration in metals, Rep. Prog. Phys. 52, 301-348 (1989)

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции
проф., Жуковский Владимир Чеславович

УДК 537.611.43: 530.145

МАТЕРИАЛЬНЫЕ ПОЛЯ ФЕРМИОНОВ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ И ИХ ДИНАМИКА

Андреев П.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Для исследования физических эффектов, в которых существенны пространственно-временные распределения частиц и полей, необходимы уравнения квантовой гидродинамики, в которых физические характеристики системы представлены в виде материальных полей в трёхмерном пространстве. Такая физическая ситуация возникает, например, в задачах спинтроники, связанных с движением частиц с собственным магнитным моментом во внешних полях [1], при возбуждении и распространении спиновых волн [2] и т.п..

Уравнения квантовой гидродинамики для системы заряженных частиц, обладающих собственным магнитным моментом, с учётом кулоновских и спин-спиновых взаимодействий были получены в работе [3]. В работе [4] учтён вклад спин-токового взаимодействия в уравнение баланса импульса и магнитного момента на основании гамильтониана Брейта без томасовской «половинки».

Принимая во внимание вклад, в векторный потенциал магнитного поля, от магнитного момента, аналогично [5], функция Гамильтона, учитывающая взаимодействие магнитного момента с магнитными моментами и токами других частиц может быть представлена в виде

$$\mathrm{H}=\sum_{p=1}^{N}\left(\frac{1}{2m_p}D_p^2+e_p\varphi_p^{ext}-\mu_p^{\alpha}B_{p(ext)}^{\alpha}\right)+\frac{1}{2}\sum_{p,n,p\neq n}^{N}\left(e_pe_nG_{pn}-\mu_p^{\alpha}\mu_n^{\beta}G_{pn}^{\alpha\beta}\right), \qquad (1)$$

Где через D_p обозначен обобщённый импульс, содержащий векторный потенциал внешнего поля и поля магнитных моментов. Взаимодействие токов учитывается в уравнениях квантовой гидродинамики на основе принципа суперпозиции магнитных полей.

На основе уравнения Шредингера с гамильтонианом, возникающим путём квантования (1), и учитывающего, наряду с кулоновским и спин-спиновым, спин-токовое взаимодействие частиц, можно получить систему уравнений баланса числа частиц, импульса, собственного магнитного момента и энергии. С этой целью получены явные выражения для квантовых корреляций через волновые функции системы., а также найдены выражения для тензоров давления и плотности потока магнитного момента через спиноры системы частиц. В работе [4] уравнения баланса импульса и магнитного момента получены в приближении самосогласованного поля.

Методом, предложенным в работе [3], введено поле скоростей в квантовые уравнения баланса, что в частности позволило получить уравнение баланса внутренней энергии, которое является основным уравнением неравновесной квантовой термодинамики. Получены явные выражения вектора плотности потока энергии и скалярного по-

ля плотности работы сил взаимодействия между частицами через волновые спиноры системы частиц.

Для задач связанных с распространением и дисперсией волн, возбуждением волн внешними полями преобладающим является механизм взаимодействия через самосогласованное поле. Исходя из уравнений баланса в работе получена система уравнений квантовой гидродинамики в приближении самосогласованного поля. Эта система уравнений является незамкнутой, так как содержит тензор кинетического давления и тензор плотности потока магнитного момента. Используя метод, развитый в работе [6], и явный вид тензоров кинетического давления и плотности потока магнитного момента, для этих величин получено явное выражение через произвольные одночастичные волновые спиноры. В приближении самосогласованного поля отсюда получаем связь тензоров кинетического давления и плотности потока магнитного момента с концентрацией и намагниченностью. Таким образом получена замкнутая система уравнений квантовой гидродинамики системы многих взаимодействующих частиц.

Литература

1. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma Spintronics: Fundamentals and applications// Rev. Mod. Phys., V.76.P.323(2004).

2. Paulo F. Farinas Electron paramagnetic spin-wave effects on the transport current through a semimagnetic semiconductor layer // Phys. Rev. B., V.64.P.161310(2001)

3. Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов 1. //ТМФ. 126,N1,с.136(2001)

4. Харабадзе Д.Э. Учет спин-токового взаимодействия при помощи гамильтониана Брейта в гидродинамическом методе.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.,N6.,с.10.(2005)

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля.М.:Наука,1989.

6. Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов 2. //ТМФ. 126.N.2.,С.258(2001)

ГЕНЕРАЦИЯ ЧЛЕНА ЧЕРНА-САЙМОНСА В ПОСТОЯННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В РАСШИРЕННОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Бубнов А.Ф.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Сохранение Лоренц и CPT симметрии соответствует фундаментальным законам природы. Все известные взаимодействия кажутся инвариантными относительно пространственных преобразований Лоренца и комбинации дискретных CPT преобразований.

В последние годы были предложены теории, расширяющие КЭД, в которых возможно нарушение Лоренцевой и CPT симметрии. В одной из них, рассматривается квантовая электродинамика с модифицированным уравнением Дирака для 4-х компонентных спиноров в виде:

$$\left(i\gamma^{\mu}D_{\mu} - m_e + b_{\mu}\gamma_5\gamma^{\mu}\right)\psi = 0\,. \qquad (1)$$

В этой теории, в качестве экспериментально наблюдаемой величины, рассматривается член Черна-Саймонса, то есть выражение вида $A_{\mu}b_{\nu}\widetilde{F}^{\mu\nu}$. Ряд работ (например: [1], [2], [3], [4]), за последние несколько лет, посвящен вычислению вклада члена Черна-Саймонса в эффективное действие, причем полученные в них результаты сильно разли-

чаются. В некоторых получен конечный член Черна-Саймонса, в других говорится, что его значение зависит от схемы регуляризации. Есть ряд статей, в которых этот член отсутствует. Подобная неоднозначность обуславливает актуальность проблемы.

Условия и методы

Расчет ведется в фермионном секторе теории (для лагранжиана, построенного по уравнению Дирака (1)), в однопетлевом приближении, с линейной по малому параметру b_ν точностью, в постоянном электромагнитном поле. В большинстве работ других авторов на эту тему результаты получены при этих же допущениях, но с использованием других методов. В работе вычисляется вакуумное среднее, соответствующее вкладу члена Черна-Саймонса в эффективное действие.

Результаты

В результате проделанной работы было получено, что в выбранной расширенной стандартной модели (1) в постоянном внешнем поле линейный по b_ν член в эффективном действии отсутствует. Результат находится в согласии с работами [1], [2].

E–mail: bfandrey@mail.ru

Литература

[1] Y.A. Sitenko, K.Y. Rulik, On the effective lagrangian in spinor electrodynamics with added violation of Lorentz and CPT symmetries, hep-th/0212007

[2] B. Altschul, Eliminating the CPT-Odd f Coefficient from the Lorentz-Violating Standard Model Extension, hep-th/0602235

[3] M. Chaichian, W.F. Chen, R. Gonzalez Felipe, Radiatively Induced Lorentz and CPT Violation in Schwinger Constant Field Approximation, hep-th/0010129

[4] M.B. Hott, J.L. Tomazelli, Induced Lorentz and PCT symmetry Breaking in External Electromagnetic Field, hep-th/9912251.

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ТЕОРИИ С РАСШИРЕННЫМ ДУХОВЫМ СЕКТОРОМ

Быков Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Построение перенормируемой унитарной неабелевой калибровочной теории массивного векторного поля – одна из сложных и интересных задач современной квантовой теории поля. Эта проблема не нова – она вызывала интерес у исследователей еще со времен Прока и Штюкельберга, однако сейчас она приобретает особую актуальность. Данная проблема тесно связана сразу с несколькими фундаментальными физическими теориями, такими как квантовая хромодинамика и модель электрослабых взаимодействий Вайнберга-Салама. Как известно, до сих пор не обнаружен хиггсовский бозон, являющийся неотъемлемой частью Стандартной модели. В последней именно бозон Хиггса позволяет теоретически описать наличие у W и Z бозонов массы – для этого используется механизм спонтанного нарушения симметрии, известный под названием механизма Хиггса.

В нашем исследовании ведется поиск теории массивного векторного поля, основанной на погружении физического сектора в более сложную модель с симметрией BRST-типа. Предполагается также, что модель такого типа, если она существует, описывается лагранжианом с высшими производными. Некоторые из этих идей были предложены и разработаны в работах А.А.Славнова [1,2]. Необходимо отметить, что расширенная модель содержит множество нефизических состояний, таких как скалярные и духовые частицы, некоторые из которых могут обладать, например, отрицатель-

ной нормой. Однако все они не входят в физический сектор, состоящий из векторов фоковского пространства, аннигилируемых BRST-подобным зарядом (аналог условия Куго-Оджимы в теории Янга-Миллса). Поэтому унитарность не нарушается.

Трудности, встречающиеся на этом пути, связаны в основном с довольно сложным видом нильпотентных «супер»зарядов, что является существенным препятствием при нахождении их когомологий, соответствующих физическим состояниям. В связи с этим кажется весьма уместным поиск технических методов, которые позволили бы упростить, например, диагонализацию гамильтониана и построение асимптотического заряда (в рассматриваемых моделях существует сильное смешивание операторов координат и импульсов, что в принципе является общим свойством формализма Остроградского для теорий с высшими производными).

Несмотря на то что данная работа в глобальном смысле далека от завершения, нами получены некоторые результаты в этом направлении. Было показано, что часть моделей, предложенных и рассмотренных в [2], может быть сведена к моделям из работы [3], и эти модели в некотором смысле эквивалентны. Кроме того, были рассмотрены игрушечные модели в двух измерениях, в которых глобальная симметрия нарушена, но генерации массы не происходит (рассматривается асимптотический гамильтониан, поэтому мы не принимали во внимание трудности, связанные с появлением в двух измерениях инфракрасных расходимостей, которые сводят на нет формально имеющее место нарушение симметрии. Мы предполагаем, что полученные нами результаты остаются в силе и в высших измерениях, где таких проблем нет).

В докладе будут рассмотрены некоторые из упомянутых здесь задач и полученные к настоящему моменту результаты.

Автор благодарен А.А.Славнову за постановку задачи и фонду «Династия» за финансовую поддержку данного исследования.

[1] А.А.Славнов, hep-th/0601125.
[2] А.А.Славнов, hep-th/0604052.
[3] Н.В.Красников, Phys.lett. B325 (1994) 430.

УСТОЙЧИВОСТЬ СИММЕТРИЧНЫХ И АНТИСИММЕТРИЧНЫХ ДИСКРЕТНЫХ БРИЗЕРОВ В НЕКОТОРЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ МОНОАТОМНЫХ ЦЕПОЧКАХ

Джелаухова Г.С.
Южный Федеральный университет

Дискретные бризеры представляют собой локализованные в пространстве и строго периодические во времени колебания нелинейных решеток. Настоящая работа является продолжением статьи [1], где нами были исследованы симметричные бризеры в цепочке с однородным потенциалом четвертой степени (так называемая цепочка K_4).

В таком однородном потенциале заведомо существуют нелинейные нормальные моды Розенберга (ННМ) - динамические режимы, при которых все частицы колеблются со строго одинаковой частотой, но с разными амплитудами. Они могут быть, в принципе, как локализованными, так и делокализованными. Выбрав из всех нелинейных нормальных мод одну из локализованных, мы получим точный дискретный бризер. Настоящая работа посвящена исследованию существования и устойчивости антисимметричных бризерных решений в цепочке K_4 и сравнению полученных результатов с выводами работы [1].

В соответствии со стандартным методом исследования устойчивости, исходная нелинейная система линеаризуется в окрестности данного периодического бризерного решения. Матрицу A, полученную при такой линеаризации, можно привести к диагональному виду и тогда система связанных линеаризованных уравнений распадется на 2N+1 независимых уравнений Ляме. Исходя из известных свойств решений уравнения Ляме, можно найти области устойчивого и неустойчивого движений в зависимости от входящего в это уравнение параметра Λ, который зависит от собственных значений матрицы A. Устойчивость полученных симметричных и антисимметричных бризеров не зависит от их амплитуд, а является функцией только параметра β, определяющего силу интерсайтовой части взаимодействия по отношению к его онсайтовой части.

На рисунке изображены графики зависимости собственных значений Λ_j матрицы A от параметра β. Непрерывные линии соответствуют симметричному бризеру, пунктирные – антисимметричному, а серым цветом выделена область неустойчивости. Очевидно, что бризерное колебание потеряет устойчивость, как только какое-либо из собственных значений Λ_j попадет в область неустойчивого движения. Примечательно, что симметричные и антисимметричные бризеры теряют свою устойчивость при одном и том же значении параметра β (β_c=0.554…), но при этом симметричные бризеры устойчивы при силе интерсайтового взаимодействия больше, чем критическое значение β_c, а антисимметричные, наоборот, в области меньших значений β.

Нами также была рассмотрена цепочка из линейно связанных осцилляторов Дуффинга, для которой не существует локализованных мод Розенберга. Тем не менее, в этом случае точные бризерные решения могут быть найдены с помощью некоторого метода, который обсуждается в настоящей работе. Полученные бризерные решения были исследованы методом Флоке на предмет устойчивости в зависимости от силы интерсайтовой части взаимодействия по отношению к его онсайтовой части.

e–mail: djel@rambler.ru

[1] G.M. Chechin, G.S. Dzhelauhova, and E.A. Mehonoshina, Quasibreathers as a generalization of the concept of discrete breathers. Physical Review E 74, 036608 (2006).

ВОЗБУЖДЕНИЯ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В ПРИДЕЛАХ НИЖАЙШЕГО УРОВНЯ ЛАНДАУ

*Думанов Е.В.

Институт прикладной физики АН РМ, г. Кишинев

Мы предполагаем, что электроны и дырки расположены на нижайших уровнях Ландау (НУЛ) с фактором заполнения $\nu^2 < 1$, и пренебрегаем влиянием возбужденных уровней Ландау. Была введена однооператорная двухчастичная функция Грина на ос-

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

нове операторов описывающих колебания плотности электронов и дырок. Колебания электронно-дырочной системы(e-h) могут быть симфазными и противофазными. Были получены уравнения движения для однооператорных функций Грина, которые ведут к появлению более сложных многооператорных функций Грина. Были получены цепочки уравнений движения для многооператорных функций Грина, при этом использовался метод основанный на расцепления этих цепочек.

Для описания внутри уровневых возбуждений мы используем теорию возмущения по малому параметру. Он выражается через фактор заполнения и отражает принцип исключения Паули и имеет вид $v^2(1-v^2)$, где v^2 - фактор заполнения нижайшего уровня Ландау ($0<v^2<1$). Такого типа параметры характерны для теории Бозе-газов. В нулевом порядке теории возмущения по этому параметру обе частоты для акустических и оптических плазмонов равны нулю. Они отличны от нуля только в первом порядке относительно параметра малости, будучи пропорциональны ему, так как частота коллективных возбуждений должна зависеть от концентраций носителей и такие возбуждения не могут существовать, если нижайшие уровни Ландау полностью заполнены. При факторе заполнения $v^2=1$ могут появиться возбуждения между НУЛами и более высокими уровнями возбуждения, этот вопрос не был изучен. Поправками более высокого порядка теории возмущения пренебрегли. Цепочки уравнений для функций Грина расцепляются таким образом, что трехоператорные функции Грина выражаются через однооператорные, умноженные на среднее значение от произведения остальных двух операторов по основному состоянию системы.

Закон дисперсии для акустических и оптических плазмонов выражаются формулами:

$$(\hbar\omega)^2=\sum_{\vec{Q}} W_{\vec{Q}}^2 Sin^2\left(\frac{[\vec{P}\times\vec{Q}]_z l^2}{2}\right)\left\langle\hat{\rho}(\vec{Q})\hat{\rho}(-\vec{Q})\right\rangle,$$

$$(\hbar\omega)^2=\sum_{\vec{Q}} W_{\vec{Q}}\left(W_{\vec{Q}}-W_{\vec{P}+\vec{Q}}\right)Sin^2\left(\frac{[\vec{P}\times\vec{Q}]_z l^2}{2}\right)\left\langle\hat{\rho}(\vec{Q})\hat{\rho}(-\vec{Q})\right\rangle$$

$$\left\langle\hat{\rho}(\vec{Q})\hat{\rho}(-\vec{Q})\right\rangle=2Nv^2(1-v^2)$$

где $\hat{\rho}(\vec{Q})$ – оператор флуктуации плотности e-h системы, W_Q-является матричным элементом.

Кулоновского взаимодействия. Усреднение сделано на основном состоянии основании ЭДЖ.

В области больших длин волн законы дисперсии характеризуются линейной зависимостью от волнового вектора в случае акустических плазмонов и квадратичной зависимостью в случае оптических плазмонов.

Email: dum@phys.asm.md

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Молодых Ученых АН РМ.

ВЛИЯНИЕ НАРУШЕНИЯ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ НА СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Фролов И.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

По современным представлениям, низкоэнергетические (по сравнению с планковским масштабом) теории поля, к которым относится стандартная модель элементар-

ных частиц, могут содержать в своих лагранжианах члены, нарушающие лоренц-инварантность и CPT-четность. К такому выводу приводит, в частности, теория струн и некоммутативные теории поля. В настоящее время активно изучается общее лоренц-неинвариантное расширение стандартной модели, и анализируются возникающие в его рамках новые наблюдаемые эффекты (Colladay, Kostelecký, 1998).

На базе лагранжиана расширенной стандартной модели нами было проведено исследование синхротронного излучения электрона для случая нарушения лоренц-инвариантности в фермионном секторе в минимальной CPT-нечетной форме одновременно с учетом влияния аномального магнитного момента частицы. Мы рассмотрели случай взаимодействия аксиально-векторного тока электрона с постоянным 4-векторным полем, которое в лабораторной системе отсчета имеет только времениподобную компоненту.

Для рассматриваемого случая нами была получена система точных решений модифицированного уравнения Дирака, необходимая для квантования теории и отвечающая одночастичным состояниям с определенной энергией. При этом исходную задачу формально удалось свести к задаче о движении электрона с аномальным магнитным моментом в магнитном поле (без нарушающего лоренц-инвариантность взаимодействия), решение которой хорошо известно (Тернов И.М., Багров В.Г., Жуковский В.Ч., 1966).

На основе найденных решений были рассчитаны характеристики синхротронного излучения для случая ультрарелятивистского электрона в сравнительно слабом (лабораторном) магнитном поле и предсказаны возможные наблюдаемые эффекты, обусловленные нарушением лоренц-инвариантности. Проведенное исследование показало, что нарушение лоренц-инвариантности обнаруживается в характерной асимметрии углового распределения излучения относительно плоскости орбиты частицы, которая тесно связана с несохранением “поперечной” поляризации электрона и появлением у его спинового интеграла движения малой “продольной” добавочной части. На основе этих результатов получены оценки на величину параметра, отвечающего за нарушение лоренц-инвариантности в рассматриваемой теории.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Жуковскому В.Ч. за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: frolov_ie@mail.ru

Литература

Багров В.Г., Бисноватый-Коган Г.С., Бордовицын В.А. и др. (2002) Теория излучения релятивистских частиц / Под ред. В.А. Бордовицына. М.: Физматлит.

Colladay D., Kostelecký V.A. (1998) Lorentz-Violating Extension of the Standard Model // Phys. Rev. **D58**. P. 116002.

Жуковский В.Ч., Фролов И.Е. (2007) Влияние нарушения лоренц-инвариантности на синхротронное излучение // Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика, астрон. (работа принята в печать 25.12.2006).

Zhukovsky V.Ch., Lobanov A.E., Murchikova E.M. (2006) Radiative Effects in the Standard Model Extension // Phys. Rev. **D73**. P. 065016.

Altschul B. (2006) Synchrotron and Inverse Compton Constraints on Lorentz Violations for Electrons // Phys. Rev. **D74**. P. 083003.

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ CPT- И ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМАХ

Харланов О.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Несмотря на то, что стандартная модель подтверждена многочисленными экспериментами, она существенно не включает в себя описание гравитационного взаимодействия на квантовом уровне. В то же время, теории, претендующие на такое описание (напр., теория суперструн), пока не имеют экспериментальных подтверждений, поскольку новые эффекты проявляются на планковских масштабах энергий (10^{19} ГэВ). Для исследования таких эффектов при *достижимых* в обозримом будущем энергиях в начале 1990-х годов была предложена *расширенная* стандартная модель [1], формулируемая в виде набора низкоэнергетических поправок к лагранжиану стандартной модели, параметризуемых тензорными константами. Пока что их величины лишь *ограничены сверху*. Наименее слабые ограничения имеет компонента b_0 аксиального вектора b_μ, добавляющего в лагранжиан электродинамики слагаемое $(-b_\mu \overline{\psi}\gamma^\mu \gamma_5 \psi)$. При $b_0 \neq 0$ наличие такой поправки приводит к нарушению пространственной четности. Кроме того, при ненулевом b_μ нарушаются лоренц-инвариантность и CPT-четность.

Предметом нашего исследования являлся атом водорода (а также аналогичные ему с квантовомеханической точки зрения водородоподобные ионы) на фоне аксиального вектора b_μ. Ключевой задачей здесь является построение собственных функций электрона в кулоновском потенциале. Эта задача до сих пор не обсуждалась в публикациях; вместо этого исследования касались, в основном, спектроскопических предсказаний с использованием теории возмущений. Нахождение же собственных функций электрона позволяет еще и исследовать радиационные свойства атома водорода, т.е. взаимодействие с фотонами.

Методы

Мы ограничились наличием *малой* b_μ-поправки к электродинамике, приближением неподвижного ядра и одночастичным приближением (т.е. квантовой механикой). Кроме того, считалось, что ядро создает чисто кулоновский потенциал. В нашем исследовании мы использовали метод разложения в ряд по b_μ, вплоть до второго порядка. Основной интерес представляет константа b_0, т.к. именно она нарушает P-четность в атоме и имеет наименее слабые экспериментальные ограничения, $|b_0| \leq 10^{-2}$ эВ. В то же время, P-четность в атомах может нарушаться и за счет слабого взаимодействия [4, 5, 6, 7].

Волновые функции собственных состояний электрона в центральном потенциале мы получили, разлагая решение уравнения Дирака в ряд по b_0, а также с использованием выведенного нами квазирелятивистского волнового уравнения (т.н. $1/c^2$-приближение [2, 3]). Кроме того, унитарное преобразование позволяет приближенно свести поведение электрона во внешнем *электромагнитном* поле при $b_\mu \neq 0$ к поведению при $b_\mu = 0$ электрона, обладающего недираковскими электрическим и магнитным моментами, а также выразить собственные функции электрона при $b_\mu \neq 0$ через их вид при $b_\mu = 0$, даже если он неизвестен. Последнее позволяет, например, неявно решить уравнение Дирака в произвольном центральном потенциале в случае ненулевого b_0.

Результаты

Нами были найдены решения уравнения Дирака для электрона в центральном поле в квадратичном приближении по b_0, выражающиеся через решения при $b_0 = 0$. В

кулоновском поле решения могут быть записаны явно. Из-за нарушения четности снимается вырождение энергии по квантовому числу $l = j \pm 1/2$, специфичное для кулоновского поля:

$$\Delta E(j) \equiv E(n, l = j + 1/2, j) - E(n, l = j - 1/2, j) = (2j+1)b_0^2 / m_e c^2,$$

где m_e — масса электрона. Полученное расщепление для состояний $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ в атоме водорода имеет величину $|\Delta E(1/2)| \le 10^5$ Гц, что на четыре порядка меньше лэмбовского сдвига, однако, в отличие от последнего, существующего лишь для состояний с $j = 1/2$, расщепление, связанное с нарушением четности, растет с увеличением j, поэтому, в принципе, доступно для экспериментального исследования.

Рассматривая более общую задачу о взаимодействии с внешним электромагнитным полем электрона, находящегося в сферически-симметричной потенциальной яме, можно явно указать калибровочно-инвариантное унитарное преобразование, сводящее линейные и квадратичные по b_0 эффекты к расщеплению энергии $\Delta E(j)$, поправкам к электрическому и магнитному дипольным моментам электрона и специфическому нелинейному по внешнему полю и b_0 взаимодействию. Наличие недираковских дипольных моментов приводит к появлению у электронной оболочки ненулевого *анапольного* момента [4], отсутствующего у систем с ненарушенной пространственной четностью.

Наконец, при ненулевом b_0 наблюдается нарушение симметрии диаграммы направленности спонтанного $E1$-излучения *поляризованного* по магнитному квантовому числу атома водорода. Степень асимметрии имеет порядок $|b_0| / m_e c^2 \le 2 \cdot 10^{-8}$. Это *линейное* по b_0 отклонение от центральной симметрии исчезает для *неполяризованных* атомов, что является следствием ненарушенной при $b_0 \ne 0$ $SO(3)$-инвариантности.

Тезисы доклада основаны на результатах одноименной дипломной работы, написанной автором под руководством д.ф.-м.н., профессора Жуковского В.Ч.

Автор выражает признательность д.ф.-м.н., профессору Жуковскому В.Ч. за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: okharl@mail.ru

Литература

1. Colladay D., Kostelecký V.A. // Phys. Rev. 1998, **D58**, p.116002; *hep-ph/9809521*.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т.4, М.: Наука, 1989.
3. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч. Квантовая механика, М.: Наука, 1979.
4. Зельдович Я.Б. // ЖЭТФ 1957, **33**, стр.1531.
5. Curtis Michel F. // Phys.Rev. 1965, **138B**, p.408.
6. Bouchiat M.A., Bouchiat M.A. // Phys. Lett. 1974, **48B**, p.111.
7. Хриплович И.Б. // УФН 1988, том **155**, вып.2, стр.325.
8. Kostelecký V.A., Lane C.D. // J.Math.Phys. 1999, **40**, p.6245; *hep-ph/9909542*.
9. Ferreira Jr. M.M., Moucherek F.M.O. // J.Math.Phys. 1999, **40**, p.6245; *hep-ph/9909542*.

ЭВОЛЮЦИЯ ПОНЯТИЯ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВОЙ ФИЗИКЕ И ОПТИКЕ.

Хильманович В.Н.

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Беларусь

Понятие плотности состояний является, несомненно, важным в современной физике, так как используется во многих её разделах. История возникновения и развития

понятия интересна как в физическом, так и в историческом плане. Понятие плотности состояний является одним из основных в квантовой физике, оно применяется при описании свойств квантовых частиц, расчете вероятностей квантовых переходов, описании электронных процессов в конденсированных средах, а также процессов взаимодействия квантовых систем с электромагнитным излучением. Понятие плотности состояний возникло впервые в оптике при описании электромагнитных волн, затем было перенесено на квантовые частиц, а в последние годы в связи с развитием наноэлектроники и нанооптики это понятие играет все большую роль в современных исследованиях и наполняется новым содержанием. В связи с этим представляется целесообразным проследить историю возникновения и трансформации понятия плотности состояний.

Впервые оно было введено в оптику лордом Рэлеем в 1900г.[1]. Дальнейшее развитие определил М. Планк. Первые заметки о связи понятия плотности состояний с выделенной в пространстве элементарной ячейкой с объемом h, в работах М.Планка восходят к 1906г.[2]. и продолжены в 1911г.[3] и 1916г.[4]. С 1923г. впервые применено понятие плотность состояний к атомам в работах де Бройля [5]. Обнаружена связь плотности состояний с коэффициентами для спонтанных и вынужденных переходов в работах А.Эйнштейна [6]. С 1924г. плотность состояний была введена в статистическую физику благодаря работам С.Н.Бозе [7]. Далее и А.Эйнштейн (1924г.) и Э.Ферми (1926г.) использовали плотность состояний для построения квантовой теории одноатомного газа. П.Дирак применил формулу плотности состояний для электронов и расчета вероятности спонтанных переходов [8]. В.Гейзенберг, М.Борн и П.Иордан использовали плотность состояний для расчета флуктуаций энергии электромагнитного излучения. Интересно отметить, что ученые в этот промежуток времени активно использовали выражение плотности состояний, но избегали специального обозначения. На существование связи плотности состояний и соотношения неопределенностей указывал также В.Гейзенберг [9]. Значимость и важность плотности состояний подчеркивается и далее, например, в пионерской работе Е.М.Парселла 1946г. и Р. Лоудона в «Квантовой теории света» 1973г. Р.Фейнман в «Квантовой электродинамике» 1961г. употребляет термин «плотность состояний» применительно к фотонам. В.М.Файн в «Квантовой радиофизике» в разделе о понятии плотности числа фотонов применяет термин «плотность состояний» к модам электромагнитного поля. Применительно к излучению термин «плотность состояний» в последние десятилетия стал общепринятым после того, когда исследование испускания света в сложных неоднородных структурах с пространственной локализацией электромагнитных волн потребовало явного расчета спектральной плотности мод вместо функций для свободного пространства.

Таким образом, получив развитие в теории электромагнитных волн, понятие «плотность состояний» впоследствии было перенесено на частицы в квантовой механике, введено в статистическую физику, получило широкое применение в квантовой теории твердого тела. В последнее время обобщено на сложные среды, его развитие во многом определяет прогресс в области нанофотоники.

E-mail: valentina-gr@yandex.ru

Литература

1.Lord Rayleigh (Stratt J.W.) Philos. Mag., 49, 539-540, (1900). Рус. пер. в кн.. Шёпф Х-Г. От Кирхгофа до Планка (Москва: Мир 1981) с.164-166.

2. Plank M. Theorie der Warmestrahlung, Leipzig, 1906, 122-127.

3.Планк М. Законы теплового излучения и гипотеза элементарного кванта действия, доклад, прочитанный на 1 Сольвеевском конгрессе в 1911г.,Избранные труды, Москва: Наука-1975 с.282-309.

4.Plank M. Ann. Phys., 1916, 50, 385-418/ Планк М. Избранные труды Москва: Наука-1975 с.339-369

5. De Broglie L. Compt. Rend. 1923, 177, 630/ Де Бройль Л. 1967, УФН, т.93, в.1, с.182-183.

6.Einstein A. Phys. Ges., 1916,18, 318-323/ Эйнштейн А. Собрание научных трудов, т.3, Москва: Наука – 1966 с.386-392.

7.Бозе С.Н. Закон Планка и гипотеза световых квантов / Эйнштейн А. Собрание научных трудов, Приложение, т.3, Москва: Наука – 1966 с.475-478.

8.Dirak P.A.M. Proc. Roy.Soc. A. 1927,114, 243-265/ Дирак П.А.М. Собрание научных трудов, т.2, Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2003, с.285-307.

9.Heisenberg W. Zs. Phys. 1927,43,172 / УФН 1977, 122, 651-671

ДИРАКОВСКАЯ ЧАСТИЦА В РАСШИРЕННОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Мурчикова Е.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Лоренц-инвариантность физических законов многие десятилетия считалась одним из наиболее фундаментальных законов природы и практически не подвергалась сомнению, она была подтверждена в экспериментах с высочайшей точностью [1]. Однако в последние годы появился ряд указаний на нарушение лоренц-инвариантности, например, в такой фундаментальной теории как теория струн.

В настоящее время существует множество теорий, содержащих гипотезу нарушения лоренц-инвариантности, но наиболее полная и непротиворечивая из них – расширенная стандартная модель (SME) [2,3], которая к тому же включает в себя, как частные случаи, большинство других физически разумных теорий с упомянутым нарушением.

Уравнение Дирака, отвечающее лагранжиану SME в присутствии аксиально-векторного и тензорного конденсатов, имеет вид:

$$\left(i\hat{\partial}-\frac{i}{2}\mu_0 F^{\mu\nu}\sigma_{\mu\nu}-\frac{1}{2}\hat{f}(1+\gamma^5)-m\right)\Psi=0\,, \qquad (1)$$

где f^{μ}, $F^{\mu\nu}$, μ_0 – постоянные величины; $\hat{a}=a_{\mu}\gamma^{\mu}$.

Рассматриваемое уравнение, интересно еще и тем, что может быть интерпретировано как уравнение, описывающее поведение массивного нейтрального лептона (нейтрино) в плотной среде в присутствии сильного электромагнитного поля [4,5]. В этом случае μ_0 – аномальный магнитный момент частицы; $F^{\mu\nu}$ – тензор внешнего электромагнитного поля; f^{μ} представляет собой линейную комбинацию 4-векторов токов и поляризаций фермионов среды.

В случае, когда выполняются соотношения:

$$F^{\mu\nu}f_{\nu}=0,\;\; F^{\mu\nu}H_{\nu\alpha}=-\delta^{\mu}_{\alpha}(EH)=0, \qquad (2)$$

где $H^{\mu\nu}=-\frac{1}{2}e^{\mu\nu\rho\lambda}F_{\rho\lambda}$ – тензор, дуальный тензору $F^{\mu\nu}$ (тензору электромагнитного поля), решение уравнения (1) может быть найдено в виде [6]:

$$\Psi(x)=U(\tau(x))\Psi_0(x)\,,$$

где $\Psi_0(x)=e^{-iqx}(\hat{q}+m)(1-\gamma^5\hat{S}_0)\psi_0$ – решение уравнения Дирака для свободной частицы в стандартной модели; $U(\tau(x))$ – резольвента классического уравнения эволюции спина, ψ_0 – постоянный биспинор; q^{μ} – кинетический импульс частицы ($q^2=m^2$).

Если вектор S_0^{μ} выбрать таким образом, что:

$$S_0^\mu = S_{tp}^\mu = \frac{q^\mu(\varphi q)/m - \varphi^\mu m}{\sqrt{(\varphi q)^2 - \varphi^2 m^2}},$$

то нормированное выражение для волновой функции примет следующий вид:

$$\Psi(x) = \left|1+\zeta\frac{(f\varphi)}{2\sqrt{(\varphi q)^2 - m^2\varphi^2}}\right| \sqrt{\left|1+\zeta\frac{\mu_0(H\varphi)-4\mu_0^2(I_1)}{\sqrt{(\varphi q)^2 - m^2\varphi^2}}\right|} \times e^{-i(Px)}(\hat{q}+m)\left[1-\zeta\gamma^5\hat{S}_{tp}\right]\psi_0 .$$

Здесь $\varphi^\mu = f^\mu + 2\mu_0 H^{\mu\nu} q_\nu / m_\nu$, $H^\mu = H^{\mu\nu} q_\nu$, $\zeta = \pm 1$ – знак проекции спина частицы на направление S_{tp}^μ; $I_1 = \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ – первый инвариант тензора $F^{\mu\nu}$ (тензора электромагнитного поля). При этом канонический импульс частицы имеет вид:

$$P^\mu = q^\mu\left(1+\zeta\frac{(f\varphi)}{2\sqrt{(\varphi q)^2 - \varphi^2 m_\nu^2}}\right) + \frac{f^\mu}{2}\left(1-\zeta\frac{\sqrt{(\varphi q)^2 - \varphi^2 m_\nu^2}}{(\varphi q)}\right) - \zeta\varphi^\mu \frac{(f\varphi)m^2}{2(\varphi q)\sqrt{(\varphi q)^2 - \varphi^2 m_\nu^2}} .$$

Полученная волновая функция является собственной функцией оператора соответствующего оператору проекции кинетического импульса и оператору поляризации частицы.

Из формы выражения для волновой функции легко заметить, что частицы находясь в конденсатах, удовлетворяющих условиям (2) ведут себя как свободные, т.е. движутся с постоянной скоростью и сохраняют знак поляризации.

Модифицированный присутствием конденсатов закон дисперсии частицы:

$$P^2 = m^2 + (Pf) - \frac{f^2}{2} - 2\mu_0^2 I_1 - \zeta\sqrt{\left\{1+8\mu_0^2\frac{I_1}{f^2}\right\}\left\{(Pf)-\frac{f^2}{2}\right\}^2 - \frac{m^2}{f^2}\left\{2\frac{\mu_0}{m}(f^\mu H_{\mu\nu}P^\nu)+f^2\right\}^2}$$

приводит к тому, что для частиц открываются новые каналы реакций. В частном случае, когда $F^{\mu\nu} = 0$ и отлична от нуля только временная компонента вектора f^μ, было показано, что как электрон [7], так и нейтрино [8], могут спонтанно излучать фотоны. Также возможен процесс рождения пар фермионов фотонами с вакуумным законом дисперсии [7,9].

Выражаю глубокую благодарность моему научному руководителю д.ф.-м.н., в.н.с. Лобанову А.Е., а также проф. Жуковскому В.Ч. и проф. Борисову А.В.

E-mail: murchikova@yahoo.com

Литература

1. K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
2. D. Colladay, V.A. Kostelecky, Phys. Rev. D **55**, 6760 (1997).
3. D. Colladay, V.A. Kostelecky, Phys. Rev. D **58**, 116002 (1998).
4. P.B. Pal, T.N. Pham, Phys. Rev. D **40**, 259 (1989).
5. J.F. Nieves, Phys. Rev. D **40**, 866 (1989).
6. A.E. Lobanov, Phys. Lett. B **619**, 136 (2005).
7. Ch. Zukovsky, A.E. Lobanov, E.M. Murchikova, Phys. Rev. D **73**, 065016 (2006).
8. A.E. Lobanov, Phys. Lett. B **619**, 136 (2005).
9. A.E. Lobanov, Phys. Lett. B **637**, 274 (2006).

ИЗУЧЕНИЕ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИЙ В СЛОЖНЫХ СИСТЕМАХ

Панищев О.Ю.

Татарский гос. гуманитарно-педагогический университет, г. Казань

Введение

Реальные системы являются одним из наиболее сложных объектов изучения для современной статистической физики. Прежде всего, это объясняется тем, что такие системы включают в себя большое число взаимодействующих компонентов и имеют огромное число степеней свободы. Помимо этого, природные объекты являются открытыми диссипативными системами, которые взаимодействуют с внешней средой, обмениваются с ней веществом, энергией и информацией. В связи с этим поведение таких систем характеризуется нелинейностью, нестационарностью и неравновесностью. Исследование эволюции сложной системы, как правило, осуществляется на основе комплексного анализа динамики какого-либо сигнала, продуцируемого такой системой.

Однако существует особый класс сложных систем, изучить которые, анализируя динамику лишь одного параметра, крайне затруднительно или вообще невозможно. Эта трудность обусловлена тем, что подобная система состоит из отдельных специализированных подсистем, каждая из которых продуцирует собственный сигнал и находится во взаимодействии с остальными. Такие проблемы возникают также, когда значение изучаемой случайной величины зависит от большого числа внешних факторов, имеющих в свою очередь случайный характер. В решении таких задач используются методы кросс- и мульти-корреляционного анализа.

Методы

В работе предложен новый метод анализа и описания кросс-корреляций в сложных дискретных системах, разработанный на основе теории дискретных немарковских случайных процессов. Данная теория оказалась полезной при исследовании поведения сложных систем в области биологии [1], физики [2], сейсмологии [3] и медицины [4–6]. Получаемые в рамках статистической теории количественные показатели и качественные критерии позволяют эффективно описывать стохастическую динамику исследуемого процесса и получать детальную информацию о скрытых коллективных закономерностях изучаемого явления.

Суть предложенного метода заключается в следующем. При помощи техники проекционных операторов Цванцига-Мори [7, 8] осуществляется последовательное построение временной кросс-корреляционной функции (ККФ), кросс-корреляционных функций памяти старшего порядка, ортогональных динамических переменных, частотной зависимости параметра немарковости.

В работе выполнен анализ перекрестных корреляций, проявляющихся в динамике вызванных потенциалов магнитоэлектрической активности височной и затылочной областей коры головного мозга здоровых людей (группа из 9 человек) и пациента с фоточувствительной эпилепсией. Фоточувствительная эпилепсия представляет собой разновидность эпилепсии, при которой эпилептические приступы провоцируются ритмическими световыми вспышками. Регистрация исходных сигналов осуществлялась посредством SQUID-сенсоров, расположенных на поверхности головы. Нейромагнитные отклики были вызваны при помощи красно-голубого зрительного мерцающего стимула [9, 10].

Результаты

Проведенный анализ вычисляемых параметров позволил выявить резкие различия в динамических, спектральных и релаксационных характеристиках, определяющих динамику сигналов мозга здоровых людей и пациента с фоточувствительной эпилепси-

ей. В частности, поведение спектров мощности исходной ККФ и функций памяти младшего порядка отражает появление в функционировании мозга при фоточувствительной эпилепсии дополнительных периодических и квазипериодических процессов. Данные процессы, возможно, являются причиной аномальной коллективной активности нейронов, т.е. возникновения эпилептического приступа. В целом в динамике нейромагнитных откликов, продуцируемых рассмотренными областями коры головного мозга, обнаруживается более высокая степень коррелированности для здоровых людей, по сравнению с больным человеком. Кроме того, в динамике нейромагнитных откликов данных участков коры головного мозга ярко проявляются марковские эффекты у здоровых людей и сильные немарковские эффекты у пациента с фоточувствительной эпилепсией.

Заключение

Полученные результаты указывают на высокую информативность вычисленных характеристик и параметров, используемых для описания кросс-корреляций в дискретных живых системах. Использование методов статистической физики открывает принципиально новые возможности в понимании особенностей и закономерностей функционирования головного мозга человека.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проводимых в рамках гранта Федерального агентства по образованию Министерства образования и науки РФ (грант № РНП.2.1.1.741) и гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 05-02-16639-а).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Юльметьеву Р.М. и н.с. Дёмину С.А. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: oleg@theory.kazan-spu.ru

Литература

1. Goychuk, I., Hänggi, P. (2003) Non-Markovian stochastic resonance // Phys. Rev. Lett., № 91, p. 070601-1–4.

2. Yulmetyev, R., Mokshin, A., Scopigno, M., Hänggi, P. (2003) New evidence for the idea of timescale invariance of relaxation processes in simple liquids: the case of molten sodium // J. Phys.: Condens. Matter, №. 15, p. 2235–2257.

3. Yulmetyev, R., Gafarov, F., Hänggi, P., Nigmatullin, R., Kayumov, S. (2001) Possibility between earthquake and explosion seismogram differentiation by discrete stochastic non-Markov processes and local Hurst exponent analysis // Phys. Rev. E, №. 64, p. 066132-1–14.

4. Yulmetyev, R., Hänggi, P., Gafarov, F. (2000) Stochastic dynamics of time correlation in complex systems with discrete current time // Phys. Rev. E, №. 62, p. 6178–6194.

5. Yulmetyev, R.M., Demin, S.A., Panischev, O.Yu., Hänggi, P. (2005) Age-related alterations of relaxation processes and non-Markov effects in stochastic dynamics of R-R intervals variability from human ECGs // Physica A, №. 353, p. 336–352.

6. Yulmetyev, R.M., Demin, S.A., Panischev, O.Yu., Hänggi, P., Timashev, S.F., Vstovsky, G.V. (2006) Regular and stochastic behavior of Parkinsonian pathological tremor signals // Physica A, №. 369, p. 655–678.

7. Zwanzig, R. (1961) Memory effects in irreversible thermodynamics. // Phys. Rev., № 124, p. 983-992.

8. Mori, H. (1965) A continued fraction representation in the time correlation functions. // Prog. Theor. Phys., №. 34, p. 399-416.

9. Watanabe, K., Imada, T., Nihei, K., Shimojo, S. (2002) Neuromagnetic responses to chromatic flicker: Implications for photosensitivity // Neuroreport, № 13, p. 2161–2165.

10. Bhattacharya, J., Watanabe, K., Shimojo, Sh. (2004) Nonlinear dynamics of evoked neuromagnetic responses signifies potential defensive mechanisms against photosensitivity // Int. J. Bif. Chaos, №. 14, p. 2701–2720.

МАКСИМАЛЬНЫЙ МИКРООБЪЕМ, КАК АКТИВНОСТЬ

Шафиеи А.Ф.

МГУ инженерной экологии, г. Москва

Существующая практика расчёта разделительных массообменных процессов многокомпонентных смесей основана на полуэмпирических понятиях, с последующим введением поправочного коэффициента – так называемого коэффициента активности.

Значение коэффициентов активности только на основе термодинамики рассчитать нельзя. Однако для этого предложено множество математических моделей, не относящихся к термодинамическому происхождению.

В настоящей работе предпринята попытка решения этой задачи на более широкой теоретической основе.

Настоящая работа основана на обобщенном термодинамическом подходе [1], развиваемом в Московском государственном университете инженерной экологии. Исходная гипотеза этого подхода приводит к выводу о существовании в системе, мерцающих короткоживущих кластерных образований – макроячеек (максимальных микрообъёмов). Объём макроячейки зависит только от температуры и составляет:

$$V = (4/3)\pi r^3 = (\pi/6)(c\hbar/kT)^3 \qquad (1)$$

где $r = c\Delta t = c\hbar/2kT$ – радиус макроячейки; $\Delta t = \hbar/2kT$ – максимальный микроскопический интервал времени; $\hbar, k, c$- постоянные Планка, Больцмана и фундаментальной скорости [1].

Из (1) непосредственно следует, что равновесные фазы, имеющие одинаковые температуры, должны обладать и одинаковыми максимальными микрообъемами.

В работе [2] предложено, что для представления неидеальной системы в общем случае необходимо перейти от мольных долей *i*-ого компонента к долям максимальных микрообъемов каждого компонента, высказано предположение, что известное понятие активности («исправленная» мольная концентрация), есть концентрация максимальных микрообъёмов.

Из работы [2] следует, что значение коэффициента активности для жидкой и паровой фазы соответственно принимают вид:

$$\gamma_{xi} = x_i^\circ / x_i = (\sum_{n=1}^{n=m} x_n a_{in})^{-1},\ \gamma_{yi} = y_i^\circ / y_i = (\sum_{n=1}^{n=m} y_n b_{in})^{-1},\ (i = \overline{1,m}),$$

где γ_{xi}, γ_{yi}, x_i, y_i, x_i°, y_i° – коэффициенты активности, мольные доли *i*-ого компонента, доли максимальных микрообъемов жидкой и паровой фаз; *n, i*– номера текущего компонента; *m* – число компонентов; $a_{in} = a_n / a_i = (M_n / M_i)(\rho_{ix} / \rho_{ni})$; $b_{in} = b_n / b_i = z_n P_i / z_i P_n$; M_i, M_n, P_i, P_n, z_i, z_n – молекулярные массы, давление насыщенных паров, коэффициенты сжимаемости *i*-ого и *n*-ого компонента; ρ_{ix} и ρ_{nx} – плотности *i*-ого и *n*-ого компонентов в жидкой фазе.

Научный руководитель: профессор, д.т.н. Майков В.П.

E-mail: arman@chemist .com

Литература

1. Майков В.П. Расширенная версия классической термодинамики – физика дискретного пространства-времени. – М.: МГУИЭ – 1997. 160 с.

2. Майков В.П. Шафиеи А.Ф. Об информационной трактовке идеальных и недеальных систем. Математические методы в технике и технологиях. Сборник трудов XIX международной научной конференции. Воронеж 2006. Том 1. С. 145.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СПИНОВОГО СВЕТА ЭЛЕКТРОНА В СРЕДЕ

Шинкевич С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследование процессов, протекающих в сильных внешних полях или плотных средах, является актуальной задачей не только для современной физики элементарных частиц, но также привлекает внимание многих специалистов других областей. На основе данных процессов возможно как исследование структуры и свойств фундаментальных частиц и их взаимодействий, так и описание эволюции разнообразных астрофизических и космологических объектов.

В настоящей работе исследуется движение электронов в присутствии среды на основе общего подхода к изучению взаимодействий элементарных частиц во внешних полях и средах, который базируется на методе точных решений для волновых функций частиц с учетом действия указанных внешних факторов. Основы метода были разработаны в 50–60-х годах прошлого столетия при изучении синхротронного излучения и квантовоэлектродинамических процессов в магнитном поле. В серии недавно выполненных работ [1-6] указанный метод применяется для описания влияния внешней среды на различные процессы с участием нейтрино и заряженных лептонов (электронов).

На основе указанного квантового подхода в работе исследуется движение электронов в присутствии среды и детально изучается возникающее при этом явление спинового света электрона (*SLe*) в среде – новый тип электромагнитного излучения электрона [2, 3, 5]. Следует отметить, что впервые термин «спиновый свет электрона» был введен в работе [6] для обозначения части излучения электрона в магнитном поле, связанного с наличием внутреннего магнитного момента.

В данной работе продолжено развитие квантового подхода к описанию процессов взаимодействия движущихся частиц со средой, основанного на нахождении точного решения модифицированного уравнения Дирака для волновых функций частиц. Указанный метод применен для исследования распространения электрона в плотной среде. При этом получено модифицированное уравнение Дирака для электрона с учётом взаимодействия со средой в рамках стандартной модели взаимодействий. Найдено и проанализировано точное решение данного уравнения и энергетический спектр состояний электрона. Обнаружен и изучен новый тип электромагнитного излучения (спиновый свет) электрона, движущегося в среде из нейтронов [7], в предположении, что на длине волны де Бройля для электрона находится макроскопически большое число частиц среды. Получены общие выражения для ширины канала данного процесса $e \to e + \gamma$ и интенсивности излучения. Проведен детальный анализ зависимости интенсивности излучения от энергии электрона и плотности среды. Рассмотрены предельные случаи протекания процесса и приведены характерные оценки времени излучения *SLe*. Изучены поляризационные свойства спинового света электрона в среде в отношении линейной и круговой поляризации испущенного фотона.

Исследованные свойства спинового света электрона позволяют сделать вывод о его важности для ряда задач астрофизики. Они также могут иметь значение для его экспериментальной идентификации от плотных астрофизических и космологических объектов.

Автор выражает признательность м.н.с. Григорьеву А.В. за ценные замечания по данной проблеме.

E–mail: shinkevich@gmail.com

Литература

1. Grigoriev A., Studenikin A., Ternov A. (2005) // Phys.Lett. B, Vol. 622, p. 199.

2. Grigoriev A., Shinkevich S., Studenikin A., Ternov A., Trofimov I. (2006) Spin light of electron in matter // Particle Physics at the Year of 250-th Anniversary of Moscow University. Singapore: World Scientific, pp. 73–77, hep-ph/0611103, hep-ph/0611128.

3. Studenikin A. (2006) // Ann.Fond. de Broglie, Vol. 31, no. 2-3, hep-ph/0611100.

4. Lobanov A.E. (2005) // Phys.Lett. B, Vol. 619, pp. 136–144, hep-ph/0506007.

5. Григорьев А.В., Студеникин А.И., Тернов А.И., Трофимов И.Е., Шинкевич С.А. (2007) Новый механизм электромагнитного излучения электрона в среде (спиновый свет) // Изв. ВУЗов. Физика, №8.

6. Багров В.Г., Бордовицын В.А., Тернов И.М. (1995) Спиновый свет // УФН, Т. 165, № 9, с. 1083.

7. Bethe H. Theory of nuclear matter (1971) // Palo Alto, California.

РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ: МАЙОРАНОВСКИЙ И СУПЕРСИММЕТРИЧНЫЕ МЕХАНИЗМЫ С ТРИЛИНЕЙНЫМ И БИЛИНЕЙНЫМ НАРУШЕНИЕМ R-ЧЕТНОСТИ

Сидорова М.В.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

В стандартной модели электрослабых взаимодействий (СМ) процессы, нарушающие лептонное число запрещены, благодаря закону сохранения барионного B и лептонного L чисел во всех порядках перенормируемой теории возмущений. Однако в теориях вне стандартной модели ожидается несохранение этих чисел. Поэтому исследование реакций, в которых рождается пара одинаково заряженных лептонов (дилептон), позволяет получить информацию о новой физике, не описываемой стандартной моделью. Наиболее изученным теоретически процессом такого типа является безнейтринный двойной бета-распад ядер, поиски которого продолжаются в течение многих лет.

Механизмы изменения лептонного числа могут включать обмен майорановскими нейтрино, суперсимметричными майорановскими частицами, скалярными билинеарами (дважды заряженными скалярами из состава хиггсовского триплета), лептокварками, правыми W-бозонами и др.

В данной работе рассмотрены редкие распады псевдоскалярных мезонов K, D, D_s и B типа $M^+ \to M'^- \ell^+ \ell'^+$ ($\ell, \ell' = e, \mu$ - лептоны), которые обусловлены майорановским механизмом (обменом майорановскими нейтрино: легкими и тяжелыми) [1,2] и в рамках суперсимметричного расширения стандартной модели с несохранением R-четности, обусловленного трилинейными [3,4] и билинейными юкавскими взаимодействиями.

С использованием известных ограничений на константы, присутствующие в этих моделях, найдены оценки вероятностей рассмотренных распадов. Проведено сравнение майорановского, билинейного и трилинейного механизмов редких распадов мезонов и показано, что доминирующим на данный момент механизмом является трилинейный. Дело в том, что вероятности распадов, обусловленных обменом тяжелыми (легкими) майорановскими нейтрино пропорциональны соответствующим квадратам модулей эффективных обратных (прямых) масс. Для них уже имеются достаточно жесткие ограничения сверху, причем самые сильные следуют из безнейтринного двойного бета-распада (БДБР), в отличие от пока еще сравнительно слабых ограничений на трилинейные юкавские константы. Похожая ситуация имеет место в случае билинейного суперсимметричного механизма распадов, где есть достаточно жесткие ограничения сверху на билинейные юкавские константы. Ранее основное внимание уделялось феноменологии трилинейных юкавских констант. Было широко распространено мнение, что билинейные слагаемые можно исключить из теории соответствующим переопределением полей. Однако, это утверждение неверно, если в лагранжиане теории присутствуют члены, нарушающие суперсимметрию мягко. Билинейное нарушение R-четности обеспечивает ненулевое вакуумное ожидание суперпартнерам нейтринных полей и приводит к естественному возникновению массы у нейтрино.

E-mail: mvsid@rambler.ru

Научный руководитель – проф. Борисов Анатолий Викторович.

E-mail: borisov@phys.msu.ru

1. Ali A., Borisov A. V., Zamorin N. B. // Eur .Phys. J. C. 2001 **21.** P.12(hep-ph/0104123).

2. Али А., Борисов А. В., Сидорова М. В. //ЯФ. 2006. **69.** N3 P. 497-506

3. Али А., Борисов А. В., Сидорова М. В. // Вестник МУ. 2007 (hep-ph/0603173).

4. Littenberg L. S., Shrock R. // Phys. Lett. B. 2000. **491.** P. 285 (hep-ph/0005285).

УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА-ЛАНЖЕВЕНА-КОСТИНА С ДИССИПАТИВНЫМ СЛАГАЕМЫМ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМЕ

Смирновский А.А.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Введение

В настоящее время происходит интенсивное развитие нанотехнологий, приборов и одноэлектронных систем. Поэтому исследование квантовых динамических закономерностей имеет большое значение для развития фундаментальной науки и приложений. В реальных случаях необходимо учитывать влияние внешней среды на рассматриваемый квантовый объект. В настоящее время имеется несколько способов учета влияния диссипации. Здесь рассмотрен феноменологический подход, приводящий к уравнению Шредингера-Ланжевена-Костина [Kostin, 1972]. Это уравнение использовалось для решения прикладных и фундаментальных задач многими исследователями [Weiner, 1974; Van, 2004]. Автором предложено обобщение формы диссипативного слагаемого в этом уравнении, которое открывает более широкие возможности для моделирования диссипативных процессов.

Переформулировка уравнения Шредингера-Ланжевена Костина

Исходное одномерное уравнение Шредингера-Ланжевена-Костина может быть записано в виде [Kostin, 1972]:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial\tau}=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+U\psi-\frac{i\tilde{k}\hbar}{2}\psi\left(ln\frac{\psi}{\psi^*}-\left\langle ln\frac{\psi}{\psi^*}\right\rangle\right)+xF(t), \qquad (1)$$

где $F(t)$ - случайная сила (в дальнейшем будет опущена). Слагаемое с логарифмом отвечает за диссипацию (угловые скобки означают квантово-механическое среднее значение). Если перейти к уравнениям Эренфеста, то получим диссипативную силу $-k\langle V\rangle$. Записав уравнение в форме Маделунга, получим диссипативное слагаемое в виде $-kV$ (V - полевая скорость); такое уравнение было применено для решения задачи о движении электрона в поле непрерывного заряда [Санин, 1994].

В рамках уравнения (1) было проведено численное моделирование динамики квантовой системы для квадратичного потенциала и потенциала с двойной ямой, ограниченного непроницаемыми стенками [Smirnovsky, 2006]. Были вычислены средние значения динамических переменных, а также их Фурье-спектры, построены карты уровней плотности вероятности. Проведенные расчеты показали, что для квадратичного потенциала выполняется принцип соответствия. В случае, когда внешняя сила отсутствует, решения стремились к основному состоянию, как для квадратичного потенциала, так и для потенциала с двойной ямой. Такое поведение решений уравнения (1) было также отмечено другими авторами [Van, 2004]. В статье [Ushveridze, 1994], используя уравнение Дёбнера-Голдина, было установлено, что для квадратичного потенциала происходит переход в основное состояния. Вопрос об устойчивости высших состояний для уравнения Дёбнера-Голдина остался открытым. Однако, как было показано автором настоящей работы, для уравнения (1) все высшие стационарные состояния оказываются неустойчивыми. В этой связи целесообразно получить такую диссипативную силу, для которой высшие стационарные состояния оказываются устойчивыми. Автором было предложено ввести в (1) зависимость коэффициента трения от координаты. Однако для этого необходимо переформулировать уравнение (1).

Известно, что квантовое действие S и полевая скорость V определяются как: $S=-i\hbar/2\ln\left(\psi/\psi^*\right)$, $V=1/m\ \partial S/\partial x$. Тогда диссипативное слагаемое в уравнении (1) можно переписать в интегральной форме:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+U\psi+\psi\left(\int_{x_0}^{x}kVdx-\left\langle\int_{x_0}^{x}kVdx\right\rangle\right), \qquad (2)$$

где $k=\tilde{k}/m$. (Можно показать, что выбор нижнего предела интегрирования не играет роли.)

В рассматриваемой здесь задаче вместо подынтегрального выражения для силы в (2) формально введена функция $f(x,V)$, зависящая не только от скорости, но и от координаты:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+U\psi+\psi\left(\int_{x_0}^{x}f(x,V)dx-\left\langle\int_{x_0}^{x}f(x,V)dx\right\rangle\right),$$

из которого, положив $f(x)=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\dot{N}}{N}\right)$ ($N=\psi^*\psi$), сразу получим уравнение Дёбнера-Голдина, но с дополнительным усредненным слагаемым (можно показать, что оно не играет роли в динамике системы).

Уравнение (2) позволяет рассмотреть случай, когда коэффициент трения зависит от координаты: $k=k(x)$. Из проведенного автором исследования для квадратичного потенциала в случае $k(x)\sim\left(x^2-L^2\right)$ следует, что вблизи некоторого высшего стационарного состояния (определяемого значением L) наблюдаются небольшие осцилляции средней координаты на частоте, близкой к одной из высших гармоник собственной час-

тоты осциллятора. Если устремить L к нулю, то происходит переход в основное стационарное состояние.

E-mail: smirta@mail.ru.

Литература

1. M.D. Kostin (1972) On the Schrödinger-Langevin equation // The Journ. of Chem. Phys., vol. 57, No 9, p. 3589-3591.

2. J.H. Weiner, R.E. Forman (1974) Rate theory for solids. V. Quantum Brownian-motion model // Phys. Rev. B. vol. 10, N2, p. 325-337.

3. P. Ván, T. Fülöp (2004) Stability of stationary solutions of the Schrödinger-Langevin equation // Physics Letters A, 323, p. 374-381.

4. A.A. Smirnovsky (2006) Temporal resonances and structures in quantum systems under dissipation. Proc. SPAS jointly UWM. Tenth Intern. Workshop on New Appr. to High-Tech.: NDTSC-2006, 5-8 July 2006, Olsztyn, Poland.

5. А.Л. Санин (1994) Квантовый транспорт электрона в пространстве с однородным положительным зарядом и световой волной // Оптика и спектроскопия, т. 77, №5, стр. 822-826.

6. A.G. Ushveridze (1994) Dissipative quantum mechanics. A special Doebner-Goldin equation, its properties and exact solutions // Phys. Lett. A, vol. 185, p. 123-127

7. A.G. Ushveridze (1994) The special Doebner-Goldin equation as a fundamental equation of dissipative quantum mechanics // Phys. Lett. A, vol. 185, p. 128-132

«ТИХИЙ» ФАЗОВЫЙ КУБИТ: ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ

Соседко Д.Н., Кленов Н.В

МГУ им. М.В. Ломоносова

В последние годы было создано несколько различных джозефсоновких фазовых битов (кубитов) – квантовомеханических систем , состояния которых представимы в виде когерентной суперпозиции двух различных базисных состояний , а характерная джозевсоновская энергия E_J много больше характерной кулоновкой энергии E_{Q0} .

Однако проблема выбора оптимальной конструкции фазового кубита остается открытой .

В частности , необходимость задания постоянного магнитного потока смещения , равного $\Phi_0/2$ (где $\Phi_0 = hc/2e$) в каждый из кубитов является препятствием на пути маштабирования кубитных систем.

Показано , что использование джозефсоновских переходов с несинусоидальной ток-фазовой зависимостью вида

$$I_s(\varphi) = A\sin\varphi - B\sin 2\varphi + ...,$$

которая, например, при определенных условиях наблюдается в бикристалических переходах на основе высокотемпературных сверхпроводников , позволит создать новые << тихие>> фазовые кубиты , не нуждающиеся в смещении внешним магнитным полем или источником тока. Для реализации данного кубита был использован двуконтактный сверхпроводящий интерферометр с условием на амплитуды $2|(B_1 + B_2)| > (A_1 + A_2)$, где индексам соответствуют номера 1 и 2 перехода. Гамильтониан такого кубита имеет следующий вид :

$$\hat{H} = 8E_Q n_\varphi^2 + 2E_Q n_\vartheta^2 + U(\vartheta,\varphi);$$

где $U(\vartheta,\varphi)$-потенциальная энергия :

$$U(\vartheta,\varphi) = -2E_J \cos\vartheta \cos\frac{\varphi}{2} - (\alpha_1+\alpha_2)E_J \cos 2\vartheta \cos\varphi + \frac{E_J}{2\beta_L}(\varphi-\varphi_e)^2,$$

переменные φ и ϑ выражаются через джозефсоновские фазы $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \equiv 2\pi\frac{\Phi_e}{\Phi_0}$, $\vartheta = (\varphi_1+\varphi_2)/2$, Φ_e-внешний магнитный поток, $\beta_L = 2\pi L I_0/\Phi_0$, $\alpha_1 = A_1/B_1$, $\alpha_2 = A_2/B_2$, n_φ и n_θ — сопряженные переменные .

Был рассчитан круговой ток в кубите $\hat{I} = \frac{\partial\hat{H}}{\partial\Phi_e}$, который оказался пропорционален квадрату внешнего магнитного потока , что определяет слабое влияние малых флуктаций внешнего сигнала на динамику кубита . Если ток-фазовые характеристики переходов совпадают ($\alpha_1 = \alpha_2$) , то в отсутствии внешнего поля круговой ток также отсутствует.

Таким образом , другими преимуществами “тихого” кубита являются отсутствие в нем круговых токов, не зависящих от состояния кубита , и высокая степень защищенности от флуктуаций внешних магнитных полей .

Показано , что с помощью контролируемых внешних полей внешних магнитных полей возможно управление состояниями “тихого” кубита . В отсутствии таких полей энергия основного состояния кубита равна :

$$E_0 = \frac{(2e)\omega}{2}; \omega = \frac{2E_{Q0}}{e}\sqrt{s(B_1+B_2)(1-\left(\frac{A_1+A_2}{4(B_1+B_2)}\right)^2};$$

Где $s = E_J/E_{Q0}$. Величину расщепления можно рассчитать как в рамках квазиклассического подхода , так и путем непосредственного решения уравнения Шредингера для рассматриваемой системы :

$$\Delta = \frac{2e\omega}{\pi}\exp\left(-\frac{1}{2}\int_{\theta_1}^{\vartheta_2}\sqrt{\frac{V-E_0}{E_{Q0}}d\theta}\right).$$

V — максимальная высота потенциального барьера .

Сравнивая полученную величину энергетического расщепления с расстоянием до первого возбужденного уровня E_1 , мы видим , что расщепленное основное состояние кубита можно при любом внешнем магнитном поле считать достаточно хорошо отделенным от возбужденных состояний . Тогда гамильтониан системы записывается с помощью матриц Паули :

$$\hat{H}_{ctrl} = -\Delta(\varphi_e)\hat{\sigma}_x - \delta(\varphi_e)\hat{\sigma}_z,$$

Прикладывая магнитное поле при определенных условиях , определяемых видом ток-фазовых характеристик , величиной приложенного поля мы можем независимо менять оба слагаемых в гамильтониане $\hat{H}_{ctrl}$. Прикладывая импульс магнитного поля длительностью τ , мы осуществляем унитарное преобразование состояния кубита :

$$U_x(\gamma) = \exp\left(\frac{i\gamma}{2}\right) = \exp\left(\frac{i\Delta(\varphi_e)\tau}{2\hbar}\hat{\sigma}_x\right) = \begin{pmatrix}\cos(i\gamma/2) & i\sin(\gamma/2)\\ i\sin(\gamma/2) & \cos(\gamma/2)\end{pmatrix},$$

где $\gamma = \Delta(\varphi_e)\tau/\hbar$. Полагая , что $E_{Q0} \approx 2ГГц$ и $\Delta(\varphi_e) \approx E_{Q0}$, мы получим , что импульс длительностью $\tau \approx 0.5$ нс $(\gamma = \pi)$ эквивалентен осуществлению операции NOT :

$$U_x(\pi) = NOT = \begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}.$$

Приложение магнитного поля к выбранным кубитам системы , обуславливает в них круговые токи и тем самым позволяет кубитам взаимодействовать между собой . Управляя длительностью прикладываемого импульса магнитного поля , а значит и временем взаимодействия кубитов , мы можем осуществлять и такие операции , как контролируемый сдвиг волновых функций , величина которого зависит от времени взаимодействия кубитов.

demit@list.ru

Литература

1. C.H. van der Waal , A.C.J. ter Haar, et al., Science , vol. 290 .
2. M.H.S. Amin, A.Yu. Smirnov, et al.,Phys. Rev. B, vol.73.

ЦВЕТОВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ НА ФОНЕ СТАТИЧЕСКОЙ ВСЕЛЕННОЙ ЭЙНШТЕЙНА

Тюков А.В

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Вакуум квантовой хромодинамики (КХД) имеет сложную фазовую структуру.

Согласно современным представлениям в КХД при низких температурах и плотностях возникает фаза конфайнмента. В ней образуется связанное состояние кварка и антикварка – кварковый конденсат, который приводит к нарушению киральной симметрии.

При достаточно большой плотности барионов и малой температуре в КХД предсказывается возникновение новой фазы с цветовой сверхпроводимостью (ЦСП). В ней возможно образование дикваркового конденсата – связанного состояния двух кварков, что свидетельствует о нарушении цветовой симметрии.

В данной работе в рамках расширенной модели Намбу-Йона-Лозинио впервые изучается влияние гравитационного поля на образование ЦСП-фазы. Также рассмотрено влияние конечной температуры и химического потенциала. Для учета эффектов гравитации используется метрика статического пространства Эйнштейна. Данная модель имеет астрофизическое приложение и может быть использована для качественного объяснения особенностей образования дикваркового конденсата в ядрах компактных нейтронных звезд, обладающих сильной гравитацией.

Результаты

Проведенное исследование показало, что в определенной области значений химического потенциала происходит образование ЦСП-фазы, внутри которой нарушается цветовая симметрия исходной модели. Построены фазовые портреты системы при различных значениях внешних параметров. Показано, что с ростом температуры и кривизны все нарушенные симметрии восстанавливаются. Кроме того, были обнаружены осцилляционные эффекты в гравитационном поле. Задача имеет приложение к астрофизике компактных нейтронных и кварковых звезд, в ядрах которых предсказывается существование дикваркового конденсата.

Автор выражает признательность профессору, доктору физико-математических наук Жуковскому В.Ч. за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: alex_t06@mail.ru

Литература

1. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345; **124** (1961) 246.

2. D. Ebert, V.V. Khudyakov, K.G. Klimenko, V.Ch. Zhukovsky, Phys.Rev. **D65** (2002) 054024, hep-ph/0106110.
3. D. Ebert, K.G. Klimenko, M.A. Vdovichenko and A.S. Vshivtsev Phys.Rev. **D 61** (2000) 025005, hep-ph/9905253.
4. A.S. Vshivtsev, V.Ch. Zhukovsky and K.G. Klimenko J.Exp.Theor.Phys. **84** (1997) 1047, Zh.Eksp.Teor.Fiz. **111** (1997) 1921.
5. M. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek, Nucl. Phys. **B 537** (1999) 443.

ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ МОДЕЛЕЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО КОНФАЙНМЕНТА

Улыбышев М.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Данная работа посвящена изучению структуры и свойств релятивистских связанных состояний частиц обеих статистик в потенциальной яме, когда она имеет смысл эффективного самосогласованного поля, порождаемого взаимодействием между частицами.

Научная проблема, в рамках которой выполнялась данная работа, состоит в исследовании механизмов образования наблюдаемого спектра бесцветных адронных состояний при низких энергиях. Как известно, взаимодействие между кварками описывается квантовой хромодинамикой, однако при низких энергиях бегущая константа связи КХД растет и описание важнейшего свойства сильных взаимодействий — возникновение фазы адронизации (конфайнмента) при низких энергиях — оказывается вне рамок возможностей пертурбативной КХД. В такой ситуации одним из наиболее эффективных подходов к описанию фазы конфайнмента оказываются модельные представления об адронах, как о кварк-глюонных «мешках» [1]. Особый интерес представляют связанные состояния легких (u и d) кварков. В них массы кварков вносят лишь незначительный вклад в общую массу составной частицы. При этом основным эффектом взаимодействия является возникновение эффективного самосогласованного поля типа потенциальной ямы, которое удерживает кварки внутри адронов, и связанного с этим полем конденсата кварк-антикварковых пар и глюонов (кирального конденсата), в котором сосредоточена основная часть массы адрона.

Методы расчетов

Одним из наиболее эффективных способов описания таких релятивистских связанных состояний является квазипотенциальный подход [2,3]. Основным преимуществом данного подхода является то, что при сохранении явной релятивистской инвариантности описания, волновая функция (ВФ) системы зависит лишь от одной временной переменной и позволяет обычную вероятностную интерпретацию.

Конкретно в работе исследуется релятивистская задача о связанных состояниях бозонов и фермионов в одномерном «мешке». Самосогласованное запирающее поле, возникающее как результат взаимодействия частиц, моделируется прямоугольной потенциальной ямой. В релятивистском конфигурационном представлении [3] аналог уравнения Шредингера в 1+1D для бозона в потенциальной яме выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{\lambda^2}\left[\psi(\xi - i\lambda) + \psi(\xi + i\lambda) - 2\psi(\xi)\right] + V(\xi)\psi(\xi) = E\psi(\xi), \text{ где } V(\xi) = -V_0\theta(\xi_0 - |\xi|). \quad (1)$$

Мы работаем в системе $\hbar = c = 1$; все величины в данном уравнении безразмерны, однако размерности можно восстановить с помощью параметра размерности массы.

ξ – СЗ оператора Казимира группы Лоренца, имеет смысл безразмерной координаты относительно центра масс системы [3].

λ – мера малости квантовых возбуждений по отношению к классической составляющей системы (самосогласованное поле + конденсат).

Аналогичную конечно-разностную структуру со сдвигом аргумента в комплексную плоскость имеет в релятивистском конфигурационном представлении и аналог квадрированного уравнения Дирака для фермиона в потенциальной яме. Как следствие, свойства решений этих уравнений значительно отличаются от решений обычных дифференциальных уравнений Шредингера и Дирака. Так как аргумент ВФ принимает значения на комплексной плоскости, то необходимо определиться со свойствами аналитичности ВФ системы. В данной работе от ВФ требуется аналитичность в полосе $\mathrm{Im}|\xi| < \lambda$ и квадратичная интегрируемость на действительной оси. Эти требования имеют физический смысл существования конечного неотрицательного функционала кинетической энергии, а также снимают неоднозначность решений уравнений [4, 5].

Решение уравнений типа (1) в общем виде представляет значительные трудности. Однако вполне естественно учесть конкретные значения параметров, возникающие в физике адронов, где при массе всей составной частицы порядка 1 Гэв $\xi_0 \approx 2$, $\lambda \approx 1/N_c = 1/3$. В рамках этого приближения оказывается возможным найти явные выражения для ВФ системы и получить трансцендентное уравнение на уровни энергии.

Результаты

Физически наиболее интересными являются низколежащие уровни в достаточно глубокой яме ($\lambda^2 V_0^2 >> 1$). Тогда спектральные уравнения для бозонов и фермионов дополнительно упрощаются и имеют вид:

$$\exp(2i\omega(\xi_0 - \Delta\xi_0)) = \pm 1, \text{ где } \Delta\xi_0 \approx \frac{\lambda}{\pi}\ln\frac{\ln\lambda V_0}{2\pi}, \quad E = \frac{4}{\lambda^2}\sin^2\frac{\lambda\omega}{2}. \qquad (2)$$

Сравнивая их со спектром уравнений Шредингера и Дирака для частицы в бесконечно глубокой яме, можем сформулировать два основных результата:

1. Медленное (дважды логарифмическое) эффективное сокращение ширины ямы и подъем уровней по сравнению с обычными шредингеровскими уровнями в бесконечно глубокой яме.

2. Бозонные и фермионные уровни стремятся к совпадению с ростом глубины ямы.

Данный анализ применим вплоть до таких глубин ямы V_0, когда параметр $\lambda^2 V_0^2$ оценивается сверху числом 1000^{1000}.

Весьма схожее поведение фермионов и бозонов в представленной модели потенциального конфайнмента может быть понято и на качественном уровне. В случае дифференциальных уравнений ВФ частицы вне ямы убывает тем быстрее, чем больше глубина ямы. Для бесконечно глубокой ямы это приводит к граничным условиям, различным для бозонов и фермионов. В случае конечно-разностных уравнений, описывающих релятивистскую систему, потенциальная яма возникает как результат взаимодействия частиц. Роль граничных условий теперь играет условие аналитичности ВФ в полосе $\mathrm{Im}|\xi| < \lambda$, одинаковое для бозонов и фермионов. Теперь ВФ всегда, независимо от глубины ямы, проникает в запрещенную область, причем с ростом V_0 этот эффект становится все более универсальным и поведение бозонов и фермионов все более сближается.

E–mail: oulibishev@mtu-net.ru

Литература

1. A. Hosaka, H. Toki. Phys. Rep. 277 (1996) 65.
2. A. A. Logunov, A. N. Tavkhelidze. Nuovo Cimento. 29 (1963) 380.
3. В. Г. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Н. Б. Скачков. ЭЧАЯ. 2 (1972) 635.
4. К. А. Свешников, П. К. Силаев. ТМФ 108 (1996) 212.
5. К. А. Свешников, П. К. Силаев. ТМФ 132 (2002) 408.

ВЛИЯНИЕ НЕПРЕРЫВНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ЭВОЛЮЦИЮ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ

*Якунин И.Н.

Оренбургский государственный университет

Квантовые измерения как физический эффект представляли собой объект научных споров на протяжении всего периода становления квантовой механики. Обсуждались и квантовомеханическая эволюция системы, и процесс измерения. При квантовом измерении система проектируется в одно из собственных состояний наблюдаемой величины (так называемый постулат фон Неймана). Считается, что такое проектирование происходит из-за взаимодействия системы с термостатом и приводит к потере когерентности между состояниями.

В настоящей работе рассматривается влияние непрерывного измерения на квантовую динамику двухуровневых систем. В качестве объекта выбрана система из двух активных радикалов во внешнем магнитном поле, способных рекомбинировать исключительно в одном из возможных состояний, например, синглетом. Показано, что непрерывное измерение системы тормозит квантовомеханическую эволюцию, т.е. уменьшает её частоту.

В данной работе показано, что процесс спин-селективной рекомбинации является аналогом процесса непрерывного измерения спиновых состояний рассматриваемой системы. Рассчитана скорость и частота квантовой эволюции, непрерывно возмущаемая процессом измерения. Показано, что процесс измерения замедляет эволюцию при любом начальном состоянии системы. Определена зависимость частоты эволюции от эффективности процесса измерения. Доказана математическая теорема, позволяющая получить точное решение задачи о нахождении выхода продуктов реакции взаимодействия радикалов со спином ½, рекомбинирующих в одном из выделенных состояний.

В ходе расчётов выявлено, что «торможение» эволюции системы может происходить при помощи одного из двух механизмов, имеющих одну общую точку, названную особой. Получена связь напряжённости внешнего магнитного поля в особой точке с параметрами квантовой системы и её окружения.

E–mail: yakunin21@yandex.ru

Литература

1. Менский М.Б. (2004) Квантовые измерения и декогеренция.
2. Менский М.Б. Явление декогеренции и теория непрерывных квантовых измерений//Успехи физических наук, том 168, №9б, 1998
3. Zurek W H *Phys.Rev.* **D24**, 1516 (1981).; **D26**, 1862 (1982).

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатель подсекции
д.ф.-м.н. Шалыгина Елена Евгеньевна

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАНГАНИТА $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$

Амиров А.А.[1,2], Ханов Л.Н.[1], Алиев А.М.[2]

[1]*Дагестанский Государственный Университет, г. Махачкала*
[2]***Институт физики ДагНЦ РАН,г. Махачкала***

Среди манганитов серии $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$ особый интерес представляет состав с x=0.45 [1-3]. В $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ наблюдается наиболее тесное переплетение магнитной, электронной и фононной подсистем с преобладающей ролью магнитных взаимодействий. Результаты работ по этому составу не всегда однозначны и новые исследования по этому направлению были бы весьма полезны.

В данном сообщении приводятся результаты экспериментального исследования дифференциальной восприимчивости монокристалла $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ в диапазоне температур 4.2-300 К. Влияние магнитного поля на поведение дифференциальной восприимчивости исследовалось в слабых полях H=100,200 Э, а также в сильном поле H=11 кЭ. Измерения проводились на автоматизированном модуляционном магнетометре с амплитудой модуляции H=0.1 Э на частоте ν= 80 кГц.

Горбообразная аномалия при температуре T_c^+=102 К и T_c^-=109 К в режимах охлаждения и нагрева, соответственно, может быть отнесена к переходу из ферромагнитного состояния в парамагнитное. Также была обнаружена пикообразная аномалия при температуре T_N=38 К, которая дает основание предположить о наличии антиферромагнитной фазы в образце. Результаты, приведенные на рисунке, обнаруживают наличие гистерезиса на кривой зависимости χ(T). При наложении постоянного магнитного поля гистерезис сужается и смещается в сторону высоких температур.

Аналогичные явления наблюдаются и в поведении теплоемкости, теплопроводности, теплового расширения и удельного сопротивления [1-3].

E–mail: amiroff_a@mail.ru

Литература

1. А.И. Абрамович, Л.И. Королева и др., ФТТ **43**, 1451 (2000).
2. А.М. Алиев, Ш.Б. Абдулвагидов, А.Б. Батдалов и др., ФТТ **45**, 124 (2003).
3. Ш.Б. Абдулвагидов, А.М.Алиев, А.Г. Гамзатов и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 33 (2006)

ЯКР МЕДИ В СИСТЕМЕ С ВАЛЕНТНЫМ ПЕРЕХОДОМ $Yb_XCe_{1-X}InCu_4$

Анферова П.А., Морозова Е.Н., Охотников К.С., Гиппиус А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова

Соединение $Yb_xCe_{1-x}InCu_4$ интересно своим валентным фазовым переходом 1-го рода. Его температура зависит от степени замещения Yb на Ce. При температурах выше T_v валентность Yb равна 3+ и ионы Yb^{3+} обладают локализованным магнитным моментом 4.54 μ_B [1], при температурах ниже T_v происходит частичная гибридизация 4f электронов с s-электронами проводимости. При этом валентность Yb уменьшается до 2.9^+, и данное состояние может быть описано моделью ферми-жидкости.

Ранее исследовались только соединения с замещением немагнитных атомов In на другие атомы, например, Cd. В данной работе исследованы спектры ЯКР ^{63}Cu в твердых растворах замещения $Yb_xCe_{1-x}InCu_4$ при различных температурах в диапазоне 10-100 К. Получена температурная зависимость резонансной частоты для различных значений x. Обнаружено, что в точке валентного фазового перехода происходит скачкообразное изменение частоты ЯКР. При этом вблизи T_v наблюдаются два значения частоты.

Экспериментально обнаруженный скачок частоты ЯКР меди при температуре валентного перехода T_v соответствует изменению объема элементарной ячейки в модели Кондо-коллапса.

E–mail: anferova-polina@yandex.ru, gippius@phys.msu.ru

Литература

[1] Nakamura H. et al., Journal of the Physical Society of Japan. Vol. 59, No.1, January, 1990

[2] Sampathkumaran E.V. et al., Physical Review B. Vol 35,No 4, February 1987

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО КВАДРАТА РАДИУСА ЧАСТИЦ ДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЫ В РАМКАХ ГЕОМЕТРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СИСТЕМЫ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ

Борисенко О.В.

Ставропольский государственный университет

Работа посвящена изучению распространения световой волны с длиной волны λ в некотором объёме V_p магнитной жидкости (МЖ), в котором присутствует N_p частиц со средним объёмом $\langle V_{op} \rangle$ светонепроницаемой части. Тогда, согласно [2], для безразмерного коэффициента экстинкции Ω_{gp}, обусловленного исключительно рассеянием света в рамках рэлеевской теории, имеем:

$$\Omega_{gp} = 6\pi^2 C_\varepsilon N_p V_p^{-1} \langle V_{op} \rangle \lambda^{-3}, \quad (1)$$

здесь $C_\varepsilon = \left[\mathrm{Re}\varepsilon_c (\mathrm{Re}\,\varepsilon_\varphi - \mathrm{Re}\,\varepsilon_c)(\mathrm{Re}\,\varepsilon_\varphi + 2\varepsilon_c)^{-1}\right]^2$, где $\varepsilon_\varphi = \mathrm{Re}\,\varepsilon_\varphi - i\mathrm{Im}\varepsilon_\varphi$ и $\varepsilon_c = \mathrm{Re}\,\varepsilon_c - i\mathrm{Im}\varepsilon_c$ - диэлектрические проницаемости твёрдой фазы и среды, окружающей частицы МЖ. В рамках релеевской теории рассеяния света не учитывается поглощение света, поэтому в значении C_ε рассматриваются только действительные значения ε_c и ε_φ. Пропорциональность $1/\lambda^4$ характерна для размерного коэффициента экстинкции $\mu_{gp} = 1/h_{gp}$, который связан с Ω_{gp} соотношением $\Omega_{gp} = \lambda/4\pi h_{gp}$, где h_{gp} - глубина проникновения света за счёт его рассеяния. Выбирая в качестве V_p средний объём упаковки частиц, имеем $N_p = \langle J \rangle$, где $\langle J \rangle$ - среднее координационное число. С учётом основных соотношений геометродинамической модели МЖ имеем:

$$N_p / V_p = (3/4\pi)(\gamma_g - \gamma_0)\left[(\gamma_\varphi + \gamma_0)\langle r \rangle^3 - (\gamma_n + \gamma_0)(\langle r \rangle + \delta)^3\right]^{-1},$$

где $\gamma_g, \gamma_\varphi, \gamma_0$ и γ_n - массовые плотности МЖ, твёрдой фазы, жидкой основы и поверхностно-активного вещества. Величина $\langle r^2 \rangle$ задаётся через очевидное соотношение среднего значения оптического объёма $\langle V_{op} \rangle = (4\pi/3)\langle r^2 \rangle^{3/2}$. Тогда из (1) имеем:

$$\langle r^2 \rangle = (\lambda/2\pi)\left\{(\Omega_{gp}/C_\varepsilon)\left[(\gamma_\varphi + \gamma_0)\langle r \rangle^3 - (\gamma_n + \gamma_0)(\langle r \rangle + \delta)^3\right]\right\}^{1/3}. \quad (2)$$

Значение Ω_{gp} в (2) можно определить [2] в виде $\Omega_{gp} = \Omega_{gc} - \Omega_{gn}$, где $\Omega_{gc} = \lambda/4\pi h_g$ - полный (безразмерный) коэффициент экстинкции, а h_g - глубина проникновения света в МЖ, $\Omega_{gn} = \mathrm{Im}n_g$ - коэффициент экстинкции, обусловленный только поглощением в МЖ, $n_g = \mathrm{Re}\,n_g - i\mathrm{Im}n_g$ - показатель преломления света в МЖ, причём $n_g^2 = \varepsilon_g = \mathrm{Re}\,\varepsilon_g - i\mathrm{Im}\varepsilon_g$, где ε_g - диэлектрическая проницаемость МЖ.

E-mail: bormail@list.ru

Литература

1. Феллер В. (1984) Введение в теорию вероятностей и её приложения. Т.1. / М.: Мир, 1984.

2. Ландсберг Г. С. (1976) Оптика. / М.: Наука, 1976.

3. Чеканов В. В. Магнетизм малых частиц и их взаимодействие в коллоидных ферромагнетиках. Дис.. доктора физ. Мат. Наук

ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ И АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ОБРАЗЦАХ ОРТОФЕРРИТОВ ИТТРИЯ

Борщеговский О.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова

В работе исследовалась динамика доменных границ (ДГ) и антиферромагнитных (АФМ) вихрей в пластинках ортоферритов иттрия ($YFeO_3$), вырезанных перпендикулярно оптической оси. Исследования проводились методом трехкратной высокоскоростной фотографии.

Динамика движения ДГ и АФМ вихрей является квазирелятивистской, сверхзвуковой с предельной скоростью 20 км/с, равной скорости спиновых волн с на линейном участке их закона дисперсии.

На полевой зависимости ДГ наблюдаются области постоянства скорости, т.н. магнитоупругие аномалии типа “полочки”. Ярко выраженные “полочки” на скоростях 4 и 7 км/с соответствуют скоростям поперечного и продольного звука. На скоростях 11-12 км/с, где ДГ становится сильно неустойчивой, на ней возможно возникновение АФМ вихрей. Генерация АФМ вихрей осуществлялась локальным торможением части движущейся неустойчивой ДГ либо импульсным магнитным полем проводника с током, помещенным на поверхность образца, либо на дефекте в образце.

Исследуя динамику АФМ вихрей, распространяющихся вдоль ДГ, было экспериментально установлено, что зависимость скоростей уединенных изгибных волн (УИВ), сопровождающих АФМ вихри, вдоль ДГ u от скоростей самих ДГ v сначала монотонно возрастает, достигает своего максимального значения, а затем убывает по закону $c^2=u^2+v^2$. А зависимость полных скоростей w УИВ, сопровождающих АФМ вихри, от скоростей ДГ v монотонно возрастает и выходит на насыщение w=20 км/с [1].

Причем с уменьшением топологического заряда вихрей максимум на зависимости u(v) смещается в область меньших скоростей v и больших скоростей u, а на зависимости w(v) происходит более раннее насыщение полной скорости УИВ w. Полученные результаты хорошо согласуются с квазирелятивистской формулой [2]

$$W(V)=\frac{c(\alpha V/c)^3}{\sqrt{1+\left(\alpha V/c\right)^6}}.$$

Исследования по столкновению АФМ вихрей показали, что при скоростях движения ДГ больших 6 км/с (при меньших скоростях, столкновений до сих пор получено не было) солитоноподобное поведение, наблюдавшееся в пленках ферритов-гранатов, отсутствует. При столкновении пары АФМ вихрей, рожденных на двух параллельных проводниках с током, происходит их частичная или полная аннигиляция.

Такое поведение вихрей при столкновении, а также рекордно быстрое достижение АФМ вихрями максимальной скорости своего движения свидетельствуют о существовании очень больших гироскопических сил, действующих на антиферромагнитный вихрь.

oalebor@post.ru

Литература

1. М.В. Четкин, Ю.Н.Курбатова, Т.Б. Шапаева, О.А. Борщеговский, Письма в ЖЭТФ, 79, 527 (2004).

2. М.В. Четкин, Ю.Н.Курбатова, Т.Б. Шапаева, О.А. Борщеговский, ЖЭТФ, 130, № 1(7), 181 (2006).

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПРОЦЕСС ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ ОБРАТНЫХ ДОМЕНОВ В ОДНООСНЫХ МАГНЕТИКАХ

Ерёмин А.М.

Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина

Одним из основных механизмов высококоэрцитивного состояния постоянных магнитов является трудность образования и роста зародышей обратных доменов. Процесс образования и роста зародыша перемагничивания начинается на различного рода дефектах и часто лимитирует гистерезисные свойства одноосных магнетиков.

В связи с этим нами предпринята попытка в рамках теории микромагнетизма на основе численного моделирования провести комплексный теоретический анализ процесса перемагничивания одноосного магнетика с единичным магнитным дефектом [1].

Рассмотрены дефекты в форме пластинчатого выделения, цилиндра, сферы и эллипса с произвольными магнитными параметрами. Выявлены зависимости полей разрушения однородно намагниченного состояния и коэрцитивной силы одноосного магнетика от размера и магнитных параметров дефекта, а также от протяжённости переходной области между матрицей и дефектом и характера изменения магнитных параметров в переходной области [2]. В качестве дефектов в постоянных магнитах могут выступать нарушения текстуры. Поэтому нами проведён анализ влияния на процесс перемагничивания одноосного магнетика высокоанизотропных некогерентных выделений . Полученные результаты сравниваются с аналитическими оценками и численными расчётами других авторов, а также с результатами экспериментальных исследований [3].

E-mail: eam77@yandex.ru

Литература

1. Ерёмин А.М., Манаков Н.А., Толстобров Ю.В. (2002) Численное моделирование зародышеобразования обратных доменов в высокоанизотропных магнетиках // Изв. ВУЗов. Физика. Т.44, №8 (Приложение).

2. Ерёмин А.М., Манаков Н.А., Толстобров Ю.В. (2006) Моделирование процесса образования обратных доменов на неоднородностях в высокоанизотропных одноосных магнетиках // Вестник Оренбургского государственного университета. Т. 2. Естественные и технические науки, № 2.

3. Толстобров Ю.В., Манаков Н.А., Ерёмин А.М. (2006) Симметричные и ассиметричные доменные структуры в полубесконечном монокристалле // Письма в ЖТФ. Т. 32, вып. 24.

ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕН РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МАГНИТОСТАТИКИ В СЛУЧАЕ ОДНОРОДНО НАМАГНИЧЕННОГО ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДА

Вагин Д.В., Герасименко Т.Н.

МГУ им. М.В Ломоносова, физический факультет

Для расчета магнитных полей во многих реальных физических системах необходимо точно знать, какое поле создает однородно намагниченный брусок прямоугольной формы. Обычные магнитостатические расчеты [1] дают нефизическую расходимость на границах бруска. В случае микронных и субмикронных размеров объектов эти бесконечные нефизические поля существенно искажают реальную картину процессов.

Рис. 1

Рис. 2

Аналитический расчет поля однородно намагниченного образца прямоугольной формы производился с использованием модели молекулярных токов (Рис.1). Был рассмотрен ток, равномерно распределённый в тонком приповерхностном слое, толщина которого определялась численным моделированием и составила 10^{-4} от соответствующего размера образца. Выбранная модель является оправданной, поскольку полученная толщина приповерхностного слоя не зависит от выбора направления и сечения.

Полученный график зависимости z-компоненты магнитного поля от расстояния представлен на рис.2. (сплошная кривая) совместно с графиком для стандартного магнитостатического расчета из работы [1] (штриховая линия). Как видно, величина поля, вычисленная на основе предложенной модели, принимает конечное значение на границе образца.

Таким образом, в результате работы было получено точное аналитическое выражение для величины магнитного поля, создаваемого однородно намагниченным параллелепипедом и была устранена нефизическая расходимость, являющаяся результатом стандартного магнитостатического расчёта.

E-mail:vagin@gen5521.phys.msu.ru

Литература

1. R. Engel-Herbert, T. Hesjedal. Calculation of the magnetic stray field of a uniaxial magnetic domain // J. Appl. Phys. 97. 2005. p. 074504-074504-4.

2. Тамм И.Е. Электричество. – М.: Наука, 1989.

3. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971.

ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ С МЕЛКОДИСПЕРСНЫМ НЕМАГНИТНЫМ НАПОЛНИТЕЛЕМ

Халин К.А.

Ставропольский государственный университет

Влияние магнитного поля на электропроводность магнитных жидкостей (МЖ) является одной из актуальных проблем исследования таких сред. Добавление в МЖ немагнитных частиц значительно увеличивает анизотропию электрофизических свойств таких систем, что делает их еще более интересным объектом изучения.

Образцы для исследования электропроводности были приготовлены путем добавления в жидкость на основе керосина эбонитовых (ρ=1185 кг/м^3), графитовых (ρ=1690 кг/м^3) и алюминиевых частиц. Размер эбонитовых и алюминиевых частиц достигал 1–6 мкм, графитовых – от 1 до 10 мкм.

Оказалось, что электрическая проводимость исследованной МЖ с алюминиевым и графитовым наполнителем существенным образом зависит от величины и направления (по отношению к направлению линий тока) магнитного поля. Ранее подобные результаты приводились в работе [1], в которой исследовалась магнитная жидкость с непроводящими частицами. При малых концентрациях частиц проводимость слоя исследуемой среды уменьшается при повышении напряженности магнитного поля в случае его ориентации перпендикулярно напряженности электрического поля (линиям тока) и увеличивается, когда направления магнитного и электрического полей совпадают. Разность между максимальным и минимальным значениями измеренной таким образом проводимости зависит от объемного содержания немагнитных частиц.

Воздействие магнитного поля на электропроводность МЖ с содержанием больших объемных концентраций проводящих частиц не приводит к монотонному изменению проводимости. Как видно из рисунка 1, график зависимости проводимости от величины магнитного поля в случае совпадения линий тока и направления поля имеет

максимум (кривая 1), если же направления перпендикулярны, то наблюдается минимум (кривая 2). Очевидно, что механизм проводимости для магнитных жидкостей с большими концентрациями немагнитных проводящих частиц имеет несколько иной характер, чем предложенный ранее в [2]. Следует предположить, что с увеличением концентрации проводящих частиц линии тока перестают огибать поверхность этих частиц и проходят через них. Таким образом, сам наполнитель становится проводником носителей тока в данной системе.

Рис. 1. Зависимость проводимости магнитной жидкости с графитовым наполнителем (c=25%) от величины магнитного поля

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках научно-технической программы «Развитие научного потенциала Высшей школы».

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м. н. Диканскому Ю.И. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: Halinkirill@rambler.ru

Литература

1. Халин К.А. Особенности электрофизических свойств магнитных жидкостей с немагнитным наполнителем. Материалы конференции ВНКСФ-12, 2006.

2. Духин С.С. Электропроводность и электрокинетические свойства дисперсных систем. Киев, 1975.

МЕТАМАТЕРИАЛЫ ИЗ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДКОВ: ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ОПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ МАГНУСА

Иванов А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Введение

В последние годы нарастает интерес к искусственным средам с показателем преломления $n = \sqrt{\acute{\varepsilon}(\omega)\cdot\acute{\mu}(\omega)} < 0$ в некоей области частот ω электромагнитных волн (ЭМВ) (ε и μ - отрицательные диэлектрическая и магнитная проницаемости подсис-

тем метаматериала) [1]. Одно из названий таких сред - левые материалы (ЛМ): волновой вектор **k**, напряженность **E** и индукция **B** ЭМВ образуют левую тройку {**k,B,E**}). Возможность ЛМ обсуждалась давно [2(с.433),3], отмечалась в курсе [4] (с.398). Но прогресс в изучении начался после их приготовления (2000г.) из чередующихся штырей и колечек (электрические и магнитные диполи): вначале ЛМ освоили гигагерцовую, а спустя 6 лет и красную области спектра [5]. В однородных ЛМ обнаружены аномальные, «обратные» по отношению к нормальным, эффекты преломления, Доплера, Черенкова-Вавилова, давления ЭМВ, эффект невидимости, гиротропные явления [6,7]. В неоднородных нормальных средах открыта закручиваемость траектории циркулярно-поляризованной ЭМВ - оптический эффект Магнуса. Аномален ли он в оптически неоднородных ЛМ? Как реализовать их? В докладе представлены ответы на эти вопросы.

Результаты

Напряженности E и H ЭМВ пропорциональны $\exp\left\{i\left(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega\cdot t+\psi(s)\right)\right\}$, а градиент эйконала на пути s, $\nabla\psi = k\vec{l}_0$, определяет направление луча $\vec{l}_0$ ($\nabla\psi\cdot\vec{E}=0$ и $\nabla\psi\cdot\vec{l}=0$). Из уравнений Максвелла после трудоемких вычислений в приближении геометрической оптики получено уравнение траектории луча циркулярно-поляризованной ЭМВ, $\Xi = \pm$:

$$\frac{\partial\vec{S}}{\partial s} = \vec{l}_0\times\nabla\ln n\times\vec{S} + \frac{\Xi}{k}\left[\frac{\partial}{\partial s}(\nabla\ln n\times\vec{S}) + \frac{1}{2}\frac{\partial\ln\varepsilon}{\partial s}\nabla\ln\mu\times\vec{S} + \frac{1}{2}\frac{\partial\ln\mu}{\partial s}\cdot\nabla\ln\varepsilon\times\vec{S}\right] \qquad (1)$$

($\vec{S} = c(\vec{E}_0\times\vec{H}_0^* + \vec{E}_0^*\times\vec{H}_0)/16\pi$ - вектор Умова-Пойнтинга). Второе слагаемое описывает оптический эффект Магнуса.

Свойствами популярных ЛМ управлять нельзя, изготавливать их сложно, в них трудно получить требуемую уравнением (1) неоднородность. В настоящее время особое значение приобретают микропровода из аморфных ферромагнетиков, и метаматериалы из них технологически осуществимы [8,9]. Вдоль внешнего магнитного поля {0, 0, H_0} поместим микропроводки радиусов a в узлах квадратной решетки xy с постоянной b. Для ЭМВ, распространяющейся вдоль оси y с $\vec{E}\,//\,z$, в длинноволновом пределе расчетная магнитная проницаемость метаматериала

$$\mu(\omega) = \frac{1}{2}\frac{(\omega_0+\omega_m)^2-\omega^2}{\omega_0(\omega_0+\omega_m)-\omega^2}\left(1+\sqrt{\left[\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\left(2\pi\frac{a}{b}\right)^2\right]^2+1}\right) \qquad (2)$$

где $\omega_m = (2\pi a/b)^2\gamma M$ (M–намагниченность насыщения), $\omega_0 = \gamma H_0$ ($\gamma = |e|/mc$ - магнетомеханическое отношение), σ - проводимость, связанная с компонентой тензора поверхностного импеданса $\zeta_{zz} = (1-i)\sqrt{(\omega\mu)/(8\pi\sigma)}\left[1+(1+i)\delta/\left(4a\sqrt{\mu}\right)\right]$ при глубине скин-слоя $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega} < a$. Диэлектрическая проницаемость такой системы в среде с проницаемостью ε_0 [8, 10] есть

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - 2\pi\left(2\pi\frac{ac}{\omega b^2}\right)^2 \Bigg/ \left[\ln\frac{b}{a}\left(1+i\frac{c\zeta_{zz}}{\omega a\ln\frac{b}{a}}\right)\right]. \qquad (3)$$

Выводы

Вектор Умова-Пойнтинга $\vec{S} = w \cdot \vec{v}$ связан с групповой скоростью $\vec{v}$ и плотностью энергии, поэтому из 2-го слагаемого в (1) следует формула $\pm \nabla \ln n \times \vec{v}/k$ оптического эффекта Магнуса, выведенная в [11] с помощью фазы Берри. Уравнение (1) предсказывает аномальность оптического эффекта Магнуса в неоднородных ЛМ и расщепление линейно-поляризованной ЭМВ на пару циркулярно-поляризованных. Для типичных величин аморфных ферромагнетиков Co-Fe-Cr-B-Si $\sigma \sim 10^{16}$с$^{-1}$, M=500Гс, $\zeta_{zz} \sim 10^{-3}$ [8] и параметров a=10^{-3}см, b=10^{-1}см, ε_0=2 показатель $n = \sqrt{\acute{r}(\omega) \cdot \acute{r}(\omega)} < 0$ на частотах $1{,}9\tilde{A}\tilde{A}\ddot{o} < \omega < 15{,}0\tilde{A}\tilde{A}\ddot{o}$ во внешнем поле H_0=10Э и метаматериал – ЛМ! Неоднородность n в (1) можно регулировать градиентом ∇H_0. Т.о., предложен ЛМ из микропроводков аморфного ферромагнетика, а не из искусственных нанорезонаторов, показатель преломления и оптическая неоднородность которого управляемы внешним магнитным полем, что позволяет наблюдать рассчитанный эффект Магнуса.

Автор благодарен профессору А.В. Ведяеву и доценту О.А. Котельниковой за полезные советы и обсуждение.

E–mail: andrei_i@ostrov.net

Литература

1. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. (2006) Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света // УФН **176**, 1051.

2. Мандельштам Л.И. (1972) Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука.

3. Веселаго В.Г. (1967) Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // УФН **92,** 517.

4. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. (1982) Электродинамика сплошных сред. М.: Наука.

5. Soukolis C.M., Linden S., Wegener M. (2007) Negative Refractive Index at Optical Wavelengths // Science **315**, 47; Yuan H.-K., Chettiar U.K., Cai W. et al. (2007) A negative permeability material at red light // Optics Express **15**, 1076.

6. Lindell I.V., Tretyakov S.A., Nikoskinen K.I. et al. (2001) BW media--media with negative parameters, capable of supporting backward waves // Microwave and Opt. Tech. Lett. **31,** 129; Mackay G., Lakhtakia A. (2004) Plane waves with negative phase velocity in Faraday chiral mediums // Phys. Rev. E **69**, 026602.

7. Ivanov A.V., Kotelnikova O.A., Ivanov V.A. (2006) Gyrotropic left-handed media: energy flux and circular dichroism // JMMM **300**, e67; Иванов А.В., Котельникова О.А., Ведяев А.В. и др. (2006) Вращение плоскости поляризации электромагнитной волны и поток энергии в бигиротропной левой среде // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. № **4**, 25.

8. Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Garcia C. et al. (2006) Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory // Phys. Rev. B **74**, 064205.

9. Молоканов В.В., Умнов П.П., Куракова Н.В.и др. (2006) Влияние толщины стеклообразного покрытия на структуру и свойства аморфного магнитомягкого кобальтового сплава // Перспективные материалы **2**, 5.

10.Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J. et al. (1996) Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures // Phys. Rev. Lett. **76,** 4773.

11.Блиох К.Ю., Блиох Ю.П. (2004) Оптический эффект Магнуса как следствие анизотропии фазы Берри // Письма в ЖЭТФ **79**, 647.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК

Иванов Ю. П., Огнев А. В., Чеботкевич Л. А.

Дальневосточный государственный университет, Владивосток, Россия

В настоящей работе исследуется корреляция магнитных свойств и структуры многослойных пленок.

Трехслойные пленки Co/Cu/Co получали магнетронным распылением на монокристаллические подложки (100)Si. Толщина слоев Co и Cu равнялась d_{Co}= 6 нм, а d_{Cu}= 1.1, 1.6 и 2.1 нм, что соответствовало антиферромагнитной (АФМ) и ферромагнитной (ФМ) связи между слоями Co. Структура пленок исследовалась методами просвечивающей электронной микроскопии и электронной дифракции, шероховатости поверхности – атомной силовой микроскопией. Магнитные свойства пленок изучались методом ферромагнитного резонанса и индукционным методом.

Исследуемые пленки имеют поликристаллическую гцк структуру с размером зерен 5-6 нм. Размер зерен, амплитуду и период шероховатостей изменяли с помощью термической обработки в интервале температур 20÷400 ^{o}C.

В пленках с АФМ связью между слоями Co коэрцитивная сила H_c возрастает при температуре отжига $T_{отж} \leq 250^{o}$ C, а при дальнейшем повышении температуры падает. В пленках с ФМ связью при температуре отжига $T_{отж} \leq 250^{o}$ C H_c незначительно уменьшается, а при $T_{отж} > 250^{o}$ возрастает. Константа наведенной магнитной анизотропии K_u при отжиге пленок с АФМ и с ФМ связью между слоями Co уменьшается.

Нами были проведены теоретические расчеты H_c и K_u с учетом влияния на магнитные параметры структурных дефектов и косвенной обменной связи между ферромагнитными слоями. Определены компоненты коэрцитивной силы, обусловленные взаимодействием доменных границ со структурными дефектами (границами зерен, дисперсией осей кристаллографической анизотропии, шероховатостью поверхности) и компоненты, обусловленные косвенной обменной связью. Показано, что в многослойных пленках с АФМ связью между ферромагнитными слоями компонента коэрцитивной силы, обусловленная косвенной обменной связью, играет основную роль, а в пленках с ФМ связью определяющей является компонента коэрцитивной силы, обусловленная структурными дефектами. В одноосных, многослойных пленках с ФМ связью эффективная наведенная анизотропия обусловлена в основном распределением объемных и поверхностных неоднородностей, а в пленках с АФМ связью при определении константы наведенной магнитной анизотропии необходимо учитывать влияние биквадратичной косвенной обменной связи.

E-mail: lach@phys.dvgu.ru

КОНКУРЕНЦИЯ ОЦК/ГЦК ФАЗ И ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ НАСЫЩЕНИЯ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ CO-FE-NI ПЛЁНКАХ

Хоменко Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Магнитомягкие тонкие плёнки с высоким магнитным моментом применяются в магнитных системах хранения информации, высокочастотных планарных индукторах и перспективных энергонезависимых магнитных элементах памяти. В настоящее время

наибольшее распространение получили пермаллоевые сплавы. Однако тройной сплав Co-Fe-Ni может обладать большей намагниченностью насыщения [1]. Атомы этого сплава могут образовывать кристаллиты с оцк и гцк решётками, конкуренция между которыми приводит к понижению коэрцитивной силы и уменьшению магнитострикции. В тоже время, сложная корреляция между условиями осаждения, микроструктурой и магнитными свойствами является основным сдерживающим фактором промышленного использования этого сплава.

Рис.1. Эффект усиления намагниченности

Результаты

Влияние химического состава сплава на структуру и магнитные свойства Co-Fe-Ni плёнок удобно описывать, если ввести функцию, аргументами которой являются концентрации Co, Ni и Fe (x, y и z соответственно). Такой функцией может быть число электронов, приходящихся на один атом сплава: n_e=27x+28y+26z.

Соотношение количества оцк и гцк кристаллитов в плёнке, а также параметры соответствующих решёток определялись методом дифракции рентгеновских лучей [2]. В идеализированном случае постоянная решётки в зависимости от состава меняется по закону Зена [3], основанному на атомных объёмах, приходящихся на каждый элемент сплава. Отклонение от этого закона можно интерпретировать как деформацию решётки. Было обнаружено, что величина деформации решёток оцк и гцк кристаллитов нелинейным образом зависит от n_e. При уменьшении концентрации Fe , т.е. при увеличении n_e параметр оцк решётки $a_{\exp}^{bcc}$ уменьшается быстрее, чем это ожидается по закону Зена. В гцк фазе происходит обратное - a_{exp}^{fcc} с падением n_e увеличивается быстрее, т.е. деформация приводит к «раздуванию» решётки.

Намагниченность сплава, главным образом, зависит от его состава и может быть выражена в виде линейной комбинации намагниченностей Fe, Ni и Co: $I_S^a = I_S^{Co}x + I_S^{Ni}y + I_S^{Fe}z$, где I_S^x = 1400, 480 и 1700 Гс соответственно. Сравнение ожидаемой намагниченности и намагниченности, измеренной ФМР методом показало, что при увеличении n_e от 26,8 до 27,5 возникает эффект усиления намагниченности (рис.1). При n_e=26,8 измеренная намагниченность превышает ожидаемую в 1,1 раза, а при n_e=27,5 – в 1,4 раза и по абсолютному значению достигает 21кГс, что существенно выше чем у пермаллоевых сплавов. Причиной возникновения этого эффекта может быть перестройка электронных оболочек разупорядоченного сплава Co-Fe-Ni плёнки, обусловленная деформацией кристаллической структуры.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведённых при частичной поддержке гранта президента Российской Федерации NSh-5365.2006.2.

Автор выражает признательность профессору, д.ф-м.н. Чеченину Н.Г. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. T. Osaka, M. Takai, K. Hayashi, K. Ohashi, M. Saito and K. Yamada, Nature, **392** (1998) 796

2. N.G.Chechenin, E.V. Khomenko, J.Th.M. de Hosson, JETP Letters, **85** (2007) 251

3. E-an Zen, Amer. Mineralogist, **41** (1956) 523

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ОКСИДА ТИТАНА С МАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

*Константинова А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) рассматриваются в последнее время как перспективные материалы для элементов спинтроники. Оксидные РМП интересны в первую очередь тем, что они проявляют ферромагнитные свойства при комнатной температуре.

Нами были исследованы разбавленные магнитные полупроводники на основе оксида титана TiO_2, представляющие собой тонкие пленки толщиной 0.2-0.3 мкм, полученные методом высокочастотного магнетронного распыления сплавной мишени в аргон-кислородной среде. Изменением парциального давления кислорода регулировалось удельное сопротивление пленок, в итоге оно варьировалось от 10^{-4} до 10^{6} Ом·см. В зависимости от скорости осаждения структура пленок менялась от тетрагональной (анатаз TiO_2 и смесь анатаза и рутила TiO_2) до кубической (монооксид TiO), либо получались аморфные пленки. Анатаз и рутил являются полупроводниками, фаза TiO – полуметалл, а аморфные пленки проявляли металлическую проводимость. Установлено, что легирование Co и V приводит к электронной проводимости полупроводниковых пленок, при введении Fe пленки проявляли дырочный тип проводимости.

Исследования магнитостатических и транспортных свойств пленок показали, что ферромагнетизм в них наблюдается в определенном интервале удельного сопротивления [1]. Для каждой концентрации примеси этот интервал был разным. Это может быть обусловлено характером диаграмм фазового равновесия бинарных систем Ti с Co, Fe и V: тогда как в первых двух случаях наблюдается только ограниченная растворимость Co и Fe в Ti, в сплавах Ti с V имеет место область неограниченных твердых растворов.

Нами было установлено, что ферромагнетизм свежеосажденных пленок обуславливается формированием в них кластеров сверхкритического размера, содержащих магнитную примесь. Из структурных исследований был сделан вывод о влиянии температурной обработки на структурные и магнитные свойства пленок. Вакуумная закалка пленок $Ti_{1-x}Co_xO_2$ из области существования твердого раствора на основе β–Ti приводит только к частичному переходу магнитной примеси в твердый раствор. В результате низкотемпературного вакуумного отжига пленок образуется метастабильный однофазный твердый раствор магнитной примеси в полупроводнике, ферромагнитный при комнатной температуре.

Измерение магнитного момента пленок с различными концентрациями магнитной примеси показало, что магнитный момент на атом растет с уменьшением концентрации. Так мы получили максимальный момент при концентрации кобальта 0.1% в пленке $Ti_{1-x}Co_xO_2$. При больших концентрациях величина момента резко уменьшается.

Работа поддержана грантами РФИИ № 06-02-16604-а, 07-02-00327-а и 07-02-91583-АСП.

feanen@yandex.ru

[1] Балагуров Л.А., Ганьшина Е.А., Климовский С.О., Кобелева С.П., Орлов А.Ф., Перов Н.С., Sapelkin A., Яркин Д.Г., Кристаллография, **50**, 686 (2005).

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

АНИЗОТРОПИЯ МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $Er_2Fe_{14}B$

Кошкидько Ю.С., Семенова Е.М.

Тверской государственный университет

Достаточно мало изученным остается вопрос об анизотропии магнетокалорического эффекта (МКЭ). Известно, что значения МКЭ максимальны вблизи магнитных фазовых переходов. Выбор монокристаллов $Er_2Fe_{14}B$ в качестве объектов исследования обусловлен близостью температур СПП и магнитного упорядочения. Согласно литературным данным соединение $Er_2Fe_{14}B$ характеризуется ферримагнитным упорядочением с температурой Кюри T_C=554 К [2], а также в нем наблюдается спин-переориентационный переход (СПП) при T_{SR}=325 К [2,3]. Кроме того, температура СПП находится вблизи комнатной температуры, что может быть интересно с практической точки зрения при использовании этого материала в качестве рабочего тела в магнитных холодильниках. Как видно на рис.1, величина МКЭ существенно зависит от ориентации образца.

Рис 1. Анизотропия магнетокалорического эффекта монокристалла $Er_2Fe_{14}B$

Работа выполнена при поддержке НШ-205.2003.02, гранта РФФИ № 05-02-17197, гранта Минобрнауки России РНП.2.1.1.3674 и программы «Участник молодежного научно-инновационного конкурса 2007».

E–mail: yurec@mail.ru

Литература

1. Akulov, N.S. and Kirensky L.W., Über einen neuen magnetokalorischen Effekt // J. Phys. USSR. 1940. V.3. P.31-34.

2. Herbst J.F. $R_2Fe_{14}B$ materials: Intrinsic properties and technological aspects // Reviews of Modern Physics. 1991. V.63. №4. P.819–898.

3. Pique C., Burriel R., Bartolome J. Spin-reorientation phase transition in $R_2Fe_{14}B$ (R=Y, Nd, Ho, Er, Tm) investigation by heat capacity mesaurements // J. Magn. Magn. Mater. 1996.V.154. P.71–82.

ОБ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В МАГНИТНОЙ ЭМУЛЬСИИ

Куникин С.А.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

Актуальность исследования магнитных эмульсий обусловлена рядом эффектов (электро-, магнито-, динамооптических, магнитных и электрических, эффектов структурообразования), объяснение которых можно построить, опираясь на структуру этих сред: наличие в них так называемых «магнитных дырок»(микрокапель масла, либо дру-

Рис. 1

гого вещества не растворяющегося в МЖ) и магнитных микрокапель(капель концентрированной МЖ). В качестве среды для исследования была выбрана эмульсия микрокапель МЖ типа магнетит в керосине, стабилизированная олеиновой кислотой, концентрация твердой фазы 5%, в масле АМГ-10; объемная доля эмульгатора 80%.

Для проведения исследования была собрана экспериментальная установка для определения прозрачности среды. Свет, источником которого служит лазер, попадает на ячейку, состоящую из двух стеклянных пластинок с токопроводящим покрытием, разделенных тонкой ($100 мкм$) диэлектрической прокладкой, между которыми помещается исследуемая среда; свет прошедший через ячейку направляется на поляроид, далее на катод ФЭУ. Сигнал с его выхода подается на вход АЦП для записи и последующей его обработки. Для создания электрического поля на обкладки ячейки подается импульсный электрический сигнал амплитудой до $4 кВ$.

Как показал эксперимент: при подаче импульса происходит уменьшение прозрачности среды, а после прекращения воздействия электрического поля система возвращается в исходное состояние. При этом время спада величины прозрачности при воздействии импульсного поля превышает время нарастания этого эффекта более чем в 15 раз. На рис.1 приведена характерная кривая релаксации величины прозрачности от времени для электрического поля напряженностью $80 кВ/см$ и периодом 150мс; длительность импульса 5мс. Соответствующие времена нарастания и спада для этого импульса составляют 71,9мс и 2,7мс соответственно.

Объяснение этого эффекта можно произвести с двух позиций. Во-первых – деформационная модель: под воздействием электрического поля микрокапля эмульсии деформируется, причем таким образом, что сечение поглощения увеличивается; при этом деформированная капля может иметь форму эллипсоида большая полуось которо-

го направлена перпендикулярно вектору напряженности поля, либо иметь более сложную форму. Второе – образование упорядоченных структур. Их характер может быть подобен лабиринтным или гексагональным, как в концентрированной МЖ, либо иметь более сложную форму. Для более точного и детального объяснения возникновения этого эффекта в настоящее время нами проводятся дополнительные исследования.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках научно-технической программы: «Развитие научного потенциала высшей школы».

Автор выражает признательность доценту, к.ф.-м.н. Ерину К.В. и профессору, д.ф.-м. н. Диканскому Ю.И. за помощь в подготовке тезисов

E-mail: speckle-stav@rambler.ru

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ МАГНИТООДНОСНОЙ ПЛЕНКЕ С РАЗНЫМ ЗНАКОМ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ В СЛОЯХ

Мастин А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Целью настоящей работы являлось исследование динамического поведения векторов намагниченности в магнитоодносной пленке с разными знаками эффективного значения гиромагнитного отношения γ в слоях. Расчет проводился для пленки с одинаковыми значениями толщины слоев h = 1.0 μm, намагниченности насыщения $4\pi M$ = 150 Gs, приведенным параметром затухания Ландау-Лифшица $\Lambda = 5\ 10^{-6}$ Oe^2 s/rad, фактора качества материала Q = 10 и параметра ширины доменной стенки (ДС) $\Delta = 6.4\ 10^{-6}$ cm в слоях. Один из слоев в пленках эффективным значением $\gamma_0 = 1.76 \times 10^7$ $Oe^{-1}\ s^{-1}$. Для второго слоя использовали $\gamma = -0.1\ \gamma_0$.

Фундаментальной особенностью жидкофазной эпитаксии, с помощью которой выращивают монокристаллические пленки феррит-гранатов (МПФГ), является то, что начальная стадия эпитаксиального роста является нестационарным процессом. Как следствие, на границе пленка-подложка образуется переходной поверхностный слой, отличающихся по химическому составу и магнитным параметрам от основного объема пленки. Другими словами, все реальные МПФГ являются, как минимум, двухслойными.

В МПФГ вблизи точек компенсации магнитного момента и момента импульса может реализоваться ситуация, когда значения γ в слоях имеют разный знак. Более того, такие МПФГ могут быть выращены специально.

Система уравнений, описывающая движение ДС в случае двухслойной пленки, имеет вид:

$$\frac{2M}{\gamma}\left(\dot{q} - \alpha\Delta\dot{\psi}\right) = 4\pi\Delta M^2 \sin 2\psi - 4\Delta A\nabla^2\psi,$$

$$\frac{2M}{\gamma}\left(\dot{\psi} + \frac{\alpha}{\Delta}\dot{q}\right) = 2MH + \sigma\nabla^2 q,$$

где q = q (z,t) – профиль ДС, $\psi = \psi$ (z,t) – угол выхода вектора намагниченности из плоскости ДС, Δ - параметр ширины ДС, H – внешнее магнитное поле, σ - плотность энергии ДС Граничными условиями являются непрерывность q, ψ и их производных на границе слоев и равенство нулю производных на поверхности.

Решение данной системы было получено методом прогонки, который удалось развить на систему уравнений с разрывными коэффициентами. Также удалось получить аналитические выражения для зависимости скорости ДС для двухслойной пленки при малых и больших значений внешнего магнитного поля.

Таким образом, в настоящей работе путем численного моделирования движения ДС в двухслойной магнитоодноосной пленке под действием постоянного магнитного поля показано, что:

- движущаяся ДС является искривленной по толщине пленки;
- в малых полях в обоих слоях устанавливается стационарное движение ДС;
- в средних полях движение ДС является нестационарным, причем на временных зависимостях смещения ДС и угла выхода векторов намагниченности из плоскости ДС повторяются участки одинаковой формы.

Автор искренне благодарит В.В. Рандошкина за идею настоящей работы.

E–mail: mastinaa@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНОК $(Co)_X(CaF)_{1-X}$ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Максимочкина А.В., Мигунов В.Е.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В настоящее время все большее внимание уделяется нанокомпозитным материалам с характерным размером элементов не более нескольких десятков нанометров. Примерами таких материалов могут служить композитные гранулированные системы.

В настоящей работе представлены результаты исследования композитных гранулированных пленок $(Co)_x(CaF)_{1-x}$, полученных методом ионно-лучевого напыления в атмосфере аргона. Концентрация Co в исследуемых образцах составляла 41,4-83,7%. Размеры металлических гранул в образцах увеличивались с увеличением концентрации Co от 3 до 10 нм. Образцы изготовлены в Воронежском техническом университете.

Были проведены исследования с помощью магнитно-силовой микроскопии, а также измерены петли гистерезиса на вибрационном магнитометре. Измерения магнитных свойств проводились при комнатной температуре в полях до 8 кЭ.

Обнаружено, что при больших концентрациях Co происходит существенное уменьшение магнитного момента и коэрцитивности пленок. В то же время при малых концентрациях зависимость этих парамаетров качественно совпадает с результатами, полученными ранее в лаборатории для гранулированных пленок $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$

Топография поверхности и магнитная доменная стуктура были получены полуконтактным методом с помощью двухпроходной методики МСМ. Проведены исследования магнитной структуры при намагничивании пленок в плоскости образцов. Обнаружено, что при концентрациях менее 50% Co магнитная структура не проявляется. В то же время в образцах с большой концентрии Co наблюдается ярко выраженная доменная структура. Изучена зависимость топографии доменной структуры от магнитного поля. Обсуждается ее связь с результатами магнитостатических измерений.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (№ 05-02-19886-ЯФ, № 06-03-32500а).

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ Fe/Zr, Fe/Zr/Fe ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ

**Максимова Г.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

В последнее время большое внимание уделяется изучению физических свойств тонких магнитных плёнок 3d-переходных металлов и полученных на их основе многослойных тонкоплёночных систем, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных слоёв субмикронной толщины. Обусловлено это обнаружением в них ряда новых явлений, таких как гигантское магнетосопротивление, осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку, квантовые размерные эффекты, а также применением этих материалов в различных устройствах современной микроэлектроники. Результаты уже проведенных исследований тонких пленок и многослойных систем позволили решить ряд проблем физики магнитных явлений. В частности, существенно расширились представления о влиянии границы раздела между магнитной пленкой и подложкой, а также между магнитными и немагнитными слоями на формирование кинетических, магнитных и магнитооптических свойств тонкопленочных магнитных структур (ТПМС). Исследовано влияние микроструктуры подложки (морфологии ее поверхности и ориентации зерен) на магнитные свойства тонких пленок. Однако, по-прежнему, заслуживающей внимания проблемой является изучение влияния толщины и состава магнитных и немагнитных слоев на магнитные свойства ТПМС. Существует много методов исследования тонкопленочных образцов, в частности, рентгеновский метод, эффект Холла, метод мёссбауэровской спектроскопии, вибрационный магнетометр, СКВИД магнетометр, бриллюэновское рассеяние света, спин поляризационное отражение и т. д. Однако наиболее широко применяемыми методами исследования тонкопленочных магнитных структур являются магнитооптические. Обусловлено это тем, что эти методы применимы в широкой области магнитных полей и температур. Они позволяют изучать магнитные и магнитооптические свойства, как ультратонких магнитных пленок, так и многослойных тонкопленочных систем. **Цель данной** работы состояла в магнитооптическом исследовании магнитных свойств тонкопленочных Fe/Zr и Fe/Zr/Fe магнитных систем.

Изучаемые образцы и методы их исследования

Тонкопленочные Fe/Zr и Fe/Zr/Fe системы были получены методом DC магнетронного напыления при базовом давлении в вакуумной камере меньше 10^{-8} Торр и давлении рабочего газа (аргона) 1x 10^{-3} Торр. В первой серии Fe/Zr образцов толщина Fe слоев была равна 20 нм, а толщина Zr слоя, напыленного между Fe пленкой и подложкой, изменялась от 0.7 до 10 нм. Во второй и третьей Fe/Zr/Fe сериях толщина Fe (Zr) слоев была фиксирована, а толщина Zr (Fe) слоя изменялась. Наличие периодических структур (четко выраженных границ раздела) в исследуемых образцах было подтверждено данными рентгеноструктурного анализа. Микроструктура образцов была изучена с помощью рентгеновского дифракционного анализатора. Измерения петель гистерезиса и кривых намагничивания были выполнены на магнитооптическом магнетометре с помощью экваториального эффекта Керра при двух ориентациях внешнего магнитного поля H, приложенного в плоскости образцов и перпендикулярно плоскости падения света. В одном случае направление H совпадало с направлением магнитного

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

поля, приложенного параллельно подложке в процессе приготовления пленок (направление D1), а в другом - было перпендикулярно этому направлению (D2).

Результаты

Было обнаружено, что кривые намагничивания и петли гистерезиса Fe/Zr и Fe/Zr/Fe тонкопленочных систем, измеренные для двух направлений магнитного поля (D1 и D2), сильно различаются, что свидетельствует о наличии в этих образцах плоскостной магнитной анизотропии. В поле, параллельном D1, наблюдается практически прямоугольная петля гистерезиса, а в поле, параллельном D2, - так называемая безгистерезисная петля, характеризующаяся практически нулевыми значениями остаточной намагниченности и коэрцитивной силы. В случае D1 перемагничивание образца может осуществляться за счет необратимого роста зародышей перемагничивания, а в случае D2 – за счет вращения вектора намагниченности в плоскости образца. Причиной появления плоскостной магнитной анизотропии в изучаемых системах является наличие внешнего магнитного поля H ~ 70 Э, приложенного параллельно плоскости подложки в процессе изготовления образцов. Ранее предполагалось, что основным механизмом наведенной МА является направленное упорядочение примесных центров, роль которых могут выполнять вакансии, дислокации и другие дефекты. В настоящее время многие авторы считают, что наведенная магнитная анизотропия обусловлена парным упорядочением атомов.

Установлены особенности поведения магнитных характеристик изучаемых образцов с изменением толщины магнитного и немагнитного слоев. В частности, в случае Fe/Zr систем максимальные значения поля насыщения Hs и коэрцитивной силы Hc наблюдаются при t_{Zr} = 4 нм. При t_{Zr} меньше и больше 4 нм значения Hs и Hc уменьшаются. Полученные экспериментально зависимости $Hs(t_{Zr})$ и $Hc(t_{Zr})$ были объяснены структурными особенностями изучаемых образцов. Наибольшего внимания заслуживают результаты исследования магнитных свойств Fe/Zr/Fe тонкопленочных систем. Было обнаружено, что для этих тонкопленочных систем зависимость поля насыщения H_S от толщины немагнитного (магнитного) слоя при фиксированной толщине магнитного (немагнитного) слоя имеет осциллирующий характер. При этом форма петель гистерезиса в магнитном поле, параллельном D1, существенно различаются для образцов с минимальным и максимальным значениями H_S. Полученные экспериментальные данные были объяснены наличием обменного взаимодействия между магнитными слоями через немагнитный слой и его осцилляционным поведением с изменением толщины немагнитного (магнитного) слоев. Согласно существующим представлениям, если обмен между слоями осуществляется за счет RKKY-взаимодействия, период осцилляций $\mathbf{\Lambda}$ поля насыщения должен быть порядка $\boldsymbol{\pi/\kappa_F}$ ($\boldsymbol{\kappa_F}$ – волновой вектор Ферми), который для большинства металлов равен 0.3 – 0.4 нм. В нашем случае, $\mathbf{\Lambda}$ было больше, чем $\boldsymbol{\pi/\kappa_F}$. Это свидетельствуют о том, что теоретические оценки этого параметра должны быть выполнены с учетом квантового размерного эффекта, то есть должно быть принято во внимание изменение электронной структуры ультратонкого магнитного слоя (появление так называемых Quantum Well States (QWS's)) по сравнению с объемным материалом. В этом случае период осцилляций $\mathbf{\Lambda}$ должен быть равен $\boldsymbol{\pi/[k_{BZ} - k_F]}$, где $\mathbf{k_{BZ}}$ – значение вектора к границе зоны Бриллюэна в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, и рассчитанное значение $\mathbf{\Lambda}$ равно 1 – 1.2 нм.

E–mail: galmax86@mail.ru

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского гранта фундаментальных исследований (грант № 05-02-1629).

Автор выражает признательность профессору, дфмн Шалыгиной Е.Е. за помощь в подготовке тезисов.

УПРАВЛЕНИЕ МИКРОМАГНИТНЫМИ СТРУКТУРАМИ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Мешков Г.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Потребности современной техники стимулируют исследование материалов с новыми свойствами или с сочетаниями различных свойств. Такими веществами, например, являются магнитоэлектрики – вещества, в которых возникает намагниченность при приложении электрического поля и электрическая поляризация при приложении магнитного поля.

Магнитоэлектрический эффект может найти широкое применение в устройствах спинтроники, магнитной памяти и сенсорной технике. Управление магнитными образованиями с помощью электрического поля открывает новые возможности – создание технологически простых емкостных головок записи и считывания, имеющих низкое энергопотребление, вместо катушек индуктивности, которые сложны в изготовлении и требуют больших затрат энергии.

Кроме того, магнитоэлектрический эффект представляет фундаментальный научный интерес, поскольку наблюдается в средах с одновременным нарушением пространственной и временной четности. Наряду с однородным магнитоэлектрическим эффектом в таких средах может существовать неоднородный магнитоэлектрический эффект, проявляющийся в возникновении пространственно модулированных спиновых структур, а также взаимосвязи магнитных и электрических неоднородностей в магнитоэлектрических материалах. Так, в работе [1] было показано, что в магнитоэлектриках, обладающих одновременно ферромагнитными и сегнетоэлектрическими свойствами, наблюдается влияние магнитных и электрических доменов друг на друга. Влияние электрического поля на магнитную структуру в тонких пленках феррит-гранатов также косвенно подтверждено в работе [2].

Таким образом, исследование влияния электрического поля на магнитные неоднородности в магнитоэлектрических материалах представляется перспективным и с практической, и с фундаментальной точки зрения.

Примером магнитных неоднородностей в магнитоэлектриках являются вертикальные блоховские линии (ВБЛ) – топологические возмущения в доменных границах. На их основе возможно создание устройств памяти, поэтому особый интерес представляет возможность управления линиями Блоха при помощи электрического поля. Такое управление может быть осуществлено с применением неоднородного магнитоэлектрического эффекта.

Для выяснения электрических свойств ВБЛ было произведено численное моделирование распределения ее электрического заряда в магнитоэлектрическом материале. Неоднородный магнитоэлектрический эффект описывается формулой

Рис. 1

Рис. 2

$P = \gamma\chi[\vec{M}(\vec{\nabla}\vec{M}) - (\vec{M}\vec{\nabla})\vec{M}]$, где M – вектор намагниченности, P – поляризация, χ – диэлектрическая восприимчивость, γ – константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

Распределения намагниченности ВБЛ в полярных координатах:

$$\theta(y) = 2 * \mathrm{arctg}\left(e^{y/\Delta_0}\right) \; ; \; \varphi(x) = 2 * \mathrm{arctg}\left(e^{x/\Lambda_0}\right),$$

где Δ_0 – ширина доменной стенки, Λ_0 - эффективная ширина ВБЛ (рис. 1). Расчет показал, что в магнитоэлектрике вертикальной блоховской линии соответствует электрический диполь (рис. 2). Таким образом, управление ВБЛ можно осуществлять при помощи электрического поля.

Также был проведен аналитический расчет эффективного магнитного поля, действующего на ВБЛ в магнитоэлектрике, к которому приложено электрическое поле. Создана программа, позволяющая визуализировать изменение магнитной структуры ВБЛ, происходящее под действием этого поля.

На основании результатов численного моделирования была разработана схема эксперимента, позволяющего обнаружить влияние электрического поля на ВБЛ. В качестве образца была выбрана пленка феррит-граната $(BiTm)_3\,(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 10 мкм на подложке $Gd_3Ga_5O_{12}$ (111). Наблюдение доменной структуры и ВБЛ производилось поляризационным методом в темном поле, результаты фиксировались при помощи видеокамеры, подключенной к ЭВМ. Для создания электрического поля вблизи поверхности образца использовалась медная игла с радиусом кривизны острия 4 мкм. На нее подавалось напряжение 1-2 кВ относительно второго электрода, который был нанесен на подложку. Фиксировалось распределение намагниченности до и после включения электрического поля.

Опыты показали, что при включении электрического поля ВБЛ меняют свое положение. Причем наблюдается соответствие направления движения ВБЛ в электрическом поле и σ-заряда ВБЛ. Эффект также наблюдался в дистанционном режиме, когда игла находилась не непосредственно над ВБЛ, а на некотором отдалении, что позволяет исключить влияние на движение ВБЛ эффекта магнитострикции (возникающего при механическом давлении острия иглы на поверхность образца) и намагниченных частиц феррит-граната на поверхности образца. Чтобы убедиться в отсутствии паразитных токов, производились непосредственные измерения с помощью амперметра.

Таким образом, экспериментальное исследование частично подтвердило теоретически предсказанную возможность управления микромагнитными структурами при помощи электрического поля. Если удастся добиться контролируемого перемещения отдельных ВБЛ электрическим полем, то откроются новые возможности создания устройств долговременной памяти на ВБЛ, которые и по простоте изготовления, и по энергопотреблению будут превосходить существующие устройства магнитной памяти.

Работа проводится при поддержке гранта РФФИ 05_02_16997-а.

Литература

1. M. Fiebig, Th. Lottermoser, D. Fröhlich, A. V. Goltsev, R. V. Pisarev, Nature 419 (2002) 818.

2. V. E. Koronovskyy, S. M. Ryabchenko, V. F. Kovalenko, Phys. Rev. B, 71 (2005) 172402.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛЕКАРСТВЕННОГО ТРАНСПОРТА В АРТЕРИАЛЬНОМ КРОВОТОКЕ

Мигунов В.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

После проведения аортокоронарного шунтирования, в место операции необходима доставка лекарственных препаратов. Одним из способов является использование мелкодисперсного лекарственного порошка, содержащего магнитные кластеры. Вводя поршок в кровоток, можно добиться остановки лекарственных частиц в необходимых местах артерии, используя сильноградиентное магнитное поле.

Цель настоящей работы заключалась в расчётах траекторий движения лекарственных частиц в кровеносном сосуде, находящемся в сильноградиентном магнитном поле. Использована двухмерная модель системы.

Расчёты проведены для стационароного потока жидкости плотности **ρ** и вязкости **η** протекающей со скоростью **V(x)** через цилиндрический канал (сечения **S**). Рассмотрено движение малых частиц, обладающих магнитным моментом в потоке жидкости в градиентном магнитном поле. Частицы представлены в виде магнитных гранул радиуса $\mathbf{r_0}$, намагниченостью **I**, окружённых слоем препарата радиуса **r** (рисунок 1). На расстоянии **d** от границы канала находятся постоянные магниты (длиной **l**, сечением **S**, и намагниченостью $\mathbf{I_0}$), создающие градиентное магнитное поле. Решалось уравнение движения частицы $m\ddot{x} = 6\pi\eta r(V - \dot{x}) - \mu gradB$, где m – полная масса частицы, μ- магнитный момент частицы.

Рисунок 1

Значения градиента магнитного поля для различных конфигураций систем магнитов были расчитаны численно, с пространственным разрешением 1x1 мм.

Для расчитаных градиентов магнитного поля получены численные решения уравнения движения с различными начальными условиями. Проведена оценка параметров систем необходимых для фиксации лекарственных частиц в заданых местах кровеносных сосудов.

e-mail: vadim.migunov@gmail.com

ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ВЯЗКИХ ОСНОВАХ

Новосельцев В.А., Гладких Д.В., Куникин С.А.

Ставропольский государственный университет

Исследованию магнитных свойств магнитных жидкостей (ферроколлоидов) уделено внимание в достаточно большом количестве работ [1, 2]. Вместе с тем, в подавляющем большинстве в них исследовались наиболее устойчивые “классические” маг-

нитные жидкости на основе керосина. Однако на практике получили распространение ферроколлоиды на других, как правило, более вязких основах. В настоящей работе приводятся результаты исследования намагничивания магнитных жидкостей на основе глицерина и минерального масла.

Рис. 2. Кривые намагничивания: 1-МЖ на основе глицерина, 2-МЖ на основе МГ сильноконцентрированная фаза, 3-МЖ на основе МГ слабоконцентрированная фаза

Рис. 1. Частотная зависимость мнимой части магнитной восприимчивости: 1-H=0 Э, 2-H=70 Э, 3-H=120 Э

Измерение намагниченности магнитных жидкостей осуществлялось с помощью вибрационного магнетометра, аналогичного описанному в [3], а также баллистическим методом. Магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом в диапазоне частот 20-6000 Гц. Структурная устойчивость исследуемых магнитных жидкостей определялась на основе анализа наблюдений в оптический микроскоп, а также результатов исследования явления рассеяния и двойного лучепреломления света, проходящего через тонкие слои образцов. Кроме того, осуществлялось изучение возможности расслоения исследуемых сред в поле сил тяжести и в неоднородном магнитном поле.

Обнаружено, что магнитная жидкость на основе масла МГ-5Б расслаивается на слабо- и сильноконцентрированные фазы в поле силы тяжести Земли или при воздействии неоднородного магнитного поля. На рис.1 приведены кривые намагничивания для МЖ на основе глицерина, а также образовавшихся фаз МЖ на основе МГ, из которых видно, что их намагниченности отличаются более чем в 4 раза. Оказалось, что величины начальной магнитной восприимчивости фаз также имеют существенное отличие (0,3 и 3,4). Отметим, что согласно проведенным магнитогранулометрическим расчетам, частицы в этих фазах имеют размеры 14 и 20,5 нм соответственно. Это может указывать на то, что причиной наблюдаемого расслоения является образование новой более концентрированной фазы за счет взаимодействия и объединения наиболее крупных частиц.

Рис. 3

Было установлено, что дополнительное воздействие постоянного магнитного поля приводит к появлению максимума в частотной зависимости мнимой части комплексной магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе глицерина (рис.2). Анализ проведенных результатов измерений позволил выдвинуть предположение и связи особенности процесса намагничивания исследованных образцов с происходящими в них процессами структурной организации. Подтверждением этого могут

служить результаты проведенных исследований светорассеяния и двойного лучепреломления в сдвиговом течении. На рис.3 приведена картина, образующаяся при пропускании параллельного пучка линейно поляризованного света через слой МЖ, ограниченной двумя прозрачными дисками (один из которых приводился во вращение), помещенными в установку для измерения двойного лучепреломления. Очевидно подобная картина, характерная для всех образцов, связана с упорядочением структурных образований, имеющихся в образцах.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках научно-технической программы: «Развитие научного потенциала высшей школы».

Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м. н. Диканскому Ю.И. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: novoselva@gmail.com

Литература

1. Фертман Е.Е. (1988) Магнитные жидкости / Минск: Вышейшая школа, 1988.
2. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. (1986) Магнитные жидкости / Рига: Зинатне, 1986.
3. Чечерников В.И. (1969) Магнитные измерения / М.: изд-во МГУ, 1969.

ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ДЛИННОМЕРНЫХ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДАХ

**Пальванов П.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Изучение движения магнитных доменных стенок в микро и нано проводах привлекает в настоящее время большой интерес, в связи с важными применениями в устройствах записи и логических элементах [1]. Целью данной работы было изучение скорости движения доменных границ (ДГ) в аморфных ферромагнитных микропроволоках.

Микропроволоки на основе Fe изготавливались по технологии быстрой закалки из расплава и представляли собой ферромагнитный кор, покрытый тонкой стеклянной оболочкой. Исследуемые образцы микропроволок были одного состава $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$, но с различным отношением внешнего диаметра к ферромагнитному кору. Длина образцов варьировалась от 300 до 400 мм, при этом для уменьшения влияния концов микропровода все измерения проводились в центральной области размером ~ 40 мм.

Изучение скорости ДГ в микропроводах проводилось на специально разработанной измерительной установке. Основу данной установки составляют три малоразмерных катушки, через которые протягивался исследуемый микропровод. Катушки с микропроводом размещались внутри соленоида.

Измерения всех образцов проводились после приведения их в однородно намагниченное начальное состояние путем приложения и снятия параллельного магнитного поля величиной ~ 50 Э. После этого внутри первой из катушек создавалась доменная стенка, которая ускорялась магнитным полем и, проходя через две измерительные катушки, индуцировала в них напряжение. Сигнал от системы приемных катушек имеет

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

вид, показанный на рис. 1. Положения максимумов сигнала определяют, время затраченное ДГ на прохождение участка микропровода, находящегося между приемными катушками. Зная длину этого участка и время рассчитывается скорость ДГ.

Зависимость скорости ДГ от приложенного внешнего поля показана на рис.2. Она имеет линейный характер. Из данной зависимости, зная ширину ДГ и гиромагнитное отношение материала, можно оценить параметр затухания, величина которого для данного образца составила приблизительно 1.

Рис.1

Рис.2

Таким образом были изучены зависимости скорости ДГ от диаметра провода, внешних полей и приложенных механических нагрузок.

p_palv@mail.ru

[1] M. Hayashi,1,2 L. Thomas,1 Ya. B. Bazaliy,1 C. Rettner,1 R. Moriya,1 X. Jiang,1 and S. S. P. Parkin1 “Influence of Current on Field-Driven DomainWall Motion in Permalloy Nanowires from Time Resolved Measurements of Anisotropic Magnetoresistance”

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТНОМЯГКИХ МИКРОПРОВОДОВ FeSiB В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ

Самсонова В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последние годы объёмы производства аморфных микропроводов существенно увеличились в связи с расширением областей их использования. В частности, они используются для изготовления высокочастотных сердечников трансформаторов микроэлектронных устройств, в системах входного/выходного контроля, а также в качестве элементов высокочувствительных датчиков магнитного поля. Однако до настоящего времени остаются открытыми вопросы, связанные с механизмами формирования доменной структуры аморфных микропроводов, путями повышения стабильности их свойств. Поэтому задача исследования свойств аморфных магнитномягких микропроводов не потеряла своей актуальности.

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитных свойств аморфных микропроводов состава FeSiB, изготовленных методом Улитковского. Для измерений на вибрационном анизометре использовались образцы микропроводов длиной 1,5 см. Диаметры металлической жилы ($d_{мж}$) и толщины провода в стеклянной оболочке изменялись от 2,4 и 14 мкм до 23 и 30 мкм, соответственно. Соотношение диаметров провода в стеклянной оболочке и металлической жилы D/d характеризует уро-

вень внутренних механических напряжений, поэтому важно проанализировать влияние этого параметра на свойства микропроводов.

В зависимости от $d_{мж}$, все образцы разделены на три группы (с наименьшей, средней и наибольшей $d_{мж}$). Для всех образцов кроме намагниченности насыщения (1330±50 Гс), были определены значения коэрцитивной силы H_c. Обнаружено, что для серий проводов с $d_{мж}$ ~ 13 и 20 мкм, H_c монотонно увеличивалась с ростом величины соотношения D/d. Мы считаем, что это связано с ростом магнитоупругих напряжений при увеличении толщины стеклянной оболочки. На рисунке 1 приведена кривая для серии проводов с $d_{мж}$ ~ 13 мкм и величиной D/d, равной 1,46 - 2,3 мкм. Однако, для серии с $d_{мж}$ ~ 20 мкм и D/d = 1,26-8,8 мкм соответствующая кривая имеет выпуклость вверх. В тоже время в серии с $d_{мж}$ ~ 11 мкм наблюдается несистематическое изменение коэрцитивной силы при увеличении величины D/d. Возможно, это связано с неоднородностью свойств этих образцов по длине.

Рис.1. Зависимость коэрцитивной силы микропроводов состава FeSiB, длиной 1,5 см от отношения диаметров провода в стеклянной оболочке и металлической жилы

Кроме того, в ходе работы обнаружено, что внутренняя магнитная структура существенно изменяется при изменении величины отношения D/d.

Работа частично поддержана грантами РФФИ (№06-08-00256а, №07-03-00930а).

Автор выражает признательность доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

E–mail: samsonova@magn.ru.

ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЛОИСТОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ [Gd/Cr/Co]

Синельникова Н.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время интенсивно исследуются свойства многослойных магнитных наноразмерных структур, среди них, осцилляции обменного межслоевого взаимодействия как функции толщины “спейсера”, различные размерные эффекты, распространение магнитного порядка на немагнитные слои, гигантское магнетосопротивление и др.

Цель настоящей работы – применить феноменологическую модель связанных ротаторов [1] к слоистой структуре [Gd/Cr/Co]. В частности, исследуется динамика векторов намагниченности слоев Gd и Co при изменении толщины немагнитного слоя Cr, основываясь на экспериментальных зависимостях констант билинейного и биквадратичного нелинейных взаимодействий от толщины слоя Cr [2], с учетом характерных для Gd и Co параметров магнитной анизотропии и намагниченности насыщения. Рассматриваемая система представляет собой два магнитных плоских слоя, разделенных немагнитным слоем – “спейсером”, взаимодействие векторов намагниченности слоев моделируется поведением двух связанных ротаторов.

Гамильтониан системы включает в себя слагаемые, характеризующие анизотропию слоев, и описывающие обменные межслоевые взаимодействия:

$$H = \sum_{i=1}^{2}[\frac{K_{1i}}{2}(M_{ix}^2 + M_{iy}^2) + \frac{K_{2i}}{2}M_{iz}^2] + J_1(\vec{M}_1, \vec{M}_2) + J_2(\vec{M}_1, \vec{M}_2)^2, \qquad K_{1i} \neq K_{2i} \quad (1)$$

$i = 1,2$ – номер слоя, K_{1i}, K_{2i} – коэффициенты анизотропии i-го слоя, J_1, J_2 –константы билинейного и биквадратичного взаимодействий соответственно.

Движение векторов намагниченностей слоев в данной системе без учета диссипации энергии описывается уравнениями Ландау-Лифшица:

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\gamma_i[\vec{M}_i \times \vec{H}_{eff}], \quad (2)$$

где γ_i – гиромагнитное отношение, M_i – намагниченность i-го слоя, эффективное магнитное поле $\vec{H}_{eff}$ включает поле анизотропии и поле, обусловленное нелинейными взаимодействиями с вектором намагниченности соседнего слоя.

С помощью численного решения уравнений Ландау-Лифшица строится динамическая фазовая диаграмма системы. Предварительные результаты показывают, что заметное влияние на фазовый портрет оказывает различие характеристик магнитных слоев, редкоземельного Gd и переходного металла Co, а именно, отличие в величинах энергий магнитной анизотропии и намагниченностей насыщения. При определенных значениях толщины немагнитного “спейсера” и соответствующих ей константах нелинейных взаимодействий возможны бифуркации, причем из-за различия коэффициентов анизотропии слоев Gd и Co фазовые траектории могут иметь несимметричную форму, в отличие от фазовых портретов, полученных для систем из одинаковых магнитных слоев [1].

E–mail:sinelnikova_@mail.ru

Литература

1. B. Esser, V.Rzhevskii, Phys.Rev. **B 72**, 012310, (2005)
2. G.Suciu, J.C.Toussaint, J. Voiron, J. Magn. Magn. Mater. **240** , 229, (2002).

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПАЛЛАДИЕВЫХ НАНОКОНТАКТОВ МЕТОДОМ ПЕРВОПРИНЦИПНОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

**Смелова К.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Современные технологии и методы позволяют создавать различные наноструктуры и изучать их свойства. В последние годы большое количество статей было посвящено теоретическому[1,2,3,4,5] и экспериментальному[6,7,8] исследованию структур низкой размерности, у которых обнаружены уникальные физические свойства (квантовая проводимость, наномагнетизм). Исследование свойств магнитных наноструктур открывает большие перспективы в наноиндустрии и нанотехнологии. Особый интерес представляет исследование нанопроводов и наноконтактов.

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

В моей работе методом первопринципной молекулярной динамики проведены исследования магнитных свойств палладиевых наноконтактов и палладиевых нанопроводов.

Методы

Расчеты выполнены методом первопринципной молекулярной динамики на основе теории функционала электронной плотности Томаса Ферми. Для вычислений была использована программа, итерационно решающая самосогласованную систему уравнений Кона-Шэма с использованием псевдопотенциалов в базисе плоских волн[9,10]. Для обмена и корреляции использовались приближения локальной плотности (ЛП) и обобщенного градиента (ОГ). Для интегрирования в обратном пространстве выбирались специальные k-точки по схеме, предложенной Монкхорстом и Паком.

Результаты

Были проведены расчеты основных свойств кристаллической структуры палладия. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными в таблице 1:

Таблица 1

	ЛП	ОГ	эксп.
параметр решетки, А	3,85	3,93	3,89
магнитный момент, μВ	0	0,2	0

На рис.1 представлены результаты расчетов магнитного момента на атом для бесконечных одномерных палладиевых нанопроводов. Результаты расчетов показали существование зависимости магнитного момента от расстояния между атомами палладия.

Рис.1

Также были проведены исследования магнитных свойств цепочки атомов палладия между двумя палладиевыми контактами (рис.2):

Рис.2

В результате проведенных исследований было установлено, что с уменьшением расстояния между палладиевыми контактами (электродами) возникает магнитный момент на атомах палладия в цепочке.

Полученные результаты хорошо согласуются с результатами других теоретических работ[1,2,3,4,5] и экспериментальных исследований [6,7,8].

E–mail: smelova_k_m@mail.ru

Литература

Delin, E. Tosatti, R. Weht, Magnetism in Atomic-Size Palladium Contacts and Nanowires. Phys. Rev. Let., 92, №5,057201 (2004).

Simone S. Alexandre, Maurizio Mattesini, Comment on “Magnetism in Atomic-Size Palladium Contacts and Nanowires”. Phys. Rev. Let., 96,079701 (2006).

V. S. Stepanyuk, A. L. Klavsyuk, W. Hergert, A. M. Saletsky, P. Bruno and I. Mertig, Magnetism and structure of atomic-size nanocontacts. Phys. Rev. B 70, 195420 (2004).

J. Fernandez-Rossier, David Jacob, C. Untiedt and J. J. Palacios, Transport in magneticall ordered Pt nanocontacts. Phys. Rev. B 72, 224418 (2005).

Delin, E. Tosatti, R. Weht, Delin, Tosatti, and Weht Reply, Phys. Rev. Let., 96,079702 (2006).

Tomoko Matsuda and Tokushi Kizuka, Palladium Wires of Single Atom Width as Machanically Controlled Switching Devices. Japance Journal of Applied Physics, 45, 50.

Varlei Rodrigues, Jefferson Bettini, Paulo C. Silva, and Daniel Ugarte, Avidence for Sponteneous Spin-Pollarized Transport in Magnetic Nanowires, Phys. Rev. Let., 91,096801, (2003).

F. Sato, A. S. Moreira, J. Bettini, P. Z. Coura, S. O. Dantas, D. Ugarte, and D. S. Galvao, On the Formation of Copper Linear Atomic Suspended Chains, Phys. Rev. Let. ,91,096801, (2003).

G. Kresse and J. Furthmuller. Ef_cient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set. Phys. Rev. B, 54:11169, (1996).

P. Blochl. Projector augmented-wave method. Phys. Rev. B 50, 17953 (1994).

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК СОСТАВА $SiO_2(SnO_2,WO_3)$ И $SiO_2(SnO_2,Cu_2O)$

Тарантеева А.В., Петров В.В., Копылова Н.Ф.

Таганрогский технологический институт Южного федерального университета

Постоянно ухудшающаяся экологическая ситуация во многих регионах мира требует создания систем контроля и защиты окружающей среды, а также своевременного предупреждения о превышении допустимых норм содержания в воздухе токсичных и горючих газов. В связи с этим разработка и создание датчиков, регистрирующих ядовитые, огнеопасные и взрывоопасные газы в промышленности и быту, является очень важной задачей. Для контроля газовой обстановки используют датчики, которые по принципу действия можно разделить на следующие группы: электрохимические, оптические, термокаталитические, полупроводниковые, адсорбционного типа и т.д., среди которых более перспективными являются последние.

Тонкие пленки для сенсоров газа получают из различных полупроводниковых материалов, наиболее исследованным из которых является оксид олова SnO_2. Оксид

олова может применяться в как в чистом виде, так и легированный различными металлами и их оксидами.

Целью данной научной работы является исследование газочувствительных параметров пленок на основе диоксида олова, легированных оксидами вольфрама и меди.

Пленки были получены золь-гель методом и отожжены при различной температуре, что отразилось на их характеристиках.

Проводилось исследование пленок на чувствительность к диоксиду азота и аммиаку. Измерения чувствительности проводились при различных температурах и различных концентрациях газов.

Пленка на основе оксида олова, легированная оксидом вольфрама, отожженная при 600˚С, наиболее чувствительна к NO_2 при температуре 50˚С и концентрации газа, равной 3 ppm; чувствительность при этом составила 0,3. Данная пленка также проявляет чувствительность к аммиаку с концентрацией 25 ppm при 50˚С, чувствительность составила 0,06.

Пленки на основе диоксида олова с различным содержанием исходных компонентов в пленкообразующем растворе, отожженные при 500 и 600˚С, проявляют наибольшую чувствительность к диоксиду азота с концентрацией в воздухе, равной 0,8 ppm. Сопротивление пленок при действии газа понижается. При этом наибольшей чувствительностью к NO_2 при комнатной температуре и температуре выше 100 ˚С обладают пленки с большим содержанием хлорида олова в исходном пленкообразующем растворе, полученные при высокотемпературном отжиге. Чувствительность данных пленок к диоксиду азота находится в диапазоне 0,2-0,45.

Исследованные пленки состава $SiO_2(SnO_2,Cu_2O)$ обладают ярко выраженными, стабильными, восстанавливаемыми и воспроизводимыми характеристиками при изменении температуры и действии газов, что свидетельствует о возможности их применения в качестве материалов для газовых сенсоров.

E-mail: vvpetrov@fib.tsure.ru

ОСОБЕННОСТИ ОТРЫВА КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ярцева Е.П.

Ставропольский государственный университет

В данной работе исследовалось влияние однородных магнитных полей на объем отрывающейся капли магнитной жидкости от плоской горизонтальной поверхности. Истечение магнитной жидкости на неограниченную поверхность немагнитного контейнера происходило из капиллярного отверстия под действием силы тяжести. Получены зависимости объема отрывающейся капли магнитной жидкости от величины приложенного поля. В постоянном горизонтальном поле при напряженности 6,8 кА/м для магнитной жидкости с намагниченностью насыщения 50,9 кА/м наблюдалось увеличение объема оторвавшейся капли в 6 раз. В постоянном вертикальном поле объем отрывающейся капли уменьшался почти в 2 раза. Изменение объема наблюдалось и на двух других концентрациях магнитной жидкости (40,1 кА/м и 32,3 кА/м). Изменение объема капли при отрыве в магнитном поле объясняется изменением периметра смачивания основанием капли поверхности подвеса, за счет чего изменяется величина капиллярных сил, удерживающих каплю на поверхности подвеса. Процесс образования и отрыва капель магнитной жидкости фиксировался цифровой видеокамерой и в последующем проводился анализ его особенностей с помощью компьютера. При истечении жидкости

из капиллярного отверстия на поверхности подвеса формируется капля магнитной жидкости, размер которой постепенно нарастает и отрыв происходит только тогда, когда она достигает вполне определенного размера, то есть когда вес капли станет равным силе поверхностного натяжения, удерживающей ее. В момент, когда размер капли достигает значения, определяемого условием отрыва, капля вытягивается и средняя ее часть принимает форму жидкого цилиндра, вследствие механической нестабильности которого на его поверхности образуется шейка – перетяжка и в этом месте происходит разрыв капли, причем образованию одной, более крупной всегда сопутствует еще одна маленькая. Поведение маленькой капли оказывается очень неожиданным - возникнув, она не летит вслед за падающей большой каплей, а, наоборот, начинает двигаться вверх, по направлению к жидкости, оставшейся после отрыва на поверхности. Наблюдения показали, что это движение оканчивается тем, что малая капля достигает жидкости, оставшейся на поверхности и ею поглощается. Гораздо реже малая капля, немного переместившись вверх, все же летит вниз, не достигнув поверхности подвеса. Как оказалось, поведение маленькой капли зависит от того, какой толщины была цилиндрическая шейка. Дано одно из возможных объяснений тому, в каком случае капелька жидкости полетит вверх и достигнет поверхности подвеса. Очевидно, это зависит от ее массы, соотношения между архимедовой силой, и силой тяжести. Получена оценка радиуса маленькой капли, которая очевидно полетит вверх после отрыва. Для всех составов магнитной жидкости найденные значения находятся в хорошем согласии с размерами капелек, найденных экспериментально.

E–mail: yartseva_elena@mail.ru

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В СПЛАВАХ $Fe_{100-X}Al_X$

**Елсукова А.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В конце 50-х и в 60-х годах прошлого столетия были обнаружены необычные магнитные свойства упорядоченных по B2- и $D0_3$- типу ОЦК сплавов Fe-Al с концентрацией Al x > 25 ат. %. В начале 90-х годов Шнеевайс и др [1] нашли, что и магнетосопротивление сплава $Fe_{72}Al_{28,}$ упорядоченного по $D0_3$- типу, также является необычным: оно на порядок больше по абсолютной величине магнетосопротивления разупорядоченного ферромагнитного сплава $Fe_{72}Al_{28}$, является отрицательным и имеет линейную по полю зависимость в интервале магнитных полей до 3.5 кЭ. При этом авторами работы [1] отмечалось, что наклон зависимости $\Delta R(H) = [R(H) - R(0)]/R(0)$ в этих полях является сопоставимым с таковым для гранулярных или мультислойных систем.

В настоящей работе представлены результаты исследования зависимости магнетосопротивления от концентрации Al в упорядоченных сплавах и приложенного внешнего магнитного поля в более широких интервалах по сравнению с [1]. Измерения проводились на образцах с ОЦК структурой со следующими типами порядка: $Fe_{73.5}Al_{26.5}$ ($D0_3$), $Fe_{70}Al_{30}$ ($D0_3$), $Fe_{70}Al_{30}$ (B2), $Fe_{67.4}Al_{32.6}$ (B2) и $Fe_{65.9}Al_{34.1}$ (B2).

Нами обнаружено, что магнитосопротивление не имеет насыщения величины $\Delta R(H)$ в рассматриваемом интервале внешних полей (рис.1). Кроме того, оно немонотонно зависит от концентрации Al и его максимум наблюдается при концентрации алюминия 30%. Можно предположить существование двух конкурирующих механиз-

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

мов, определяющих величину магнитосопротивления: рост магнетосопротивления с увеличением x от 25 ат.% Al скорее всего связан с появлением антиферромагнитно упорядоченных магнитных моментов; резкое уменьшение $|\Delta R(H)|$ при $x \geq 30$ ат.% Al можно объяснить концентрационным поведением суммарной намагниченности $\sigma(x)$, которая уменьшается более, чем в 10 раз при увеличении концентрации Al от 26.5 до 34.1 ат.%.

Рис.1. Зависимости магнитосопротив- ления от приложенного поля для различных концентраций Al. (1-$Fe_{66}Al_{34}$ (B2), 2-$Fe_{68}Al_{32}$ (B2), 3-$Fe_{70}Al_{30}$ (B2),4-$Fe_{70}Al_{30}$ (D03), 5-$Fe_{74}Al_{26}$ (D03)).

При понижении температуры до 77 К величина модуля магнитосопротивления резко возрастает (6-$Fe_{70}Al_{30}$ (D03)), причем это изменение зависит от концентрации Al.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 06-02-16179).
yelsu@mail.ru.

Литература

1. O. Schneeweiss, T. Žak, M. Vondraček. J.Magn.Mater., 127, L133, (1993)

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

Закинян А.Р., Константинова Н.Ю.

Ставропольский государственный университет

В последнее время предпринимаются попытки создания на основе ферроколлоидов (магнитных жидкостей) новых композиционных жидких намагничивающихся сред, способных более эффективно взаимодействовать с магнитным полем. К ним следует отнести магниточувствительные эмульсии. Настоящая работа посвящена исследованию структурных превращений в таких эмульсиях и связанных с ними особенностей их магнитных свойств.

Рис. 1.

Магнитная эмульсия была приготовлена путем диспергирования авиационного масла в несмешивающейся с ним магнитной жидкости (МЖ) на основе керосина. Межфазное натяжение на границе между маслом и магнитной жидкостью сравнительно мало ($\sigma \cong 10^{-6}$ Н/м). Благодаря этому, при дейст-

вии магнитного поля на такую эмульсию, капли ее дисперсной фазы способны деформироваться и принимать форму вытянутых эллипсоидов вращения, что приводит к изменению макроскопических свойств эмульсии, в частности ее магнитных свойств. Кроме того, вследствие малости межфазного натяжения возможно обращение эмульсии при увеличении объемной доли дисперсной фазы. Были проведены исследования магнитной проницаемости эмульсии. В частности изучалось влияние на ее величину внешнего постоянного однородного магнитного поля, а также зависимость магнитной проницаемости эмульсии от объемной доли дисперсной фазы. При объемной концентрации дисперсной фазы $\varphi \sim 50$ % наблюдалось обращение фаз эмульсии – эмульсия из системы микрокапель масла, взвешенных в МЖ, превратилась в систему микрокапель МЖ, взвешенных в масле. Полученная концентрационная зависимость магнитной проницаемости эмульсии представлена на рис. 1, где по оси абсцисс отложена объемная доля МЖ в эмульсии (φ_m), а по оси ординат – магнитная проницаемость эмульсии (μ), экспериментальные точки показы знаком ○.

Рис. 2

Концентрационная зависимость имеет перегиб вблизи концентрации $\varphi_m \approx 0.5$, свидетельствующий об изменении фазового состояния эмульсии и соответствующий ее обращению. Действие внешнего магнитного поля изменяет ход концентрационной зависимости, в частности, практически исчезает перегиб кривой, как это показано на рис. 1 (экспериментальные точки отмечены знаком +). При этом участок концентрационной зависимости, соответствующий дисперсии капель МЖ в масле проходит выше, а дисперсии капель масла в МЖ – ниже, чем соответствующие участки зависимости в отсутствии магнитного поля.

Вытяжение капель эмульсии в магнитном поле происходит независимо от соотношения фаз и приводит к уменьшению размагничивающего фактора N каждой капли, что проявляться в увеличении магнитной проницаемости эмульсии в целом. При этом действие магнитного поля на исходную МЖ вызывает уменьшение ее магнитной проницаемости. Действие этих противоположных факторов приводит к наличию максимумов в полученных зависимостях проницаемости эмульсии от напряженности внешнего магнитного поля (рис. 2; ○ – экспериментальные точки для эмульсии МЖ в масле, × – для масла в МЖ). В случае, когда дисперсная фаза представлена МЖ, наблюдается более значительное первоначальное увеличение проницаемости. При некоторых значениях напряженности поля проницаемость эмульсии МЖ в масле, всегда оказывается больше ее проницаемости в отсутствии поля, а проницаемость эмульсии масла в МЖ наоборот оказывается меньше проницаемости в отсутствии поля. Из-за этого в первом случае концентрационная зависимость проницаемости проходит выше, а во втором – ниже соответствующей зависимости, полученной в отсутствии поля, чем объясняется сглаживание концентрационной зависимости, получаемой при воздействии магнитного поля. Т.о., можно заключить, что эффект обращения эмульсии проявляется в значимом изменении характера ее намагничивания.

Для объяснения наблюдаемых закономерностей был проведен теоретический анализ описанных явлений. Было получено выражение для магнитной проницаемости эмульсии:

$$\mu = \mu_e + \mu_e \frac{(\mu_i - \mu_e)\varphi}{\mu_e + N(\mu_i - \mu_e)(1-\varphi)}, \quad (1)$$

где μ_i, μ_e – магнитные проницаемости дисперсной фазы и дисперсионной среды эмульсии соответственно. Согласно полученному выражению магнитная проницаемость эмульсии нелинейно зависит от ее концентрации. Она зависит и от внешнего магнитного поля через величину размагничивающего фактора N и величину магнитной проницаемость магнитной компоненты (магнитной жидкости) эмульсии, которая тоже зависит от поля. Зависимость размагничивающего фактора от напряженности внешнего магнитного поля определяется выражением, дающим связь эксцентриситета капли (e) с величиной внешнего поля:

$$H^2 = \frac{2\sigma}{\mu_0 \mu_e R}\left(\frac{\mu_e}{\mu_i - \mu_e} + N\right)^2 \frac{\left(3-2e^2\right)/e^2 - \left(3-4e^2\right)\arcsin e \Big/ \left(e^3\left(1-e^2\right)^{1/2}\right)}{\left(1-e^2\right)^{2/3}\left[\left(3-e^2\right)\ln\left((1+e)/(1-e)\right)/e^5 - 6/e^4\right]}, \quad (2)$$

где R – радиус невозмущенной капли, т.е. в отсутствии действия на нее магнитного поля. Совокупность уравнений (1), (2), а также известное выражение связи величин N и e являются искомым решением задачи о магнитной проницаемости эмульсии. Задача не имеет точного аналитического решения и решается численно.

На рис. 1 показана теоретическая зависимость магнитной проницаемости эмульсии от объемной доли МЖ (сплошная линия соответствует зависимости, получаемой в отсутствии поля; пунктирная – в поле H = 2.6 кА/м). Наблюдается хорошее согласие теории и экспериментальных данных. Различный характер реакции эмульсии на поле в случаях, когда она представляет дисперсию капель МЖ в масле и масла в МЖ виден на примере зависимости проницаемости эмульсии от поля H (рис. 2). Кривая 1 соответствует теоретической зависимости, полученной для эмульсии МЖ в масле, кривая 2 – теоретическая зависимость для эмульсии масла в МЖ. Обе зависимости построены для объемного содержания дисперсной фазы 35 %. Рис. 2 также демонстрирует изменение свойств эмульсии при ее обращении. Отметим, что обращение эмульсии происходит не сразу, в области концентраций $0.4 \le \varphi_m \le 0.6$ эмульсия проявляет промежуточные свойства. Это связано с тем, что в указанном диапазоне концентраций наблюдаются локальные обращения в ограниченном объеме, не охватывающие всей эмульсии. При дальнейшем увеличении концентрации одной из фаз число таких локальных обращений и охватываемый ими объем эмульсии растут до тех пор, пока не произойдет полное обращение эмульсии во всем ее объеме. Анализ проведенных исследований позволяет сделать вывод о возможности эффективного управления свойствами изученных эмульсий с помощью магнитного поля.

zakinyan@mail.ru

Научный руководитель: проф., д. ф-м. н. Диканский Ю. И.

МАГНИТОПЛАЗМОННЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Жданов А.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Последнее время, тема управления распространением света с помощью внешних полей, в частности магнитного, становится довольно актуальной во многих приложениях оптики и фотоники. Много работ посвящено изучению магнитофотонных кристаллов - периодически упорядоченные структуры нанометровых размеров, изготовленных из ма-

териалов с магнитными свойствами [1,2]. Магнитооптический отклик может быть значительно усилен в периодических металлических структурах [3]. В этом случае закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов модифицируется из-за периодичности структуры, поэтому они могут быть возбуждены падающей объемной электромагнитной волной. Это может быть достигнуто при согласовании тангенциальной компоненты волнового вектора падающей волны, волнового вектора плазмон-поляритона, бегущего по поверхности, и вектора обратной решетки периодической структуры. При этом условии также предсказывается и усиление магнитооптических свойств [4].

Результаты

Изученные образцы представляют собой двумерный массив гексагонально упорядоченных никелевых дисков, расположенных на никелевой подложке толщиной 500 мкм. Высота каждого диска составляет ~50 нм, а диаметр ~200 нм, расстояние между центрами соседних дисков ~400 нм. Такую структуру можно назвать магнитоплазмонным фотонным кристаллом.

Рис.1 a) Спектр магнитооптического эффекта Керрапри различных углах падения, b) Спектарльное согласование усиления эффекта Керра (кружки, левая ось) и коэффициента отражения (сплошная линия, правая ось) в нулевом порядке дифракции (зеркальное отражение).

В случае p-поляризованной волны интенсивность отраженного света вдвое ослабляется при условии согласования волновых векторов, что соответствует аномалии Вуда. При этом происходит возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов: часть излучение «перекачивается» в поверхностные волны. В случае s-поляризованной волны никаких особенностей не наблюдается, что в очередной раз указывает на плазмонный характер эффекта. Магнитооптический эффект Керра был измерен в продольной геометрии (H=4kOe). Пик Керровского угла также соответствует возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов (см. Рис.1).

E–mail: zhdanov@femtolab.ru

Литература

A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, D. Kobayashi, K. Nishimura, H.Uchida, M. Inoue, J. Magn. Magn. Mater. **282**, 256 (2004).

V.I. Belotelov and A.K. Zvezdin, J. Opt. Soc. Am. B **22**, 286 (2005).

L. Martin-Moreno et al., Phys.Rev.Lett. **86**, 1114 (2001).

V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin, J. of Magn. Magn. Matter. **300**, e260 (2006).

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРЕХСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ С БИЛИНЕЙНЫМ И БИКВАДРАТИЧНЫМ ОБМЕННЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Знаменская Н. В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящей работе рассматривается динамика нелинейных межслоевых обменных взаимодействий в трехслойной анизотропной магнитной системе на основе модели связанных ротаторов, предложенной в работе [1]. Вектора намагниченности слоев представляются как ротаторы и описываются классической функцией Гамильтона $H = H_0 + H_{\text{int}}$.

Гамильтониан H_0 для трех невзаимодействующих слоев имеет вид:

$$H_0 = \sum_{i=1}^{3}\left[\frac{\alpha_i}{2}\left(M_{ix}^2 + M_{iy}^2\right) + \frac{\beta_i}{2}M_{iz}^2\right], \qquad (1)$$

где $\alpha_i > 0$ и $\beta_i > 0$ - константы анизотропии легкой плоскости и легкой оси для i-го слоя, соответственно; M_{ix}, M_{iy}, M_{iz} - компоненты векторов намагниченности слоев $\vec{M}_i$, где $i = 1,2,3$.

Гамильтониан H_{int} с учетом попарного взаимодействия ближайших слоев в системе записывается в виде:

$$H_{\text{int}} = J_1^{12}(\vec{M}_1,\vec{M}_2) + J_1^{23}(\vec{M}_2,\vec{M}_3) + J_2^{12}(\vec{M}_1,\vec{M}_2)^2 + J_2^{23}(\vec{M}_2,\vec{M}_3)^2, \qquad (2)$$

где $\left(\vec{M}_1,\vec{M}_2\right),\left(\vec{M}_2,\vec{M}_3\right)$ - скалярные произведения векторов намагниченности. Здесь J_1^{12}, J_1^{23} - константы билинейного и J_2^{12}, J_2^{23} - константы биквадратичного взаимодействий между соответствующими слоями.

Получена система уравнений движения для векторов намагниченности слоев:

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_1}{dt} = (\beta_1 - \alpha_1)\left(\vec{n}\vec{M}_1\right)\left[\vec{n}\vec{M}_1\right] + \left(J_1^{12} + 2J_2^{12}\left(\vec{M}_1\vec{M}_2\right)\right)\left[\vec{M}_2\vec{M}_1\right]$$

(3)

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_2}{dt} = (\beta_2 - \alpha_2)\left(\vec{n}\vec{M}_2\right)\left[\vec{n}\vec{M}_2\right] + \left(J_1^{12} + 2J_2^{12}\left(\vec{M}_1\vec{M}_2\right)\right)\left[\vec{M}_1\vec{M}_2\right] + \left(J_1^{23} + 2J_2^{23}\left(\vec{M}_2\vec{M}_3\right)\right)\left[\vec{M}_3\vec{M}_2\right]$$

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}_3}{dt} = (\beta_3 - \alpha_3)\left(\vec{n}\vec{M}_3\right)\left[\vec{n}\vec{M}_3\right] + \left(J_1^{23} + 2J_2^{23}\left(\vec{M}_2\vec{M}_3\right)\right)\left[\vec{M}_2\vec{M}_3\right],$$

где $\vec{n}$ - единичный вектор нормали, направленный вдоль оси z перпендикулярно плоскости (x, y).

Численное решение этой системы позволило исследовать динамическое поведение векторов намагниченности, влияние анизотропии магнитных слоев, соотношения величин билинейного и биквадратичного обменных взаидействий, размерные эффекты, связанные с четностью и нечетностью числа магнитных слоев.

Показано, что при определенных условиях, для ряда конфигураций векторов намагниченности в системе трех слоев билинейное взаимодействие полностью компенсируется, что не наблюдалось для двухслойной системы (т.е. при четном числе слоев).

nznam@mail.ru

Литература

[1] B. Esser,V. Rzhevskii. Phys. Rev. B **72**, 012310 (2005).

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Председатель подсекции
проф., Бушуев Владимир Алексеевич

ВЛИЯНИЕ γ-ОБЛУЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ МДП-СТРУКТУР СО СМЕЩЕНИЕМ И БЕЗ СМЕЩЕНИЯ НА ПОЛЕВОМ ЭЛЕКТРОДЕ

Далиев Ш.Х., Тургунов Ш.Т.
Национальный университет Узбекистана им. Мирзо Улугбека, Ташкент

Известно, что количество и параметры радиационных повреждений в МДП-структурах сильно зависят от вида облучения, от технологии и материалов, используемых при их изготовлении и от других условий во время облучения (электрического поля, механических напряжений, температуры).

В данной работе приведены результаты комплексного исследования физических свойств в структурах Al-SiO_2-Si, облученных γ-квантами ^{60}Co при наличии электрического поля в диэлектрике с помощью методов нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней при постоянной емкости (CC-DLTS) и высокочастотных вольт-фарадных характеристик (ВЧ ВФХ).

Для измерений были использованы МДП-структуры на подложках из n-Si с ориентацией <100> и удельным сопротивлением 15 Ом·см. Слой окисла толщиной d_{ox} = 700 Å выращивался термическим способом при 900 ^{o}C в атмосфере влажного кислорода с добавлением трихлорэтилена. Металлические электроды на SiO_2 площадью S = 0.03 см^2 и толщиной 7000 Å, создавались термическим напылением алюминия.

Облучение структур производилось потоком γ-квантов с интенсивностью $3.4\cdot10^{12}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$ при комнатной температуре и со смещением на Al – электроде $V_{см}$ = +10 или $V_{см}$ = - 10 В. Дозы облучения составляли D = $6\cdot10^{14} \div 6\cdot10^{15}$ кв/см^2 .

Измерения ВЧ ВФХ МДП-структур до и после облучения γ- квантами ^{60}Co при наличии электрического поля в диэлектрике показали, что в результате облучения образуется положительный заряд в SiO_2 и увеличивается плотность поверхностных состояний (ППС) на границе раздела Si-SiO_2. Обнаружено, что при облучении с положительным смещением на полевом электроде в образцах появляется больший положительный заряд и ППС по сравнению с отрицательным смещением. При больших дозах облучения на ВЧ ВФХ появляются искажения, что обусловлено возникновением сквозного тока порядка 10^{-9}А через окисел.

Сигнал CC-DLTS, измеренный при температурах 80, 150 и 250 К, соответствующих энергиям ионизации E_t = 0.09, 0.24 и 0.44 эВ, пересчитан в ППС (N_{ss}) по методике, описанной в [1]. Установлено, что образование мелких поверхностных состояний с $E_t \approx 0.24$ эВ только слабо зависит, а с $E_t \approx 0.1$эВ практически не зависит от полярности $V_{см}$. Во всей области энергий обнаружен сверхлинейный рост N_{ss}(D) при D $\geq 2\cdot10^{15}$ кв/см^2, а тенденция к насыщению заметна только при D $\approx 6\cdot10^{15}$ кв/см^2. Дальнейшее увеличение дозы облучения не имеет большого смысла, так как в структурах появляется сквозной ток и вследствие этого интерпретация результатов измерения CC-DLTS и ВФХ становится ненадежной.

Установлено, что при облучении структур без смещения наблюдается большой разброс экспериментальных данных, но плотность поверхностных состояний и объемных состояний лежат между результатами при $+V_{см}$ и $-V_{см}$. Связано это, по-видимому, с флуктуациями встроенного заряда в окисле. Таким образом, облучение структур при $V_{см} \neq 0$ стабилизирует условия образования радиационных дефектов и позволяет установить четкие зависимости их плотности от дозы.

E-mail: shahrik1985@yandex.ru

Литература:

1. Wang K.L., Evwaraye A.O. Determination of Interface and Bulk-Trap States of IGFETs Using Deep-Level Transient Spectrocopy.- J.Appl.Phys., 1976, , v.47, No.10, p.4574-4577.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В КРИСТАЛЛЕ InAs ПОД ДАВЛЕНИЕМ, ВОЗРАСТАЮЩИМ ОТ НОРМАЛЬНОГО ДО 24 ГПа

Джелаухова М.С.

Южный Федеральный Университет, г. Ростов-на-Дону

В настоящее время установлено, что с ростом давления до 24 ГПа кристалл Арсенида Индия (InAs) переходит от структуры цинковой обманки к более плотно упакованным структурам, таким как NaCl (переход осуществляется при давлении 7-9 ГПа) и впоследствии предположительно к Cmcm-структуре (переход при ~ 14 ГПа). Применение рентгено-дифракционных методов анализа не позволяет однозначно определить тип кристаллической структуры, свидетельствуя лишь о наличии сильных локальных структурных искажений. Поэтому для анализа таких искажений используется метод рентгеновской спектроскопии поглощения, который позволяет количественно исследовать структурные превращения с ростом давления. Для анализа изменения структуры кристалла InAs с ростом давления используются As K-XAFS спектры кристалла, измеренные под давлениями 11, 17, 19 и 24 ГПа. При каждом из исследуемых давлений данные о межатомных As-In и As-As расстояниях, а также о числе атомов In, координирующих атомы As, определяются с помощью методов Фурье-трансформационного анализа [1]. Применение такого подхода позволило установить характер локальных структурных искажений при каждом из изучаемых давлений, и в частности, определить, что координация атома As с ростом давления меняется следующим образом:

При давлении 11 ГПа радиальное распределение шести координирующих атомов In относительно атома As соответствует NaCl-структуре, искаженной согласно модели 1+4+1 (1 атом на $R_{As\text{-}In}$ = 2.55 Å, 4 атома на расстоянии $R_{As\text{-}In}$ = 2.73 Å, 1 атом на $R_{As\text{-}In}$ = 2.92 Å).

При давлении 17, 19, 24 ГПа радиальные распределения атомов In соответствует Cmcm-симметрии, искаженной согласно модели 2 атома In на расстоянии ~ 2.54 Å и 4 атома In на расстоянии ~ 2.72 Å.

Установлено, что начиная с давления 19 ГПа, наблюдается приближение 2-х атомов As к координирующим атомам In.

e-mail: mdjel@rambler.ru

[1] L.Bugaev, J.A.van Bokhoven, A.Sokolenko et al J.Phys.Chem.B, 2005, v.109, 10771-10778.

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА Fe_2O_3 ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ЕГО АЛЮМИНИЕМ В ПРОЦЕССЕ МЕХАНОСИНТЕЗА НАНОКОМПОЗИТОВ

*Фалкова А.Н., Потапкин В.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова

В настоящее время нанокомпозиты металл (смесь металлов) / оксид (карбид, борид, нитрид) находят широкое применение в качестве прекурсоров самовоспламеняющегося высоко температурного синтез. Механохимический подход может обеспечить получение широкого спектра наноразмерных композитных материалов, в том числе и с оксидами.

Целью работы являлось исследования процесса структурных превращений, происходящих в процессе механохимического восстановления оксида железа Fe_2O_3 алюминием. Для этого проводился кратковременный механический размол в течение 40 секунд смесей порошков оксида железа и алюминия разной концентрации в высокоэнергетичной шаровой мельнице планетарного типа. Исследование структурных превращений проводилось методами рентгеновской дифракции, мессбауэровской спектроскопии и ИК-спектроскопии.

Проведенный анализ экспериментальных данных о продуктах механохимического взаимодействия оксида железа с 2г алюминия показал, что уже после 40 сек происходит максимальное восстановление железа до 40% и α-Al_2O_3 согласно реакции ($Fe_2O_3 + 2\ Al \rightarrow Al_2O_3 + 2\ Fe$). Кроме того, на мёссбауэровских спектрах фиксируется небольшое количество недовостанновленных оксидов железа Fe_2O_3, Fe_3O_4. $(Fe_{1-x}Al_x)_3O_4$, а также небольшое кол-во интерметаллидов Fe_2Al_5 , FeAl. Оценка размеров ОКР продуктов, образующихся в ходе МА смесей оксида железа с алюминием, сделанная на основании рентгенографических данных, свидетельствует об их наноразмерах.

При двукратном избытке алюминия восстановление большей части оксида железа с образованием α-Al_2O_3 происходит так, что восстановленное железо взаимодействует с избытком алюминия, приводя к образованию смеси интерметаллических соединений, в которой больше всего интерметаллида FeAl.

При трехкратном избытке алюминия в исходной смеси заметно уменьшается скорость механохимического восстановления. Мёссбауэровские исследования показали, что в процессе МА такой смеси идет только частичное восстановление α-Fe_2O_3. 75% этого оксида не провзаимодействовало. Мы полагаем, что в этом случае, возможно, происходит капсулирование оксида железа алюминием, вследствие чего ухудшаются условия зародышеобразования, необходимые для прохождения топохимической реакции восстановления.

При четырехкратном избытке алюминия в исходной смеси восстановление оксида железа при исследованной продолжительности МА практически не происходит.

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод, что механохимически можно достаточно эффективно получать нанокомпозиты интерметаллид / оксид с большим содержанием оксидной фазы, при этом состав интерметаллидной фазы и кинетика восстановления зависят от количества восстановителя в исходной смеси.

e-mail: _falkova@mail.ru

---

* Доклад отмечен дипломом конференции, как лучший на подсекции.

ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПЛЕНОК СЕЛЕНИДА МЫШЬЯКА, ЛЕГИРОВАННОГО ЭРБИЕМ

Гаврилюк А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова

Халькогенидные стеклообразные пленки селенида мышьяка, легированные эрбием (As_2Se_3:Er), являются перспективными с точки зрения их использования в оптоэлектронных приборах, поскольку обладают заметной люминесценцией на длине волны 1,54 мкм, соответствующей минимуму оптических потерь в оптоволокне [1,2]. Для создания светоизлучающих приборов с оптимальными параметрами на основе пленок As_2Se_3:Er, необходимо детально исследовать оптические и фотоэлектрические свойства последних. Представляет также значительный интерес с целью выявления роли эрбия в процессах генерации и переноса носителей заряда провести сравнительный анализ оптических и фотоэлектрических свойств халькогенидных стеклообразных пленок As_2Se_3, легированных и нелегированных эрбием. Целью данной работы было исследование спектральной зависимости коэффициента поглощения и проводимости пленок As_2Se_3:Er и As_2Se_3.

Пленки As_2Se_3:Er и As_2Se_3 были получены путем термического испарения в вакууме. Температура испарения была подобрана, исходя из достижения расчетного давления пара и получения качественной пленки, и составляла 350°С. При этом использовалась технологическая установка, которая позволяла наносить тонкие пленки при одновременном испарении материалов из двух источников. Это было необходимо для модификации As_2Se_3, редкоземельным комплексом эрбия. Толщина пленок d≈1 мкм. Для измерения фотоэлектрических характеристик на поверхность пленок напылялись алюминиевые контакты. Проводимость исследовалась в области температур 25-100°С.

В данной работе спектральная зависимость коэффициента поглощения пленок As_2Se_3 и As_2Se_3:Er определялась с помощью метода постоянного фототока (СРМ), так как в случае тонких пленок и малых значений показателя поглощения, обычные методы определения коэффициента поглощения (измерение коэффициентов отражения и пропускания) неприменимы, из-за малых значений величины $\alpha d << \mathbf{1}$, где α – коэффициент поглощения). В области межзонного поглощения коэффициент поглощения наилучшим образом описывается моделью Клазиса [3], предполагающей линейное распределение плотности электронных состояний хвостов зон. В результате анализа на основе данной модели полученных спектральных зависимостей коэффициента поглощения была определена оптическая ширина щели подвижности для As_2Se_3 и As_2Se_3:Er. Оптическая ширина щели подвижности получилась примерно одинаковой для легированных эрбием и нелегированных пленок As_2Se_3, и оказалась равной примерно 1,6 эВ.

В области энергии кванта 1.4эВ÷1.6эВ коэффициент поглощения описывается законом Урбаха [4]:

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \exp\left\{-\frac{E_g - h\nu}{E_0}\right\},$$

где E_g-оптическая ширина щели подвижности, $h\nu$ - энергия кванта поглощаемого света, α_0-коэффицинент поглощения, E_0-характеристическая энергия, несущая информацию о распределении локализованных состояний в хвостах зон. Для образцов As_2Se_3 и As_2Se_3:Er величина E_0 оказалось равной примерно 0,18 эВ, что может свидетельствовать об отсутствии влияния эрбия на степень разупорядоченности системы.

Исследования вольт-амперных характеристик образцов As_2Se_3 и As_2Se_3:Er показали, что зависимость силы тока от напряжения имеют линейный характер при малых значениях напряжений (до 10 В) в соответствии с законом Ома. При больших напряжениях измерения не проводились, поскольку при этом образец демонстрировал нестабильность свойств.

Температурные зависимости образцов As_2Se_3 и As_2Se_3:Er имеют активационный характер с энергией активации Ea=0,45 эВ для легированных эрбием и нелегированных образцов As_2Se_3. Таким образом, введение Er в пленки As_2Se_3, не приводит к заметным изменениям проводимости и ее энергии активации, что находится в соответствии с фактом об отсутствии влияния легирования на положение уровня Ферми в халькогенидных стеклообразных полупроводниках [5].

E–mail: alex_elec@inbox.ru

Спмсок литературы

1. Fick J., Knystaustas E.J., Villeneuve A., Schiettekatte F., Roorda S., Richardson K.A. High photoluminescence in erbium-doped chalcogenide thin films. Journ. of Non-Cryst. Solids 272 (2000) 200-208.

2. Lyubin V., Klebanov M., Sfez B., Ashkinadze B. Photoluminescence and photodarkening effect in erbium doped chalcogenide glassy films. Material Letters 58 (2004) 1706-1708.

3. A. Frova, A. Selloni. The optical threshold of hydrogenated amorphous silicon N.Y., Plenum Press.-1985-p.271

4. Клява Я.Г. Правило Урбаха и континуальная неупорядоченность в некристаллических твердых телах. Физика твердого тела. – 1985. Т.27, №5.-с.1350-1353.

5. Habbard J. Electron correlation in narrow energy bands // Proc. Roy. Soc. A -1963.-Vol. 276.-P.238.

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В АМОРФНОМ СПЛАВЕ $Fe_{77}Ni_2Si_{14}B_7$ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ

Голубок Д.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова

Известно, что аморфные сплавы по сравнению с кристаллическими веществами являются более устойчивыми к радиационным повреждениям. Обнаружение изменений в их структурном состоянии возможно только с применением комплекса тонких физических методов таких как электронная микроскопия высокого разрешения и селективная по глубине конверсионная мессбауэровская спектроскопия [1-3].

Целью настоящей работы явилось изучение структурных превращений в исследуемом аморфном сплаве под воздействием потока нейтронов. Облучение сплава проводилось с блестящей стороны ленты нейтронами на реакторе ИБР-2 Объединенного института ядерных исследований (Дубна).

Анализ структурного состояния сплава до и после облучения проводился методом мессбауэровской спектроскопии. При этом интегральные характеристики были получены в геометрии «на прохождение» потока гамма-квантов через весь образец (толщина 20 мкм), а селективные по глубине исследования проводились в геометрии рассеяния излучения с регистрацией конверсионных электронов (толщина анализированного слоя – 0,3 мкм) и резонансного конверсионного рентгеновского излучения (толщина анализированного слоя – 10-15 мкм).

Анализ полученных мессбауэровских спектров показал, что на облученной поверхности образца образовались кристаллические фазы α-Fe(NiSi), в количестве 40% от всего состава вещества в приповерхностном слое 0,3 мкм. При этом на глубине сохра-

няется аморфное состояние сплава. Исследование этой поверхности методом растровой электронной микроскопии показали, что на ней образовались закристаллизованные дендритные структуры размерами порядка 50-1000 нм. Причиной такой кристаллизации явились локальные разогревы с большим градиентом температуры. Они возникли в результате ядерных реакций: n + 10B -> 7Li +α+ 2.79 МэВ, захвата атомами бора медленных нейтронов, при которых испускаются альфа-частицы с энергией 2 МэВ. Они и являются причиной разогрева и кристаллизации аморфного сплава.

Литература

1. Novakova A.A., Semina V.K., Kiseleva T.Yu., Revokatov P.O., Golubok D.S., Didyk A.Yu. J. OF METASTABLE AND NANOCRYSTALLINE MATERIALS Vols.15-16 (2003) pp.451-456

2. Голубок Д.С., Новакова А.А., Семина В.К., Киселева Т.Ю., Дидык А.Ю. Труды XIII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела» 2003, С. 110-114

3. Голубок Д.С., Новакова А.А., Семина В.К., Дидык А.Ю. Труды XV Международного совещания «Радиационная физика твердого тела»2005,С.49-56

СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ЛОКАЛЬНОЕ ОКРУЖЕНИЕ ЗОНДОВЫХ АТОМОВ ^{57}Fe В ПЕРОВСКИТОПОДОБНОМ МАНГАНИТЕ $CaMn_7O_{12}$

Губайдулина Т.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова

Введение. Двойной перовскитоподобный манганит $CaMn_7O_{12}$ (или $CaMn_3^{3+}(Mn_3^{3+}Mn^{4+})O_{12}$) принадлежит к классу манганитов с общей формулой $AC_3Mn_4O_{12}$, где A = La^{3+}, Ca^{2+}, Na^{+} и C = Mn^{3+}, Cu^{2+}. Данный класс соединений привлекает большое внимание исследователей, поскольку в их структуре реализуются разнообразные типы фазовых переходов, наблюдаются гигантская диэлектрическая проницаемость и колоссальное магнетосопротивление.

В ромбоэдрической структуре манганита $CaMn_7O_{12}$ (пр. гр. $R\bar{3}$) крупные диамагнитные катионы Ca^{2+} занимают позиции с додекаэдрическим кислородным окружением. При этом ян-теллеровские катионы Mn^{3+} занимают кристаллографически неэквивалентные позиции двух типов. В позициях первого типа катионы Mn^{3+} локализованы в сильно искаженных полиэдрах $Mn^{3+}O_{12}$, в которых четре ближайших к марганцу аниона кислорода лежат в вершинах квадрата. В позициях второго типа катионы Mn^{3+}, наряду с катионами Mn^{4+}, образуют упорядоченные октаэдрические полиэдры $Mn^{3+}O_6$ и $Mn^{4+}O_6$, степень искажения которых определяется электронной конфигурацией этих катионов [1].

При высоких температурах ($T \geq T_{CO} \approx 450$ K) манганит претерпевает структурный фазовый переход с повышением симметрии кристаллической решетки до кубической (пр. гр. $Im\bar{3}$). Предполагается, что этот переход связан с быстрым электронным обменом между катионами в октаэдрической подрешетке [2]. В кубической структуре $CaMn_7O_{12}$ существует единственный тип октаэдрических позиций катионов марганца – симметричные октаэдры $Mn^{3.25}O_6$. В области низких температур также имеют место фазовые переходы при $T_{M1} \approx 50$ K и $T_{M2} \approx 90$ K [3]. Однако природа этих фазовых переходов остается не ясной.

Методы. Методами мессбауэровской спектроскопии впервые проведены исследования сверхтонких взаимодействий, валентного состояния и особенностей локально-

го окружения примесных атомов ^{57}Fe в двойном перовскитоподобном манганите $CaMn_7O_{12}$ в широкой области температур от 77 K до 500 K.

Синтез образца $CaMn_7O_{12}$, допированного микроколичеством атомов ^{57}Fe (0.3 ат. %), проводился с помощью модифицированного керамического метода [4]. Согласно данным рентгенофазового и химического анализов синтезированного образца, его состав может быть выражен следующей формулой – $CaMn_{6.97}{}^{57}Fe_{0.03}O_{12}$. Магнитные измерения показали, что введение в структуру манганита примесных атомов ^{57}Fe практически не сказывается на его магнитных свойствах и значениях температур фазовых переходов T_{M1} и T_{M2}.

Результаты. Мессбауэровские спектры при $T_{M2} \le T \le T_{CO}$ (рис. 1б) представляют собой суперпозицию трех квадрупольных дублетов: Fe(1), Fe(2) и Fe(3) с практически совпадающими сдвигами δ (~ 0.4 мм/с) и существенно различающимися квадрупольными расщеплениями Δ. Для кристаллохимической идентификации наблюдаемых парциальных спектров были проведены расчеты тензора градиента электрического поля (ГЭП) на ядрах примесных атомов ^{57}Fe, замещающих марганец в полиэдрах $Mn^{3+}O_6$, $Mn^{4+}O_6$ и $Mn^{3+}O_{12}$. Полученные тензоры ГЭП были использованы для оценки величин квадрупольных расщеплений $\Delta^{(расч)}$. В результате сравнения расчетных и экспериментальных значений Δ были сделаны следующие выводы. Дублет Fe(1) с бóльшим расщеплением соответствует катионам Fe^{3+}, замещающим Mn^{3+} в искаженных октаэдрических позициях. Дублет Fe(2) с меньшим расщеплением может быть отнесен к катионам Fe^{3+}, замещающим Mn^{4+} в симметричных октаэдрических позициях. Третий дублет Fe(3), характеризующийся аномально высоким для трехвалентных ионов железа квадрупольным расщеплением, может соответствовать либо катионам Fe^{3+}, замещающим марганец в полиэдрах $Mn^{3+}O_{12}$, либо катионам железа, локализованным на поверхности частиц манганита.

Рис.1. Мессбауэровские спектры $CaMn_{6.97}{}^{57}Fe_{0.03}O_{12}$, полученные при различных температурах

Анализ спектров, полученных в интервале температур $T_{M2} \le T \le T_{CO}$, показал, что не происходит изменений валентного состояния и локального атомного окружения примесных атомов ^{57}Fe. Измерения спектров в режимах «нагревания» и «охлаждения» не выявили гистерезиса в температурных зависимостях сверхтонких параметров обнаруженных квадрупольных дублетов, ранее отмечавшегося в исследованиях перовскитоподобных манганитов $La_{1-x}Ca_xMnO_3$:^{57}Fe [5].

В интервале температур 380 K < T < 455 K мессбауэровские спектры ядер ^{57}Fe претерпевают резкое изменение, которое может быть связано с образованием кубической фазы манганита и постепенным ростом ее при увеличении температуры. При T ≥ 455 K спектр соответствует единственной позиции катионов Fe^{3+} в симметричном октаэдрическом кислородном окружении (рис. 1в). Таким образом, структурный фазовый переход от ромбоэдрической фазы манганита к кубической происходит в интервале температур 380 K < T < 455 K при одновременном существовании этих двух фаз.

В мессбауэровских спектрах манганита, полученных при температурах ниже точки фазового перехода $T_{M2} \approx 90$ K, наблюдается появление парциальных вкладов

магнитоупорядоченного типа (рис. 1а), свидетельствующих о существовании на ядрах ^{57}Fe непрерывного распределения сверхтонких магнитных полей H_n. При T = 77.4 K максимальная величина сверхтонкого магнитного поля в области расположения ядер ^{57}Fe достигает значения $H_n \sim 350$ кЭ. Таким образом, можно утверждать, что при T_{M2} происходит фазовый переход, связанный с возникновением упорядочения магнитных моментов катионов марганца в октаэдрической подрешетке манганита.

E-mail: tgubaidulina@yandex.ru

Литература

1. J. Alonso, J. Sanchez-Benitez, H. Falcon, M.J. Martinez-Lope, A. Munoz. Z. Naturforsch B, **61**, 1507 (2006).

2. R. Przenioslo, W. van Beek and I. Sosnowska. Sol. State Comm. **126**, 485 (2003).

3. O. Volkova, Yu. Arango, N. Tristan, V. Kataev, E. Goodilin, D. Meiyer, T. Lorentze, B. Bukhner, A. Vasiliev. JETP Lett. **82**, 498 (2005).

4. A.M. Balagurov, V.Yu. Pomjakushin, D.V. Sheptyakov, V.L. Aksenov, N.A. Babushkina, L.M. Belova, O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul Europ. Phys. J. B. **19**, 1434 (2004).

5. G. Kallias, M. Pissas, E. Devlin, A. Simopopoulos. Phys. Rev. B. **65**, 144426 (2002).

РЕНТГЕНОВСКИЙ ЕСТЕСТВЕННЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ В КРИСТАЛЛЕ $CsCuCl_3$

Козловская К.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

Введение

С появлением третьего поколения источников синхротронного излучения стало возможно создание интенсивного рентгеновского кругополяризованного излучения, а с ним и изучение явлений рентгеновской оптической активности (XOA), в том числе рентгеновского естественного кругового дихроизма (XNCD) [1]. Впервые явление естественного кругового дихроизма (XNCD) в рентгеновском диапазоне наблюдалось в эксперименте в 1997 году в области XANES при исследовании энантиоморфных кристаллов $Na_3Nd(digly)_3*2NaBF_4*6H_2O$ в области L_3-края Nd, и с тех пор было обнаружено в ряде других структур [1]. Теоретические исследования показали, что естественная оптическая активность связана с переходами, в которых смешиваются мультипольные моменты с противоположной четностью E1E2 [2].

Настоящая работа посвящена теоретическому рассмотрению рентгеновского естественного кругового дихроизма в кристалле $CsCuCl_3$ в области *K*-края Cu, численному моделированию спектра дихроизма и его сопоставлению с экспериментальными данными, полученными на Европейском источнике синхротронного излучения группой А.Рогалева. При комнатной температуре гексагональный перовскит $CsCuCl_3$ может существовать в виде одного из двух зеркальных изомеров с симметрией $P6_122$ или $P6_522$, которым соответствуют противоположные знаки сигнала дихроизма. Целью эксперимента было установление конкретного вида энантиоморфной модификации образца.

Было проведено численное моделирование спектров поглощения, а также спектра кругового дихроизма в кристалле $CsCuCl_3$ с использованием программ FEFF8, FDMNES и LMTO. Были выполнены расчеты с использованием трех видов обменно-корреляционного потенциала для кластеров размером 9.7 Å и 11.5 Å. Поскольку в сигнал кругового дихроизма пропорционален мнимой части компоненты антисимметричного тензора третьего ранга, отвечающего диполь-квадрупольному переходу, были произведены расчеты этой компоненты тензора в зависимости от энергии падающего излучения. Существование сигнала естественного кругового дихроизма в предкраевой области К-

края меди свидетельствует о существовании плотности p-d смешанных состояний в этой области [2]. Все выполненные расчеты достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными и свидетельствуют о том, что экспериментально исследованный образец имел симметрию $P6_122$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 05-02-16-770. Автор выражает благодарность А.Рогалеву, В.Е.Дмитриенко, А.Ф.Константиновой, Е.Н.Овчинниковой и А.М.Колчинской.

E–mail: xen@ok.ru

Литература

1. X-ray Optical Activity: Applications of Sum Rules J. Goulon, A. Rogalev, F. Wilhelm, C. Goulon-Ginet, P. Carra, I. Marri, and Ch. Brouder Journal of Experimental and Theoretical Physics, Vol. 97, No. 2, 2003, pp. 402-431.

2. Calculation of X-ray natural circular dichroism; C.R. Natoli, Ch. Brouder, Ph. Sainctavit, J. Goulon, Ch. Goulon-Ginet, and A. Rogalev Eur. Phys. J. B 4, 1 (1998)

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ ОКСИДА МОЛИБДЕНА MoO_3 И ИХ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

**Кошелев С.В., Курмашева Д.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова

Одной из актуальных задач материаловедения является получение нанокристаллического оксида молибдена, который используется, в частности, как электрохромный материал, газовый сенсор, как стабилизатор стехиометрического состава при выращивании молибдатов. Целью данной работы было получение нанокристаллов MoO_3 и исследование их структуры и фазового состава методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и рентгеновской дифрактометрии, т.к. состав и структура материала определяют его свойства. Для выполнения поставленной задачи была собрана установка для роста нанокристаллов MoO_3, в основе действия которой лежит метод осаждения из паровой фазы без участия химической реакции (PVD). Схема установки пока-

Рис. 1. Схема установки для получения нанокристаллов MoO_3

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

зана на рис. 1. Нанокристаллы MoO_3 получали из поликристалла MoO_3 методом осаждения из паровой фазы в потоке гелия на подложку из золота. Чистый гелий (99.99 об.%) подавался в реактор после двухступенчатой очистки – от воды и от кислорода. Поликристалл MoO_3 помещали в кварцевую лодочку в трубе кварцевого реактора диаметром 8 мм и длиной 90 мм и испаряли при температуре 720°С при скорости потока гелия 1600 мл/мин. Нанокристаллы осаждались на подложку из золота и на стенки коллектора. Температура в зоне осаждения в кварцевом коллекторе составляла 500°С.

Рис. .2. Электронно-микроскопическое изображение (слева) и электронограмма (справа) полученных наноструктур MoO_3. Масштаб изображения: в 1см 100 нм.

Данные ПЭМ, расчёт электронограмм и анализ их тонкой структуры (рис.2) говорят о том, что в процессе роста получаются наностержни и нанотрубки оксида молибдена MoO_3. Данные рентгенофазового анализа подтверждают, что исследуемое вещество - это MoO_3, имеющий орторомбическую кристаллическую решетку с параметрами a = 3.962Å, b = 13.858Å, c = 3.697Å.

E–mail: ldg@physchem.msu.ru

Литература

1. Современная кристаллография. Том 3: Образование кристаллов. - М.: Наука. 1980.

2. Шаскольская М.П. Кристаллография.- М.: Высшая школа. 1984

3. Григорьева Л.Д. Кристаллгеометрическое описание морфологических особенностей и определение угла хиральности нанотрубок // Доклады Академии наук.2004. т.396. № 1. с. 35-40.

[1] Авторы выражают признательность к.т.н. Борисенко Е.Б. за помощь в подготовке тезисов.

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ КРИСТАЛЛОВ $CuIn_5Se_8$ С ПОМОЩЬЮ CSA - АЛГОРИТМА

Левченко С.В.

Институт Прикладной Физики АН Молдовы, г. Кишинев

Кристаллы $CuIn_5Se_8$ (Cis1,Cis2) были выращены методом Бриджмена. Стехиометрический состав образцов для Cu:In:Se составляет 7.1: 32.7: 60.1 и 6.5: 33.2: 60.4 атомных процента для Cis1и Cis2 соответственно. Спектры мнимой (ε_2) и действительной (ε_1) части диэлектрической проницаемости кристаллов были получены с помощью эллипсометрического метода в области энергий 0.8–4.5 эВ при температуре 300 К.

На рис.1 представлены экспериментальные данные диэлектрической проницаемости для кристалла Cis1 с лучшей стехиометрией по Cu. Для интерпретации спектров были использовано поведение функции межзонной плотности состояний вблизи особенности Ван-Хова, т.е. вблизи критических точек [1]. Параметры оптических функций, рассчитывались одновременно по ε_1 и ε_2 на всем интервале энергий с использованием CSA-алгоритма[2], в основу которого положен критерий Метрополиса. Определены энергии, соответствующие различным межзонным переходам, и получено удовлетворительное согласие с экспериментом (рис.1). Относительная ошибка составила 1-2% и 2-7% для ε_1 и ε_2 соответственно. Переход с наименьшей энергией E_0 был описан критической точкой тип 3D, тогда как межзонные переходы E_{1A} и E_{1B} , происходящие при больших энергиях, типом 2D. Спектральные зависимости показателя преломления n*(E), коэффициент поглощения k(E) и коэффициент отражения R(E) при нормальном угле падения кристаллов $CuIn_5Se_8$ также были определены.

Рис. 1 Действительная *(ε_1)* и мнимая *(ε_2)* часть диэлектрической проницаемости (квадраты) в зависимости от энергии для $CuIn_5Se_8$ кристалла при 300К. Теоретическая (сплошная) кривая получена из совместного расчета спектра ε_1 и ε_2 с помощью CSA-алгоритма. Индивидуальные вклады от E_0, E_{1A} и E_{1B} переходов в функции ε_1 и ε_2 обозначены стрелками.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке the World Federation of Scientists.

e-mail : levcenco@phys.asm.md

Литература

[1] S. Adachi, *Phys. Rev.* B **41**, 1003 (1990).

[2] A. Corana, M. Marchesi, C. Martini, and S. Ridella, ACM T.Math. Software **13**, 262 (1987).

АНАЛИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУР В СИСТЕМЕ Y-MN-O

Назаренко А.В.

Южный Федеральный Университет, г. Ростов-на-Дону

В последние годы внимание исследователей привлечено к изучению проблемы сосуществования магнитных и сегнетоэлектрических свойств в системе Y-Mn-O в связи с перспективами применения мультифероиков в современных устройствах. К настоящему времени наиболее детально изучены структуры и физические свойства гексагональных высоко- и низкотемпературной модификации YMnO3, перовскитовая орто-

ромбическая фаза YmnO3, орторомбическая фаза YMn2O3 и пирохлорная кубическая фаза Y2Mn2O7. Эти структуры отличаются друг от друга ближайшей координацией катионов, симметрией и параметрами атомов.

В настоящей работе проведено моделирование кристаллических и электронных структур составов системы Y-Mn-O. Расчеты проведены и использованием квантово-механического пакета CASTEP (Cambridge Sequental Total Energy Package), в котором реализован твердотельный метод функционала электронной плотности, основанный на базисе присоединенных плоских волн. Расчеты проводились в приближении нелокального учета обменно-корреляционной энергии. В качестве стартового приближения использовался атомный, так называемый, ультрамягкий псевдопотенциал. Базисный набор плоских волн был оборван на 240 эВ, что соответствует ошибке в вычислении полной энергии порядка $5*10^{-5}$, поэтому процедура самосогласования проводилась с точностью 10^{-5} эВ. Программа CASTEP позволяет автоматически находить равновесную кристаллическую конфигурацию, соответствующую минимальной полной энергии, с использованием процедуры Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno. Оптимизация геометрии проводилась до тех пор, пока атомное смещение не становилось меньше $5*10^{-4}$ А, а градиент по энергии не превышал 0,03 эВ/А.

Структура	R_{Mn-O}, *A*	R_{Y-O}, *A*	R_{Y-Y}, *A*	R_{O-O}, *A*	Q_{Mn}	Q_O	Q_Y	E_{tot}, *eV*	μ_{Mn}, μ_B
$YMnO_3$ $P6_3/mmc$	1,98-2,08	2,28	3,60	2,81	1,05	-0,85 – -1,04	1,85	-3009,94	7,99
$YMnO_3$ $P6_3cm$	1,97–2,06	2,25–2,29	3,57	2,71–2,85	0,93	-0,81 – -1,07	1,97	-3011,46	0,30
$YMnO_3$ Pnma	1,90–2,12	2,37	3,81	2,85–2,98	0,53–0,54	-0,85 – 0,88 -0,83 – -0,84	2,06	-3011,25	7,92
YMn_2O_5 Pbam	1,76–1,96	2,36–2,39	3,60–3,90	2,55-2,85	0,89	-0,57 – -0,85	2,05	*)	3,99

*) результаты уточняются

E-mail: kupri@phys.rsu.ru

ENERGY SPECTRUM OF TWO-DIMENSIONAL MAGNETOEXCITONS AND COMBINED OPTICAL QUANTUM TRANSITIONS WITH THE PARTICIPATION OF TWO-DIMENSIONAL MAGNETOEXCITONS

Podlesny I.V.

Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova

The combined exciton–electron processes involving three particles were observed in the presence of magnetic field perpendicular to the two-dimensional semiconductor layer [1].

An incident photon creates an exciton in its ground state and simultaneously it excites one of the resident electron from the lowest to one of the higher Landau levels. The energy of this transition is equal to the sum of the magnetoexciton energy and a multiple of the electron cyclotron energy.

The present paper is devoted to the systematic study of these combined, Auger processes. The Hamiltonian describing the scattering quantum processes of electrons and holes

due to their Coulomb interaction in the case of two-dimensional layer in the presence of a strong perpendicular magnetic field was deduced in [2]. It was supplemented by the Hamiltonian describing the electron-photon interaction in similar conditions. Two cases of simple band structure and a special case of heavy and light holes in GaAs crystal were studied.

The deduced Hamiltonian shows that the absorbtion of one photon with circular polarization $\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\bar{e}_x - i\bar{e}_y\right)$ creates an electron-heavy-hole pair $\left(e\uparrow; hh, -3/2\right)$ with electron spin up projection and a heavy hole with full magnetic moment $J = 3/2$ and its projection $J_z = -3/2$, as well as an electron-light-hole pair $\left(e\downarrow; lh, -1/2\right)$ with electron spin down projection and a light hole with $J_z = -1/2$. A circularly polarized photon with polarization $\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\bar{e}_x + i\bar{e}_y\right)$ can create the electron-hole pairs $\left(e\downarrow; hh, 3/2\right)$ and $\left(e\uparrow; lh, 1/2\right)$.

The deduced Hamiltonian contains also antirezonant terms side-by-side with the resonant ones.

The probabilities of the discussed Auger optical quantum transitions are investigated.

E–mail: podlesniy@rambler.ru

D.R. Yakovlev, V.P. Kochreshko, R.A. Suris et. al. Phys. Rev. Lett. 79, 3974, (1997).

S.A. Moskalenko, E.V. Dumanov, Ig.V. Podlesny, M.I. Shmiglyuk. Proc. SPIE v. 6256, p. 285-298, ICONO 2005.

The author expresses gratitude to Member of Moldavian Academy of Sciences, Academician S.A. Moskalenko for rendered assistance.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ТЕМПЕРАТУРНЫХ И МЕХАНИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ КОНТЕЙНЕРОВ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ (РАО)

Родивилов С.Н.

Московский государственный университет инженерной экологии

Энергия радиоактивного излучения в 1,2 Мэв преобразуется в тепловую и электрическую. Это приводит к образованию электрических зарядов. Наличие градиента температуры в процессе ионизации нейтральных молекул приводит к разделению положительных и отрицательных зарядов по толщине оболочки контейнера. Напряженность электрического поля в стеклянной или керамической матрице составляет величину порядка 10^5 В/см, что превышает напряженность электрического поля пробоя по воздуху. В результате происходит самопроизвольное разрушение поверхности контейнера. На основе представлений механики разрушения диэлектриков, контактирующих с металлической защитной оболочкой, сформулирована физическая модель электротермического разрушения диэлектрических матриц. На основе численных расчетов определяются температурные поля при действии гамма-излучения.

Целью является нахождение оптимальной толщины стенки контейнера с точки зрения прочности, исходя из допускаемых для материала контейнера внутренних механических напряжений. В рамках данной цели, вначале решается уравнение теплопроводности с учетом изменения теплофизических свойств материала матрицы в зависи-

мости от температуры; а затем - расчет внутренних механических напряжений, возникающих при наличии градиента температуры по толщине двухслойной оболочки контейнера, ведущего к эффекту температурного автоскрепления, позволяя повысить прочность оболочки в 2,4 раза.

Были выбраны следующие материалы: бетон (отображен на графике при нагреве теплоносителя до 100 ^{0}C), железобетон, стекло боро-сернистое, керамический материал - диоксид циркония. Расчеты были проведены для толщины двухслойной стенки кон-

тейнера в 30 см и тепловыделений радиоактивных отходов в 500 и 1000 Вт/м^3.

В результате для 500 Вт/м^3 перепад температур на стенках в градусах Цельсия составил: для бетона - 46,5; для стекла - 36,5; для железобетона - 31; для диоксида циркония - 4; для объемных тепловыделений в 1000 Вт/м^3 перепад соответственно составил: для бетона - 93; для стекла - 73; для железобетона - 62; для диоксида циркония - 8.

Результаты работы могут быть использованы для разработки защиты транспортных контейнеров и атомных реакторов.

E-mail: energo37@rambler.ru

Литература

Хмелевский М.Я. и др. «Физико-механические основы расчета напряжений деформированного состояния и работоспособности цилиндрических твэлов контейнерного типа», ФЭИ-3007, Обнинск: ГНУ РФ, 2004

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ И СОСТАВА КОМПОЗИЦИОННОГО Ni/YSZ АНОДА ДЛЯ ТВЕРДООКСИДНЫХ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

**Ростова Е.[1], Бредихин И.С.[2]

[1] МГУ им. М.В. Ломоносова, [2] МФТИ (ГУ), г. Длгопрудный

Среди обширного семейства топливных элементов следует выделить твердооксидные топливные элементы (ТОТЭ), основанные на кислород-проводящих твердых электролитах, которые имеют высокий к.п.д (до 60%) и могут использовать в качестве топлива не только чистый водород, но и различные углеводороды.[1,2] В основе ТОТЭ лежат многослойные электрохимические ячейки, состоящие из активных электродов, разделенных ионопроводящей мембранной.

** Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Имеющиеся данные показывают, что в качестве анода наиболее эффективно использовать так называемый «керметный» электрод, представляющий собой композит на основе Ni (или NiO) и YSZ (оксид циркония, стабилизированный 8÷10мол.% оксида иттрия). Однако имеющиеся в литературе данные о составах композиционных анодов весьма сильно различаются. Следует отметить, что в литературе отсутствует исследования позволяющие оптимизировать состав композиционных электродов и обосновать выбранные составы исходя из физических принципов.

В рамках данной работы было проведено измерение проводимости Ni/YSZ керамики и определение оптимального состава для его применения в качестве анода для ТОТЭ с планарным токосъемом.

Наши исследования показали, что амбиполярная проводимость Ni–YSZ композита имеет сложный характер. В соответствии с теорией протекания в зависимости проводимости от состава проявляет два перколяционных порога при YSZ/NiO ≈ 30% и 70% (рис.1). Как видно из рис.1, полная проводимость σ достигает максимума при концентрации YSZ/NiO ≈ 33-35%. Сравнительные исследования вольт -амперных характеристик ТОТЭ с композиционным Ni/YSZ анодом вблизи состава обладающего максимумом амбиполярной проводимости показали, что и для ТОТЭ наилучшие каталитические и электрохимические свойства находятся вблизи составов анодов YSZ/NiO≈ 35-40%.

E–mail: ket02@yandex.ru

Литература

1. O.Yamamoto “Solid oxide fuel cells: fundamental aspects and prospects” Electrochim. Acta 45 (2000), p. 2423.

André Weber and Ellen Ivers-Tiffée “Materials and concepts for solid oxide fuel cells (SOFCs) in stationary and mobile applications” Journal of Power Sources (2004).

ВЛИЯНИЕ ПОПРАВОК ОБМЕНА И КОРРЕЛЯЦИИ НА РАСЧЕТ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОСТЫХ МЕТАЛЛОВ

Сунцова М.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова

В работе предложены расчеты ряда физических свойств простых металлов (на примере алюминия) с использованием компьютерного моделирования. Целью данной работы было изучения влияния поправок на обмен и корреляцию в газе электронов проводимости на свойства, рассчитанные теоретическим способом, сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными и нахождение поправок на обмен и корреляцию, которые наилучшим образом описывают все рассмотренные свойства. Для этого был использован модельный локальный псевдопотенциал Хейне-Абаренкова-

Анималу. Метод определения данного псевдопотенциала в металлах является обобщением метода квантовых дефектов, где информация о потенциале и волновых функциях электронов внутренних оболочек получается из спектроскопических данных об атомных уровнях энергии. Такой псевдопотенциал обладает тем преимуществом, что включает в себя экспериментальные поправки, учитывающие обменное взаимодействие и корреляцию между электронами проводимости и электронами внутренних оболочек.

В настоящее время существует большое количество поправок на обмен и корреляцию, в данной работе я привела наиболее распространенные их них, а именно: поправка на обмен и корреляцию Хаббард и Шем (HS), поправка на обмен и корреляцию Гелдарта и Воско (GV), поправка на обмен и корреляцию Кляйнмана и Лангреза (KL), поправка на обмен и корреляцию Сингви, Тоси, Ланда и Сьеландер (STLS), поправка на обмен и корреляцию Шоу (S), поправка на обмен и корреляцию Вашишта и Сингви (VS). На рис.1 приведены поправки на обмен и корреляцию f(q) в зависимости от волнового вектора q для Al.

Рис.1. Зависимость поправок на обмен и корреляцию от модуля волнового вектора

В настоящей работе приведен расчет следующих свойств: фононный спектр, силовые и упругие постоянные, полная энергия, а так же сравнительный анализ формафакторов, характеристических функций зонной структуры, потенциалов парного взаимодействия. Выявлено, что существуют наиболее чувствительные свойства к поправке на обмен и корреляцию, и наименее чувствительные. К наиболее чувствительным свойствам к поправкам на обмен и корреляцию относятся силовые и упругие постоянные, фононный спектр, а к наименее чувствительным – полная энергия.

Наилучшее согласие рассчитываемых значений силовых и упругих постоянных, а так же некоторых спектров с экспериментальными достигается при использовании поправки на обмен и корреляцию предложенную Гелдартом и Воско.

E–mail: shankova_m@mail.ru

Литература

1. Heine V., Abarenkov I., A new method for the electronic structure of metals, Phil. Mag., v.4, p451, 1964.

2. Harrison W.A. Pseudopotentiais in Theory of Metals, N.Y., 1966(перев.:

3. Харрисон У. Псевдопотенциалы в теории металлов. Изд. «Мир», М., 1968)

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие

Подсекция
АСТРОФИЗИКИ
стр. 5-16

РЕНТГЕНОВСКИЕ И ГАММА-СПЕКТРЫ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК В КАСКАДНОЙ МОДЕЛИ
* Джатдоев Т.А. 5

ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ HEII ЗВЕЗДЫ RXJ0558.0+5353
Кохова Л.М., Найденов И.Д. 7

ВОЗНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦИКЛОНИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА
Откидычев П.А. 8

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ
Прохоров А.В. 10

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ОРБИТАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ
Пучков И.А. 12

ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ОТ (1-1000) ТЭВ ПРИ ПОМОЩИ ЭКСПЕРИМЕНТА «НУКЛОН»
** Рудюк А.В. 13

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СР ЗВЕЗД ПО ВЕЛИЧИНЕ ДЕПРЕССИИ В СПЕКТРЕ
Соловьев Г.А. 14

КОСМИЧЕСКАЯ СТАНЦИЯ СОЗДАННАЯ НА БАЗЕ ВТОРОЙ СТУПЕНИ РН “ЭНЕРГИЯ”
Веселинов Н.С. 15

Подсекция
АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
стр. 17-27

МНОГОЧАСТИЧНЫЕ ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПЕ 209BI
Ермаков А.Н., Макаренко И.В., Салахутдинов Д.Р., Четверткова В.А. 17

МОДЕЛЬ ПРЕДРАВНОВЕСНОГО РАСПАДА ЯДЕР С УЧЁТОМ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ
Денисов В.Ф., Вязанкин О.Н. 17

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПА 197AU В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ФОТОНОВ ДО 70 МЭВ
Асанов Ж.А., Ермаков А.Н., Kyaw Kyaw Htun, Макаренко И.В. 18

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФИЛЬТРА НА ПРОТОТИПЕ ЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ГАЗОВОЙ СИСТЕМЫ TRT ATLAS
Кудряшов И.А. 19

ПОЛУЧЕНИЕ ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ПОЛОСЫ B-СТАБИЛЬНОСТИ, В РЕАКЦИЯХ (G, XN) НА МИКРОТРОНЕ RTM-70
* Макаренко И.В., Асанов Ж.А., Белышев С.С., Ермаков А.Н., Kyaw Kyaw Htun, Кузнецов А.А., Салахутдинов Д.Р., Ханкин В.В., Четверткова В.А. 21

РАЗРАБОТКА СЕКЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
** Мустафин М.Ф. 22

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПОВ ИТТРИЯ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
Ермаков А.Н., Макаренко И.В., Салахутдинов Д.Р., Четверткова В.А. 23

ПЛАЗМЕННАЯ ЛИНЗА ДЛЯ УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ИТЭФ
Голубев А.А., Дроздовский А.А., Канцырев А.В., Кузнецов А.П., Пронин О.В., Сасоров П.В., Собур Д.А. 24

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ СИСТЕМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ В АТОМНОЙ ОТРАСЛИ
Арефинкина С.Е. 26

Подсекция
БИОФИЗИКИ
стр. 28-38

ЛОКАЛЬНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИСКРЕТНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЖИВЫХ СИСТЕМ
Дёмин С.А. 28

КЛАСТЕРНЫЙ АНАЛИЗ ТРАНСКРИПЦИОННОГО ОТВЕТА R.SPHAEROIDES НА ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ КИСЛОРОДА
** Гудимчук Н.Б. 30

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ С ЭЛЕКТРОРАСПЫЛЕНИЕМ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА ЛИПИДОМОВ КЛЕТОК ЖИВОТНЫХ НА ПРИМЕРЕ ПОЛИНЕНАСЫЩЕННЫХ ЖИРНЫХ КИСЛОТ И ЭЙКОЗАНОИДОВ
Каратассо Ю.О., Алешин С.Е., Попова Н.В. 31

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ФОТОСИНТЕЗА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА И СКОРОСТЬ ФИКСАЦИИ СО2
Нгуен Тхи Тхань Фыонг, Карелина Т.А. 32

АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ ПУТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ФОТОСИНТЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ОКСИГЕННОГО ТИПА
* Кувыкин И.В. 33

ФАЗОВАЯ АВТОПОДСТРОЙКА ЭНДОГЕННОГО РИТМА НЕЙРОННЫХ МОДУЛЕЙ КАК МЕХАНИЗМ ДЕТЕКЦИИ ВХОДНЫХ СИГНАЛОВ
Лысенко Л.В. 34

ТУШЕНИЕ ТЯЖЕЛЫМИ АТОМАМИ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЗОНДОВ В ИССЛЕДОВАНИИ СТРУКТУРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В БЕЛКАХ
*Мельников А.Г., Лось Е.В. 35

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И ЦИКЛИЧЕСКАЯ ВОЛЬТАМПЕРМЕТРИЯ ФУЛЛЕРЕНОВ С60 И ДНК В НАНОФЛУИДЕ ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ФОТОЗОНДА
Спорыш И.М., Белеля О.П., Фролов В.В., Кисиль Е.А.. 36

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ СИГНАЛЫ ЭПР В ФОСФАТСОДЕРЖАЩИХ СРЕДАХ
** Зубков А.С., Дегтярёв Е.Н., Неделина О.С. 37

Подсекция
ГЕОФИЗИКИ
стр. 39-57

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЧНОГО КОЛЬЦЕВОГО ТОКА В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ
** Бахмина К.Ю. 39

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРОНТАЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ НАД КОНТИНЕНТАЛЬНЫМ СКЛОНОМ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ
Денисов Е.С. 40

СТРУКТУРА СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ТЕЧЕНИЯ НАД ПОДВОДНЫМ ПОРОГОМ
Долгополов Ю.М. 40

ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ ВЕТРА НА ПАРАМЕТРЫ СОЛИТОНА
Дроботенко Л.А., Мочулин П.В. 42

УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ НЕЛИНЕЙНО-СЛУЧАЙНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ
Гончарук В.А. 42

ВЛИЯНИЕ БЕРЕГОВОГО ОТКОСА НА ФОРМИРОВАНИЕ ВНУТРИВОЛНОВЫХ СОЛИ-ТОНОВ
Гришин П.В., Решетов С.Н., Мочулин П.В. 43

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕКОНСТРУКЦИИВЕРТИКАЛЬНОГО ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ И ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ
Калашникова С.А. 44

О РОЛИ ТРЕХВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ФОРМИРОВАНИИ СПЕКТРА КОРОТКИХ ВЕТРОВЫХ ВОЛН
* Косник М.В. 45

СОПОСТАВЛЕНИЕ МЕЖДУНАРОДНОЙ МОДЕЛИ ИОНОСФЕРЫ (IRI-2001) С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЛУЧЕВОЙ РАДИОТОМОГРАФИИ ИОНОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ АНОМАЛИИ
Аношин Б.А., Леонтьева Е.А. 46

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ СТРУИ НА СЛОЖНОМ РЕЛЬФЕ ДНА
Литвинов Е.А. 47

ВАРИАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙВ ОЧАГОВЫХ ЗОНАХ ПЕРЕД СИЛЬНЫМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ
** Лукьянов И.В. 48

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА НИЖНЕЙ МАНТИИ И ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ
** Лупачик В.В. 49

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ АССИМИЛЯЦИИ ДАННЫХ В МОДЕЛИ ЧЕРНОГО МОРЯ К ОЦЕНКАМ ФУНКЦИЙ ВЗАИМНОЙ КОВАРИАЦИИ ОШИБОК ПРОГНОЗА
Мизюк А.И. 50

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕС ТОМОГРАФИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ ПО ДАННЫМ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ GNSS
Падохин А.М 51

ХАРАКТЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ПРИ ПОИСКЕ ЗАЛЕЖЕЙ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ФЛЮИДОВ
Рыжов В.А. 53

ВЫВОД АНИЗОТРОПНОГО СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ТЕНЗОРА НАПРЯЖЕНИЙ В НАСЫЩЕННОЙ ПОРОУПРУГОЙ СРЕДЕ
Сбойчаков А. М. 54

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВАРИАЦИЙ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЯКУТИИ
Тимофеева Г.А. 55

СОПОСТАВЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ ВЫСЫПАНИЙ ПО ДАННЫМ РАДИОТОМОГРАФИИ И СПУТНИКОВ DMSP
** Жалдыбина Е.А. 56

Подсекция
МАТЕМАТИКИ И ИНФОРМАТИКИ
стр. 58-76

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ
** Артемьев А.В. 58

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ МЕТРИЧЕСКАЯ ЭНТРОПИЯ ЗАШУМЛЕННОЙ ХАОТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ
Астахов С.В. 59

АНАЛИЗ КАЧЕСТВА СЖАТЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПРОГРАММНОЙ СРЕДЕ PICLAB
Бекренёв В.А., Павлов Е.А., Голубев М.Н. 60

СИСТЕМА УДАЛЕННОГО УПРАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОМ ФЕМТОСКАН, ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ДИСТАНЦИОННОМ ОБРАЗОВАНИИ
Филонов А.С., Темкина Н.А., Яминский И.В. 61

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ ФИЗИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ СТАНДАРТА IEEE 802.11
Якушев И.С. 62

ОПТИМИЗАЦИЯ КОДИРОВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ ПРИ ПОМОЩИ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ
Короткова М.А. 64

ЭВОЛЮЦИЯ ПОНЯТИЯ "РАЗМЕРНОСТИ" В ФИЗИКЕ"
Лайтнер Ю.И., Архинчеев В.Е. 65

ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДИКИ FR-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЛНОВОДОВ
* Мухартова Ю.В. 67

ПРИМЕНЕНИЕ СОГЛАСОВАННЫХ ОДНОМЕРНЫХ ВЕЙВЛЕТ-ФИЛЬТРОВ В РАСПОЗНАВАНИИ РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ
Новоселов С.А. 69

О НОВЫХ ПОДХОДАХ К ОЦЕНКЕ И СРАВНЕНИЮ ВАРИАНТОВ СЛОЖНЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ. ЧАСТЬ 2
Побегайло П.А. 70

ВЛИЯНИЕ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДИНАМО-ВОЛН
Попова Е.П. 71

ОПТИМИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА SPIHT НА ОСНОВЕ ВЕЙВЛЕТ-ПАКЕТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ
Волохов В.А. 72

НОВЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА ЭФФЕКТОВ ПАМЯТИ ВО ВРЕМЕННЫХ СЕРИЯХ СО СЛУЧАЙНЫМ ШАГОМ ДИСКРЕТИЗАЦИИ
Зарипов Р.Р 73

ОПТИМАЛЬНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ В ЛИНЕЙНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧАХ
Баев А.В.. 75

Подсекция
МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
стр. 77-97

РЕШЕНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ АКУСТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ПО МОДИФИЦИРОВАННОМУ АЛГОРИТМУ НОВИКОВА
** Алексеенко Н.В. 77

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГРОЗОВЫХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ В УСЛОВИЯХ МНОГОЛЕТНЕЙ МЕРЗЛОТЫ
Артемьева Е.С. 78

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ
Дементьева Ю.С. 79

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В БЕТА ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ТРЕНИЯ МЕЖДУ ИОНАМИ И ЭЛЕКТРОНАМИ
Егорова Е.Р. 81

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРЫ В РЕАГИРУЮЩИХ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ
Еремкина Е.Б., Пронин М.В., Дмитриева М.А. 82

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕАЛЬНОГО ПЛАМЕНИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ И ЕГО МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
Федоров П.А. 83

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ БИЕНИЯ ОГИБАЮЩЕЙ
Гнюсов К.С. 84

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЖИДКОМ АЛЮМИНИИ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ПЛАВЛЕНИЯ: ТЕОРИЯ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
Хуснутдинов Р.М. 86

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ ВОЛНОВОДА С КИРАЛЬНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ
** Мосунова Н.А. 87

ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУХСЛОЙНЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
Музафаров Д.З. 89

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТДС-СПЕКТРА ДЕГИДРИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ТЕПЛОПОГЛОЩЕНИЯ И СЖАТИЯ
* Родченкова Н.И. 90

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ
Руфова В. П. 91

ДЕТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ФИЗИЧЕСКОГО УРОВНЯ В СИМУЛЯТОРЕ БЕСПРОВОДНЫХ СЕНСОРНЫХ СЕТЕЙ
Садков А.Н. 92

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ РЕАГИРУЮЩИХ КОМПАКТОВ
Павлова А.Л., Шипачев А.Н., Колмакова Т.В. 93

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛАХ ОБЛУЧАЕМЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С УЧЕТОМ ВОЛНОВОГО ХАРАКТЕРА ПЕРЕНОСА ТЕПЛА
Шарипов З.А. 94

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В МЕХАНИКЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ
Соколов А.П., Ничеговский Е.С., Макашов А.А. 95

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕЗРЕАГЕНТНОГО САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ЦИКЛИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ОБРАБОТКИ ПРИРОДНОЙ ВОДЫ НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
** Токмачев М.Г. 96

Подсекция
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ
стр. 98-107

ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ КЛАСТЕРА, ОБРАЗОВАННОГО ИЗ ЧАСТИЦ, ОБЛАДАЮЩИХ ПОСТОЯННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ
** Балабин Р.М. 98

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СЕПАРАТОРАХ–ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЯХ ВЛАЖНОПАРОВЫХ ТУРБИН АЭС
Егоров М.Ю. 99

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ВОДНО-СПИРТОВЫХ РАСТВОРОВ МЕТОДОМ ФОТОННОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
Иванов А.М., Мыслицкая Н.А. 100

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ПОТОКА В СВЕРХЗВУКОВОМ КАНАЛЕ
Ильченко Д.С., Каменщиков С.А., Фирсов А.А. 101

ГОРЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ В ПЛАЗМЕ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА
Д.Н. Ваулин, А.А. Логунов 102

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДУЛЯ СДВИГА РЕЗИНОПОДОБНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ
Изосимова М.Ю., Прохорова Е.В. 103

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА В ДИФФУЗИОННОМ И КОНТРАГИРОВАННОМ РЕЖИМАХ
** Шкуренков И.А. 105

ВИБРОННЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ БУТИЛЗАМЕЩЕННЫХ МОНО- И ТРИФТАЛОЦИАНИНА, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ ЭРБИЯ
Тихонов Е.В., Белогорохов И.А., Мартышов М.Н., Бреусова М.О. 106

Подсекция
НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ
стр. 108-126

ОПТИЧЕСКОЕ ЭХО В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ
Антипов А.Е. 108

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ АПЕРТУРЫ СВЕТОСБОРА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА
Махмутов Т.Ш., Бруевич В.В. 108

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА НА МОЛЕКУЛЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИКИ ЯДЕРНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ
Буренков И.А., Тихонова О.В. 109

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КИСЛОРОД-ЙОДНОМ ЛАЗЕРЕ С ЭЛЕКРОРАЗРЯДНЫМ ГЕНЕРАТОРОМ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА
Чукаловский А.А. 110

ДЕМОДУЛЯЦИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ
Домкин К. И. 111

МЕТОД PUMP–PROBE В ИССЛЕДОВАНИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭКСИТОНОВ И БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ
Надькин Л.Ю., Флорина О.Ф. 112

РЕГИСТРАЦИЯ КОНВЕРСИОННОГО РАСПАДА ЯДЕР ЖЕЛЕЗА, ВОЗБУЖДЕННЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПЛАЗМЫ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
* Головин Г.В. 113

ГЕНЕРАЦИЯ И ДИАГНОСТИКА КЛАСТЕРНЫХ ПУЧКОВ
Арсланов Д.Д., Голубев А.П. 115

ТРАНСФОРМАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЛИНЕЙНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ
Гуляев А.В. 116

ПОЛУЧЕНИЕ СУБРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕРАВАТТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ TI:SA
Князьков В.С, Большаков В.В, Воробьев А.А. 117

ОПТИМИЗАЦИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ-ШУМ В ТЕРАГЕРЦОВОМ СПЕКТРОМЕТРЕ
Кулешов Е.А. 118

СВЕРХУШИРЕНИЕ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ВОЗДУХЕ
Мажорова А.В. 119

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА СИСТЕМЫ НАНОЧАСТИЦ С ДИАГОНАЛЬНЫМ БЕСПОРЯДКОМ: ДИАГРАММНАЯ ТЕХНИКА, ИНТЕРПОЛИРУЮЩАЯ МЕЖДУ ПРЕДЕЛАМИСИЛЬНОЙ И СЛАБОЙ СВЯЗИ
Осипов А.А. 120

КОМПЛЕКСАХ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА НА ОСНОВЕ ПОЛИПАРАФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА
Осотов М.О., Бруевич В.В. 121

ФОТОСТАБИЛЬНОСТЬ ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫХ СМЕСЕЙ НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕННОГО ПОЛИМЕРА
Озимова А.Е., Бруевич В.В. 121

ГЕНЕРАЦИЯ БИФОТОНОВ С АНИЗОТРОПНО ВЫСОКОЙ СТЕПЕНЬЮ ПЕРЕПУТЫВАНИЯ
** Страупе С.С., Кулик С.П., Морева Е.В., Федоров М.В., Ефремов М.А., Волков П.А. 122

ПРАВИЛА ОТБОРА В СИЛЬНЫХ И СВЕРХСИЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ
Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А., ... 123

ФАЗОВЫЙ КОНТРОЛЬ ДВУХФОТОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ В СИСТЕМЕ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
Васильев В.В. 125

РЕНТГЕНОВСКИЙ ВЫСВЕТ ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА МИШЕНЬ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ
Жвания И.А., Макаров И.А. 126

Подсекция
ОПТИКИ
стр. 127-145

РАЗРАБОТКА РАЗРЕШЕННЫХ ПО ВРЕМЕНИ ИНТЕГРАЛЬНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ
Аливердиев А.А. 127

АВТОМАТИЗАЦИЯ УСТАНОВКИ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ЕЕ ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ $NaGd(WO4)_2$-Tm^{3+}
Больщиков Ф.А. 128

ПЛАНАРНЫЕ МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТРЫ МАХА– ЦАНДЕРА НА ОСНОВЕ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ
Четвертухин А.В. 129

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЗРАЧНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ НАНОЦИЛИНДРЕ
Дубровкин А.М. 130

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА РЕШЕТКАХ ФИБОНАЧЧИ
Грушина Н.В.; Девятилова К.А.; Ю Мин 132

SETUP FOR QUANTUM CRYPTOGRAPHY WITH FLOATING BASIS PROTOCOL IN FREQUENCY CODING
Kurochkin Yury, Donnet Stéphane, Cussey Johann, Kurochkin Vladimir, Merolla Jean-Marc. 133

ПАРАМЕТРЫ ИНТЕНСИВНОСТИ ДЛЯ ИОНОВ ER3+ В КРИСТАЛЛАХ КУБИЧЕСКОГО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ.1
* Малов А.В. 135

АССОЦИАЦИЯ ОДНОРОДНЫХ И РАЗНОРОДНЫХ МОЛЕКУЛ ИОННЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В ПОЛИМЕР-МИЦЕЛЛЯРНЫХ РАСТВОРАХ
Булаков Д.В., Манвелов Г.Т. 136

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СКОРОСТИ СИЛЫ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА АТОМЫ В ДАЛЕКОЙ ОТ РЕЗОНАНСА ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ
Матвеева Н.А. 136

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОГЕРЕНТНОГО ВОЛОКОННОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА
Сусьян А.А. 137

РАСЧЕТ ДЛИН ВОЛН И СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В АТОМАХ P, S, Cl, Ar
Пахомова Т.Е. 138

ПРЕДВЕСТНИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ LIGO
** Поляков И.А., Вятчанин С.П. 139

СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СТЕКОЛ TeO_2−BaO−$BaCl_2$
** Попова Н. В., Колташев В.В., Поткина Н.Ю., Гришин И.А. 140

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА РЯДА МОЛИБДАТОВ НА ОСНОВЕ Li_2MoO_4
Савон А.Е., Михайлин В.В., Спасский Д.А., Баринова О.П., Кирсанова С.В. 141

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ФОТОЛЮМИНИСЦЕНЦИЯ КЛАСТЕРОВ ИЗ ФУНКЦИОНАЛИЗИРОВАНЫХ ДНК МОЛЕКУЛАМИ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА
Симонова Е.В., Фролов В.В., Кисиль Е.А. 142

ОПТИЧЕСКОЕ МАНИПУЛИРОВАНИЕ МИКРО- И НАНОЧАСТИЦАМИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДИКИ ОПТИЧЕСКОГО ПИНЦЕТА
Соболева И.В. 143

ПРИБОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАГРЯЗНЕННОСТИ АТМОСФЕРЫ
Волков Д.В. 145

Подсекция
ПРИМЕНЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В МЕДИЦИНЕ
стр. 146-160

ДИСТАНЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЗАДЕРЖКИ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА
* Бобкова С.М., Цысарь С.А., Хохлова В.А., Андреев В.Г. 146

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ АССОЦИАЦИИ ЭОЗИНА В РАСТВОРАХ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА
Бухарова Е.М., Власова И.М. 148

АНАЛИЗ ЭФФЕКТА ПРЕКОНДИЦИОНИРОВАНИЯ НА КОМПОНЕНТЫ КРОВИ ПРИ ИШЕМИИ МОЗГА МЕТОДАМИ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
** Буравцов Д. Е., Власова И.М. 149

СПЕКТР ДЕНТИНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА С ИНТЕНСИВНОСТЯМИ ДО 5·1015ВТ/СМ2
Макаров И.А., Хоменко А.С. 150

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СИГНАЛОВ МЭГ ЧЕЛОВЕКА ПРИ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ЭПИЛЕПСИИ
Хусаенова Э.В. 151

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНОВ МЕДИ И КАДМИЯ НА МОЛЕКУЛЫ ГАММА-ГЛОБУЛИНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ
** Кошель С.С., Бойко А.В., Матюшенко Д.В. 153

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА НА ОРГАНИЗМ ЖИВОТНЫХ С ЛИМФОСАРКОМОЙ ПЛИССА
Кулакова К.В. 153

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ИНДУКЦИОННЫЙ ДАТЧИК В ДИАГНОСТИКЕ БИОТОКОВ
Скляр Р.В., Лавренюк Е.И. 154

ВКЛЮЧЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА В ОБОЛОЧКУ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МИКРОКАПСУЛ
Марченко И.В. 156

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗЫВАНИЯ ЗОНДА ЭОЗИНА С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДАМИ КР – СПЕКТРОСКОПИИ
Полянский Д.В., Власова И.М. 157

АНАЛИЗ ТРАНСКРИПТОМА АРГИНИНА И ПОЛИАМИНОВ В КАРДИОЦИТАХ МЫШЕЙ ПРИ ОСТРОМ ИНФАРКТЕ МИОКАРДА
Свешникова А.Н. 158

ВЛИЯНИЕ КРАСНОГО СВЕТА НА РОСТ И ФОРМООБРАЗОВАНИЕ СОЛИДНЫХ ОПУХОЛЕЙ
** Вшивкова О.А. 159

Подсекция
РАДИОФИЗИКИ
стр. 161-180

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ПОТОКОВ ВБЛИЗИ КОЛЕБЛЮЩИХСЯ ТЕЛ
** Дорофеев М.С. 161

ГЕНЕРАЦИЯ ПАРАЗИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ДЕМАТРОНЕ
Еськин Д.Л. 162

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ GEO
Гурковский А.Г. 163

ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА ЗАЖАТОЙ СЛОЕМ ПРОЗРАЧНОГО ДИЭЛЕКТРИКА
** Ивочкин А.Ю. 164

ИЗЛУЧЕНИЕ ФОКУСИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКА ОПТОАКУСТИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ
** Карабутов А.А., Подымова Н.Б. 165

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОГО ДЕТЕКТОРА С РЕЦИРКУЛЯЦИЕЙ СИГНАЛА
Кондрашов И.С. 166

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ТРЕЩИНОВАТЫМИ ДЕФЕКТАМИ
Коршак Ю.Б. 167

СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПИРАМИДАЛЬНОМ ОТРАЖАТЕЛЕ И РЕЗОНАТОРЕ
Козлов А.В., Можаев В.Г. 169

АКУСТИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Ni-Fe-Mn-Ga И Co-Ni-Al
Морозов Е.В. 170

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИК ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВИБРОДИАГНОСТИКИ
Ненарокомов К.А. 171

ПАССИВНОЕ РАДИОВИДЕНИЕ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ
Павлов Р.А., Котов А.В. 172

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОГО ДЕТЕКТОРА С ВАРИАЦИОНЫМ ИЗМЕРЕНИЕМ
Симаков Д.А. 174

ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ СВОЙСТВА ОДНОМЕРНОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЫ
Советская Е.С. 175

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА С ПОМОЩЬЮ КВАРЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА
Степанов А.В. 177

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН С РЕЗОНАТОРОМ ФАБРИ-ПЕРО В ЛОКАЛЬНО-ЛОРЕНЦЕВОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА
* Тарабрин С.П. 178

МУЛЬТИПОЛЬНЫЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ АНАЛИЗИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ
Васильева А.Ф., Камбарова Ж.Т., Кутум Баян 179

КОЭФФИЦИЕНТ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИФФУЗИИ ФАЗЫ ХАОТИЧЕСКИХ АВТОКОЛЕБАНИЙ КАК ХАРАКТЕРИСТИКА, ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ ПОРОГ СИНХРОНИЗАЦИИ
Захарова А.С. 180

Подсекция

ПОДСЕКЦИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

стр. 181-195

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВЕТОДИОДОВ СИНЕГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР ТИПА AlGaN/InGaN/GaN
Чуяс А.В. 181

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА PbTe(Mn,V) В ПЕРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ
** Добровольский А.А., Артамкин А.Й. 182

ФОРМИРОВАНИЕ БИСТАБИЛЬНЫХ ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИХ ДОНОРОВ В КРЕМНИИ, ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПРОТОНАМИ
Дзичковский О.А. 183

ВЛИЯНИЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ P-N ПЕРЕХОДОВ
Емец Е.В., Птащенко А.А. 184

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
Казаров Б.А. 185

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ МОНОКРИСТАЛЛОВ АЛМАЗА
Максимов Д.В. 186

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ С УЧЕТОМ РЕОРГАНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОЛИТА ДЛЯ ПОРИСТЫХ ЭЛЕКТРОДОВ НА ОСНОВЕ TiO_2
* Реукова О.В. 188

ВЛИЯНИЕ ПАРОВ АММИАКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ p-n ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ AlGaAs
Шугарова В.., Птащенко А.А. 190

ПРИРОДА СПИНОВЫХ ЦЕНТРОВ В СЛОЯХ Si-Ge
Волков Д.В. 191

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭФФЕКТ ШУБНИКОВА–ДЕ ГААЗА СМЕШАННЫХ КРИСТАЛЛОВ (Bi0.5Sb0.5)2Te3<Ga>
** Юзеева Н.А., Тарасов П.М. 19

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРЕХБАРЬЕРНОЙ M1-pAlGaInAs-nGaAs-M2-СТРУКТУРЕ
Зоирова Л.Х. 194

Подсекция

ПОДСЕКЦИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

стр. 196-215

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С ПРИМЕСЬЮ ИОНОВ Er3+
Алышев Д.И. 196

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ПОЛУКОНТАКТНОМ РЕЖИМЕ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ
Аратов Н.В. 197

ПОВЕРХНОСТНЫЙ СТРУКТУРНЫЙ ПЕРЕХОД В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ФТАЛОЦИАНИНА ВАНАДИЛА
Драгинда Ю.А. 198

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ ЛОВУШКИ ДЛЯ ДИПОЛЬНЫХ ЭКСИТОНОВ
Ефимкин Д.К. Кульбачинский В.А.,.Лозовик Ю.Е 199

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ КАТАЛИЗАТОРОВ В РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССАХ СИНТЕЗА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК
* Корнеева Ю.В. 200

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ АММИАКА И ВОДЫ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ
Леухин И.Б. 201

SURFACE PLASMON FREQUENCY SPECTRUM IN A SYSTEM OF TWO SPHERICAL METALLIC NANOPARTICLES
Makaryan, Taron Hrach 203

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ АКТИВНЫХ МОЛЕКУЛ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ
* Мартышов М.Н. 203

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДАТОМОВ УГЛЕРОДА НА ПОВЕРХНОСТЯХ ЖЕЛЕЗА (001) И (111) МЕТОДОМ ПЕРВОПРИНЦИПНОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ
Мутигуллин И.В. 204

ПРИМЕНЕНИЕ СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ
Новохацкая Н.А., Кулик С.П., Мельниченко Н.Н., Свеженцова Е.В. 205

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОРЕЛЬЕФА ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ
Петров Д.В., Патракеев А.С., Алышев С.В. 206

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ АНИЗОТРОПНО НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ
Пискунов Н.А. 207

ЭКСИТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В АНСАМБЛЯХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ
Рождественская Т.Ю. 208

МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ «ПОДВЕШЕННЫХ» ЭЛЕКТРОДОВ ДЛЯ МОНОМОЛЕКУЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА
Сапков И.В., Масленников В.А. 209

ПЕРЕХОД ЭЛЕКТРОНА ВДОЛЬ АТОМНОЙ ЦЕПОЧКИ
Сатарин К.К. 211

ПЛАЗМОННЫЕ ХИРАЛЬНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ С ЭФФЕКТОМ ГИГАНТСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ
** Щербаков М.Р.. 212

СОЗДАНИЕ ЗАЗОРОВ НАНОМЕТРОВОГО МАСШТАБА МЕЖДУ ТОНКОПЛЕНОЧНЫИ ЭЛЕКТРОДАМИ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМИГРАЦИИ
Степанов А.С., Кутуров А.Н. 214

Подсекция

ПОДСЕКЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

стр. 216-240

МАТЕРИАЛЬНЫЕ ПОЛЯ ФЕРМИОНОВ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ И ИХ ДИНАМИКА
Андреев П.А. 216

ГЕНЕРАЦИЯ ЧЛЕНА ЧЕРНА-САЙМОНСА В ПОСТОЯННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В РАСШИРЕННОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ
Бубнов А.Ф. 217

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ТЕОРИИ С РАСШИРЕННЫМ ДУХОВЫМ СЕКТОРОМ
Быков Д.В. 218

УСТОЙЧИВОСТЬ СИММЕТРИЧНЫХ И АНТИСИММЕТРИЧНЫХ ДИСКРЕТНЫХ БРИЗЕРОВ В НЕКОТОРЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ МОНОАТОМНЫХ ЦЕПОЧКАХ
Джелаухова Г.С. 219

ВОЗБУЖДЕНИЯ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В ПРИДЕЛАХ НИЖАЙШЕГО УРОВНЯ ЛАНДАУ
* Думанов Е.В. 220

ВЛИЯНИЕ НАРУШЕНИЯ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ НА СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
Фролов И.Е. 221

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ CPT- И ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМАХ
Харланов О.Г. 222

ЭВОЛЮЦИЯ ПОНЯТИЯ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВОЙ ФИЗИКЕ И ОПТИКЕ.
Хильманович В.Н. 223

ДИРАКОВСКАЯ ЧАСТИЦА В РАСШИРЕННОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ
Мурчикова Е.М. 226

ИЗУЧЕНИЕ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИЙ В СЛОЖНЫХ СИСТЕМАХ
Панищев О.Ю. 228

МАКСИМАЛЬНЫЙ МИКРООБЪЕМ, КАК АКТИВНОСТЬ
Шафиеи А.Ф. 230

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СПИНОВОГО СВЕТА ЭЛЕКТРОНА В СРЕДЕ
Шинкевич С.А. 231

РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ: МАЙОРАНОВСКИЙ И СУПЕРСИММЕТРИЧНЫЕ МЕХАНИЗМЫ С ТРИЛИНЕЙНЫМ И БИЛИНЕЙНЫМ НАРУШЕНИЕМ R-ЧЕТНОСТИ
Сидорова М.В. 232

УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА-ЛАНЖЕВЕНА-КОСТИНА С ДИССИПАТИВНЫМ СЛАГАЕМЫМ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМЕ
Смирновский А.А. 233

«ТИХИЙ» ФАЗОВЫЙ КУБИТ: ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ
Соседко Д.Н., Кленов Н.В 235

ЦВЕТОВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ НА ФОНЕ СТАТИЧЕСКОЙ ВСЕЛЕННОЙ ЭЙНШТЕЙНА
Тюков А.В 237

ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ МОДЕЛЕЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО КОНФАЙНМЕНТА
Улыбышев М.В. 238

ВЛИЯНИЕ НЕПРЕРЫВНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ЭВОЛЮЦИЮ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ
* Якунин И.Н. 240

Подсекция

ПОДСЕКЦИЯ ФИЗИКИ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

стр. 241-275

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАНГАНИТА $Sm_{0.55}$ $Sr_{0.45}$ MnO_3
Амиров А.А., Ханов Л.Н., Алиев А.М. 241

ЯКР МЕДИ В СИСТЕМЕ С ВАЛЕНТНЫМ ПЕРЕХОДОМ YbxCe1-xInCu4
Анферова П.А., Морозова Е.Н., Охотников К.С., Гиппиус А.А. 242

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО КВАДРАТА РАДИУСА ЧАСТИЦ ДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЫ В РАМКАХ ГЕОМЕТРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СИСТЕМЫ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ
Борисенко О.В. 242

ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ И АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ОБРАЗЦАХ ОРТОФЕРРИТОВ ИТТРИЯ
Борщеговский О.А. 243

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПРОЦЕСС ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ ОБРАТНЫХ ДОМЕНОВ В ОДНООСНЫХ МАГНЕТИКАХ
Ерёмин А.М. 244

ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕН РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МАГНИТОСТАТИКИ В СЛУЧАЕ ОДНОРОДНО НАМАГНИЧЕННОГО ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДА
Вагин Д.В., Герасименко Т.Н. 245

ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ С МЕЛКОДИСПЕРСНЫМ НЕМАГНИТНЫМ НАПОЛНИТЕЛЕМ
Халин К.А. 246

МЕТАМАТЕРИАЛЫ ИЗ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДКОВ: ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ОПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ МАГНУСА
Иванов А.В. 247

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК
Иванов Ю.П., Огнев А.В., Чеботкевич Л.А. 250

КОНКУРЕНЦИЯ ОЦК/ГЦК ФАЗ И ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ НАСЫЩЕНИЯ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ Co-Fe-Ni ПЛЁНКАХ
Хоменко Е.В. 250

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ОКСИДА ТИТАНА С МАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ
* Константинова А.С. 252

АНИЗОТРОПИЯ МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $Er_2Fe_{14}B$
Кошкидько Ю.С., Семенова Е.М. 253

ОБ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В МАГНИТНОЙ ЭМУЛЬСИИ
Куникин С.А. 254

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ МАГНИТООДНОСНОЙ ПЛЕНКЕ С РАЗНЫМ ЗНАКОМ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ В СЛОЯХ
Мастин А.А. 255

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНОК $(Co)_X(CaF)_{1-X}$ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ
Максимочкина А.В., Мигунов В.Е. 256

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ Fe/Zr, Fe/Zr/Fe ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ
** Максимова Г.В. 257

УПРАВЛЕНИЕ МИКРОМАГНИТНЫМИ СТРУКТУРАМИ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
Мешков Г.А. 259

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛЕКАРСТВЕННОГО ТРАНСПОРТА В АРТЕРИАЛЬНОМ КРОВОТОКЕ
Мигунов В.Е. 261

ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ВЯЗКИХ ОСНОВАХ
Новосельцев В.А., Гладких Д.В., Куникин С.А. 261

ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ДЛИННОМЕРНЫХ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДАХ
** Пальванов П.С. 263

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТНОМЯГКИХ МИКРОПРОВОДОВ FeSiB В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ
Самсонова В.В. 264

ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЛОИСТОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ [Gd/Cr/Co]
Синельникова Н.В. 265

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПАЛЛАДИЕВЫХ НАНОКОНТАКТОВ МЕТОДОМ ПЕРВОПРИНЦИПНОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ
** Смелова К.М. 266

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК СОСТАВА $SiO_2(SnO_2,WO_3)$ И $SiO_2(SnO_2,Cu_2O)$
Тарантеева А.В., Петров В.В., Копылова Н.Ф. 268

ОСОБЕННОСТИ ОТРЫВА КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ
Ярцева Е.П. 269

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В СПЛАВАХ Fe100-xAlx
** Елсукова А.Е. 270

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ
Закинян А.Р., Константинова Н.Ю. 271

МАГНИТОПЛАЗМОННЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ
Жданов А.Г. 273

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРЕХСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ С БИЛИНЕЙНЫМ И БИКВАДРАТИЧНЫМ ОБМЕННЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ
Знаменская Н.В. 275

Подсекция
ПОДСЕКЦИЯ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА
стр. 276-291

ВЛИЯНИЕ γ-ОБЛУЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ МДП-СТРУКТУР СО СМЕЩЕНИЕМ И БЕЗ СМЕЩЕНИЯ НА ПОЛЕВОМ ЭЛЕКТРОДЕ
Далиев Ш.Х., Тургунов Ш.Т. 276

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В КРИСТАЛЛЕ InAs ПОД ДАВЛЕНИЕМ, ВОЗРАСТАЮЩИМ ОТ НОРМАЛЬНОГО ДО 24 ГПа
Джелаухова М.С. 277

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА Fe_2O_3 ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ЕГО АЛЮМИНИЕМ В ПРОЦЕССЕ МЕХАНОСИНТЕЗА НАНОКОМПОЗИТОВ
* Фалкова А.Н., Потапкин В.Б. 278

ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПЛЕНОК СЕЛЕНИДА МЫШЬЯКА, ЛЕГИРОВАННОГО ЭРБИЕМ
Гаврилюк А.С. 279

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В АМОРФНОМ СПЛАВЕ $Fe_{77}Ni_2Si_{14}B_7$ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ
Голубок Д.С. 280

СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ЛОКАЛЬНОЕ ОКРУЖЕНИЕ ЗОНДОВЫХ АТОМОВ 57Fe В ПЕРОВСКИТОПОДОБНОМ МАНГАНИТЕ $CaMn_7O_{12}$
Губайдулина Т.В. 281

РЕНТГЕНОВСКИЙ ЕСТЕСТВЕННЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ В КРИСТАЛЛЕ $CsCuCl_3$
Козловская К.А. 283

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ ОКСИДА МОЛИБДЕНА MoO_3 И ИХ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
** Кошелев С.В., Курмашева Д.М. 284

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ КРИСТАЛЛОВ $CuIn_5Se_8$ С ПОМОЩЬЮ CSA - АЛГОРИТМА
Левченко С.В. 285

АНАЛИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУР В СИСТЕМЕ Y-Mn-O
Назаренко А.В. 286

ENERGY SPECTRUM OF TWO-DIMENSIONAL MAGNETOEXCITONS AND COMBINED OPTICAL QUANTUM TRANSITIONS WITH THE PARTICIPATION OF TWO-DIMENSIONAL MAGNETOEXCITONS
Podlesny I.V. 287

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ТЕМПЕРАТУРНЫХ И МЕХАНИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ КОНТЕЙНЕРОВ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ (РАО)
Родивилов С.Н. 288

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ И СОСТАВА КОМПОЗИЦИОННОГО Ni/YSZ АНОДА ДЛЯ ТВЕРДООКСИДНЫХ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
** Ростова Е., Бредихин И.С. 289

ВЛИЯНИЕ ПОПРАВОК ОБМЕНА И КОРРЕЛЯЦИИ НА РАСЧЕТ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОСТЫХ МЕТАЛЛОВ.
Сунцова М.В. 290

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2007»
Секция «Физика»

Сборник тезисов

Подписано в печать 27.04.07
Объем 19 п.л. Тираж 100 экз.
Заказ №_____
Физический факультет МГУ
119192 ГСП-2, Г. Москва, Ленинские горы, МГУ им М.В. Ломоносова
Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета