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”

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

“ЛОМОНОСОВ-2012”

СЕКЦИЯ
“ФИЗИКА”

Сборник тезисов

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
2012

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2012»
Секция «Физика»
Сборник тезисов

11 апреля 2012 г. Физический факультет.
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

Сысоев Н.Н. — декан физического факультета (председатель);
Федянин А.А. — заместитель декана (зам. председателя);
Федосеев А.И. — заместитель декана (зам. председателя);
Прудников В.Н. — заместитель декана (зам. председателя);
Корнеева Ю.В. —председатель СМУ физического факультета;
Денисов Е.С. — председатель профкомы студентов;
Гапочка М.Г. — зав. учебной частью;
Фёдорова К.В. — начальник 3 курса;
Нифанов А.С. — начальник 4 курса;
Брандт Н.Н. — начальник 5 курса
Пятакова З.А. — ученый секретарь оргкомитета.

© Физический факультет МГУ, 2012

В апреле 2012 года в Московском университете была проведена очередная, XIX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов -2012».

Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 11 апреля 2012 года.

На секции «Физика» были представлены доклады практически по всем разделам современной фундаментальной физической науки. В этом году на секцию «Физика» принято 329 докладов по 16 подсекциям, из которых 4 подсекции поделены на две части. Из всех участников 155 человек являются студентами, аспирантами и молодыми учеными Московского Университета, 141 участник из регионов России, 29 участников из стран СНГ, 4 участника из стран дальнего зарубежья (Германия, Молдова, Армения).

1. **Астрофизика** (проф. Постнов Константин Александрович)
2. **Атомная и ядерная физика (**доц. Широков Евгений Вадимович, доц. Кленов Николай Викторович**)**
3. **Биофизика** (проф. Твердислов Всеволод Александрович)
4. **Геофизика** (проф. Максимочкин Валерий Иванович, доц. Илюшин Ярослав Александрович)
5. **Математика и информатика** (проф. Ягола Анатолий Григорьевич)
6. **Мат. моделирование** (проф. Чуличков Алексей Иванович
7. **Молекулярная физика** (проф. Уваров Александр Викторович)
8. **Нелинейная оптика** (проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович)
9. **Оптика** (проф. Кулик Сергей Павлович)
10. **Медицинская физика** (проф. Пирогов Юрий Андреевич)
11. **Радиофизика** (проф. Митрофанов Валерий Павлович)
12. **Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел** (проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич)
13. **Твердотельная наноэлектроника** (проф. Тимошенко Виктор Юрьевич)
14. **Теоретическая физика** (проф. Борисов Анатолий Викторович)
15. **Физика магнитных явлений** (проф. Перов Николай Сергеевич, проф. Шалыгина Елена Евгеньевна)
16. **Физика твердого тела** (проф. Бушуев Владимир Алексеевич, проф. Казанский Андрей Георгиевич)

16 участников, доклады которых были признаны лучшими на подсекциях, награждены грамотами конференции.

Сборник тезисов докладов секции «Физика» ежегодно издается на физическом факультете, начиная с 1996 года. В настоящем сборнике представлены систематизированные по подсекциям тезисы докладов секции «ФИЗИКА» конференции «Ломоносов - 2012».

Председатель оргкомитета секции «Физика»
конференции «Ломоносов-2012», Н.Н. Сысоев
декан физического факультета, профессор

АСТРОФИЗИКА

Сопредседатели подсекции:
проф. Постнов Константин Александрович,
в.н.с. д.ф.-м.н. Свертилов Сергей Игоревич

Зам. председателя:
н.с, к.ф.-м.н Бадьин Дмитрий Алексеевич

Поздравляем победителей!

I место

Иванов М.М. – студент физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова
Астапов И.И. – аспирант Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ»

II место

Маракулин А.О. – студент физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова
Птицына К.В. – аспирант физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

III место

Туфанов А.А. – студент Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ»

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ АНАЛИЗА КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С ЭКЗОПЛАНЕТАМИ

Абубекеров М. К., Гостев Н.Ю.
МГУ им. М.В. Ломоносова, ГАИШ

Выполнена модернизация алгоритма расчета затменных теоретических кривых блеска двойных звездных систем с экзопланетами. Получены аналитические выражения через эллиптические интегралы и кусочно-заданные функции одной переменной, дающие непосредственный алгоритм для решения прямой задачи, осуществлена программная реализация алгоритма решения прямой и обратной задачи. Выполнен сравнительный анализ алгоритмов расчета из работы [1] и работы [2]. Показано, что в использование эллиптических интегралов позволяет оптимизировать машинный код и добиться уменьшения машинного времени в ~1.5 раза.

Создан алгоритм интерпретации транзитной кривой блеска двойной системы с экзопланетой в предположении логарифмического закона потемнения к краю звездного диска. Алгоритм апробирован на кривой блеска из работы двойной системы с экзопланетой HD 209458 Брауна [3] и многоцветной кривой блеска из работы [4]. Особое внимание уделено исследованию коэффициентов потемнения к краю звезды в логарифмическом законе HD 209458, являющейся карликом спектрального класса G0V. Получены значения радиуса звезды, радиуса планеты, наклонения орбиты двойной системы в предположении логарифмического закона потемнения звездного диска к краю.
Оценки ошибок искомых параметров выполнены методом дифференциальных поправок и методом доверительных областей.

Проведено сравнение наблюдаемых зависимостей значений коэффициентов потемнения диска звезды к краю в предположении логарифмического закона потемнения

к краю от длины волны в пределах ошибок определения (при уровне доверия 95.5%. или на уровне 2σ) с теоретическими зависимостями, следующими из модели одномерных тонких звездных атмосфер [5].

Работа продолжает цикл статей посвященный исследованию потемнения к краю звезд в двойных звездных системах с экзопланетами см. работы [6,7,8].

E-mail: marat@sai.msu.ru

Литература

1. K.Mandel E.Agol Astrophys. J., v.580, L171 (2002).
2. A.Pal, Mon. Not. R. Astron. Soc., v.390, p.281 (2008)
3. T. M. Brown, D. Charbonneau, R.L. Gilliland et al., Astrophys.J., v.552, p.699 (2001).
4. H. A. Knutson, D. Charbonneau, R. W. Noyes et al., Astrophys.J., v.655, p.564 (2007).
5. A.Claret, Astron.Astrophys v.428, p.1001 (2004).
6. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М.Черепащук, Астрон.журн., том.87, стр.1199 (2010).
7. Гостев Н.Ю. Астрон. журн., том.88, стр.704 (2011).
8. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М.Черепащук, Астрон. журн., том.88, стр.1139 (2011).

РАВНОВЕСНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Аммосов А.П.

Северо-Восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова

При исследовании процессов во время солнечных вспышек или при лабораторных экспериментах по сверхпроводящей жидкости приходится сталкиваться с задачей о равновесных плазменных конфигурациях во внешних полях. Задача эта весьма сложная и в настоящее время ее можно решить только численными методами.

В данной работе предлагаем аналитическое решение задачи для простейшего случая, а именно - плазменное кольцо (тор) в постоянном магнитном поле. К сожалению, и эту задачу нам не удалось решить до конца, поэтому мы предлагаем решение для плоского варианта.

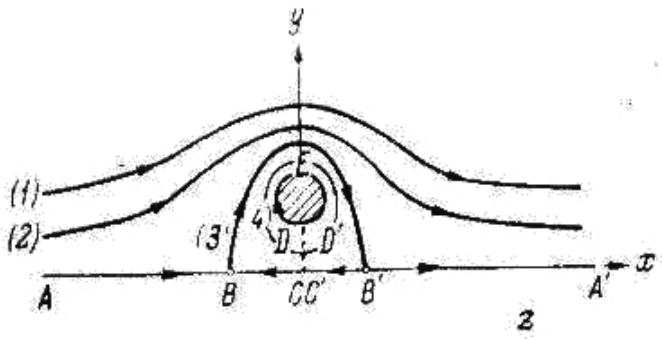


Рис.1

Рассмотрим симметрично относительно оси X магнитное поле. На бесконечности поле имеет величину B_0 и направлено вдоль оси X. Рассмотрим верхнюю половину предлагаемой конфигурации нашего поля. (рис.1). Штрихованной отмечена каверна.

Для плоского случая сформулируем следующую задачу.

1. Полость на плоскости комплексной переменной Z свободна от магнитного поля и заполнена изотропной плазмой с давлением Po.

2. На границе полости соблюдается равенство давлений теплового Po и магнитного $B^2/8\pi$.

3. На границе полости могут течь поверхностные токи, величина которых зависит как от величины Po, так и от величины окружающего эту полость магнитного поля и определяется автоматически при решении задачи.

Характер рассматривающей магнитной конфигурации токов, что его комплексный потенциал многозначной функцией. Чтобы выделить его однозначную ветвь, мы делаем разрез в области течении вдоль отрезка CD.

Для решения задачи мы пользуемся методом теории аналитических функций.

1. Строим функции потенциала на характеристическую плоскость t $W(Z) \to W(t)$ и $W(t) = dW(t)/dt$.
2. Строим отображение $W' = dW/dt$ как функцию от t.
3. Пользуемся формулой Чаплыгина для выражения полной силы, действующей на каверну: $\oint \left(\frac{dW}{dZ} \right)^2 dZ = 0$, поскольку мы считаем, что каверна должна находиться во внешнем поле в равновесии. Это условие дает нам связь отдельных параметров в нашей задаче.
4. Значить $\frac{dW(t)}{dt}$ и $\frac{dW(t)}{dZ}$ находим $\frac{dZ}{dt} = \frac{dW}{dt} \frac{1}{dW/dZ}$, а отсюда интегрируя получаем $Z(t)$.
5. Разделяя на действительную и мнимую часть, строим форму каверны зависимости от Ро и Во.

На наш взгляд задача может иметь 2 ветви решения одно простое, а второе – с сепаратрисой. Каждый соавтор на завершающем этапе работ будет делать свою часть.

ОСОБЕННОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕЛИОСФЕРНЫХ И МАГНИТОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ДАННЫМ МЮОННОГО ГОДОСКОПА

Астапов И.И.*, Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Мишутина Ю.Н., Шутенко В.В., Яковлева Е.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

Влияние солнечной активности на гелиосферные и магнитосферные процессы исследуется с применением разнообразной аппаратуры, размещаемой как на спутниках, так и на поверхности Земли. В результате этих исследований накоплен огромный экспериментальный материал и установлены некоторые взаимосвязи между процессами, происходящими на Солнце и в гелиосфере и магнитосфере Земли. Применение для подобных исследований космических лучей представляет большой интерес, так как они распространяются с близкими к скорости света скоростями, которые намного превышают скорости распространения любых гелиосферных и магнитосферных возмущений. Использование для этой цели мюонной компоненты, генерируемой первичными частицами космических лучей, представляет особый интерес, так как мюоны сохраняют направление движения первичных частиц и позволяют, в принципе ,реконструировать пространственно-временную картину регистрируемых процессов и явлений. Решение этой задачи стало возможным после создания аппаратуры нового поколения – мюонных годоскопов, которые регистрируют поток мюонов космических лучей на поверхности Земли одновременно с различных направлений, что позволяет проводить пространственно-угловые измерения модуляций космических лучей в околоземном пространстве и изучать динамику изменения потока мюонов в широком диапазоне зенитных и азимутальных углов с помощью одной установки.

В данной работе рассматриваются особенности исследования возмущений в гелиосфере и магнитосфере Земли в потоке мюонов космических лучей. Методика исследования основывается на анализе пространственно-угловых характеристик вариаций потока мюонов, регистрируемых широкоапертурным мюонным годоскопом УРАГАН [1]. Для выделения возмущений и сопоставления их с данными годоскопа используются база данных OMNI [2], содержащая параметры межпланетной среды, измеряемые спутниковыми и наземными детекторами. Классификация данных по типам возмущений осуществляется по критериям работы [3]. Представлены результаты апробации разработанных подходов к исследованию гелиосферных и магнитосферных возмущений.

Работа выполнена на уникальных установках экспериментального комплекса НОЦ НЕВОД при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России» (мероприятие 1.8) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

E-mail: IIAstapov@mephi.ru

Литература

1. Барбашина Н.С., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др. Широкоапертурный мюонный годоскоп большой площади УРАГАН // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26–32.
2. База данных OMNI: ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/omni/
3. Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г. и др. Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976 – 2000 г. // Космические исследования. 2009. Т. 47. № 2. С. 99-113.

ПОИСК НЕЙТРИНО ОТ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА ДЕТЕКТОРЕ ANTARES

Афанасьев А.А.

МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет

Ряд моделей предсказывает возникновение нейтрино высоких энергий при гамма-всплесках [1]. Экспериментальные наблюдения таких нейтрино могут подтвердить механизм ускорения адронов гамма-всплесками.

Спутники, способные детектировать гамма-всплески (Swift, INTEGRAL и др.), могут посылать оповещение нейтринному телескопу ANTARES в режиме реального времени через существующую международную сеть наблюдения гамма-всплесков (GCN) [2].

Был разработан метод поиска нейтрино от ГВ, названный методом прицеливания, который может применяться к стандартным наборам данных телескопа ANTARES апостериори. В методе используются координаты гамма-всплесков, записанные орбитальными обсерваториями и стандартные данные ANTARES, собранные в обычном режиме. Данный метод дополняет метод сбора данных о гамма-всплесках в специальном режиме, активируемый по оповещению сети GCN.

Чтобы измерить чувствительность метода, была проведена оценка потока нейтрино от нескольких гамма-всплесков, которые наблюдались детектором BATSE. Поток нейтрино определялся в рамках модели огненного шара с внутренними ударными волнами [3].

Для расчета ожидаемой скорости счёта нейтрино от гамма-всплесков были определены основных параметры телескопа, такие как эффективная площадь и угловое разрешение.

Были проведены исследования фона с учетом атмосферных нейтрино и мюонов, показавшие, что даже одно нейтрино обнаруженное в совпадении с гамма-всплеском в рамках выбранного временного и углового окна за 5 лет наблюдений уже было бы ста-

тистически значимым на уровне 3σ. Наблюдение даже одного нейтрино от гамма-всплеска позволило бы подтвердить ускорение адронов по крайней мере до измеренной энергии нейтрино и тем самым дать ключ к пониманию происхождения высокоэнергетических космических лучей.

К сожалению, при анализе существующих стандартных данных не обнаружено ни одного совпадения нейтрино с гамма-всплеском, что позволяет установить следующее ограничение на поток нейтрино в рамках использованной теоретической модели:

$$E^2 \Phi_{90\%} = 3{,}8 \times 10^{-9}\ \text{ГэВ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$$

В настоящий момент научная группа МГУ в проекте [4] принимает активное участие в работах, связанных с анализом событий, зарегистрированных детектором ANTARES, и поиском нейтрино от гамма-всплесков.

Литература

1. Waxman E., Bahcall J. High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs // Phys. Rev. Lett. 1997. No. 78. C. 2292-2295.
2. The Gamma-ray Coordinates Network: http://gcn.gsfc.nasa.gov/
3. Piran T., Gamma-Ray Bursts and the Fireball Model // Phys.Rept. 1999. No. 314. C. 575-667.
4. ANTARES в МГУ: http://antares.sinp.msu.ru

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ НЕПТУНА

Васько И.Ю.

Институт Космических Исследований РАН, Москва, Россия

В 1989 году спутник Voyager пролетел вблизи Нептуна. Выяснилось, что магнитное поле Нептуна устроено весьма необычным образом [1]. Направление магнитного диполя составляет с осью вращения угол $\approx 45^o$, а ось вращения наклонена к нормали плоскости эклиптики под углом $\approx 30^o$. Суточная прецессия магнитного диполя и взаимодействие с потоком солнечного ветра приводит к различным топологиям магнитного поля магнитосферного хвоста. Положение диполя практически перпендикулярное к плоскости эклиптики приводит к формированию плоского магнитосферного хвоста (схожему с хвостом Земной магнитосферы), а положение диполя в плоскости эклиптики приводит к формированию цилиндрически симметричного магнитосферного хвоста [2,3]. Как было отмечено[4], в результате суточного вращения магнитосфера Нептуна переходит от плоской геометрии к цилиндрической. Возникающие индукционные электрические поля могут ускорять холодные частицы (протоны H^+ и тяжелые ионы N^+) проникающие в магнитосферу из солнечного ветра и ионосферы Нептуна. В настоящей работе мы исследуем этот механизм ускорения. В рамках работы было установлено, что индукционные электрические поля, возникающие за счет глобальной перестройки магнитосферы, ускоряют изначально холодные протоны H^+ (с начальной энергией $W_0 \approx 0.3\,\text{keV}$) вплоть до энергий $\approx 1\,\text{MeV}$, а тяжелые ионы N^+ ($W_0 \approx 10\,\text{eV}$) до энергий $\approx 0.5\,\text{MeV}$. В работе получены энергетические спектры тяжелых и легких ионов. Установлено, что перестройка магнитосферы приводит к потерям частиц с энергиями $\approx 100\,\text{keV}$, а время жизни частицы в магнитосфере не превосходит двух периодов обращения Нептуна ($\approx 32\,\text{h}$). Получена аналитическая оценка для верхнего предела набираемых энергий и зависимость средней набираемой энергии от времени перестройки магнитосферы от плоской конфигурации к цилиндрической. Результаты, полученные аналитически, согласуются с результатами численного эксперимента.

E-mail: vaskoiy@yandex.ru

Литература
[1] Ness N.F. et al. Science, 1989,vol.246,p.1473
[2] Siscoe G.L. Planet. space.Sci., 1971,vol.19, p.483.
[3] Siscoe G.L. ICARUS,1975,vol.24, p. 311
[4] Belcher J.W. et al. Science,1989, vol.246,p.1478

ОБРАЗОВАНИЕ И РАННЯЯ ЭВОЛЮЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Веселинов Н.С.
Софийский университет „Св. Климент Охридски", София, Болгария

В настоящей работе предоставляются результаты проведенного исследования на тему Образование и ранняя эволюция молекулярных облаков в межзвездной среде, основанного на современных наблюдательных данных и численных расчетах. Основные выводы могут быть обобщены следующим образом:

- Наблюдательные данные раскрывают разнообразные формы и волокнистую структуру комплесков облаков, пока большая часть их массы сосредоточена в очень плотных и маленьких областях. В этих областях, составляющих малую часть Cold Neutral Media (CNM), возникают молякулярные облака с массами $10^3 - 10^4\ M_\odot$, средней плотностью $50 - 500\ cm^{-3}$ и температурой $\sim 10^2 K$. Они обладают внутренней иерархичной структурой – скоплениями, которые содержат ядра, в которые в конечном итоге впадает образование.
- Межзвездная среда, как правило, состоит из нескольких фаз, переход между фазами является гладким. Основными механизмами, обуславливающими переход от теплой (WNM) к холодной (CNM) фазе, оказываются разные типы неустойчивости в дифузной среде, ведущей из которых является тепловая неустойчивость.
- GMC возникают в результате крупномасштабных сжатий и неустойчивостей (>1 kpc), таких как гравитационная (Джинса и магнито-Джинса) и Паркара.
- Недавно возникшее звездное население оказывает определенное обратное воздействие на эволюцию молякулярных облаков способом биполярных утечек из протозвезд – ветров, вызванных вращением звезд, и взрывов, вызывающих очень сильную турбулентность в Giant Molecular Cloud (GMC). Однако основным фактором воздействия, особено на GMC, оказывается внесение импульсов в облака массивными звездами и кинетической энергии со стороны H_{II} областей.
- Фотоиспарение, вызванное H_{II} областями, является основным механизмом для уничтожения GMC, которым удается конвентировать только 5-10% своей массы в звезды.
- Основным механизмом образования GMC является механизм, который объясняет их создание в МС как следствие крупномасштабных неустойчивостей в дифузной МС – неустойчивостей Джинса и Паркара.
- Аналитический сценарий Hartman et al. (2001) предсказывает возникновение молекул H_2 и CO в колонковой плотности атомарного газа H_I:

$$N_{cr} = 1 - 2 \times 10^{21}\ cm^{-2}$$

- Колонковая плотность, необходима для того, что данное облако стало магнитносверхкритичным

$$N_{cr} = 1.45 \times 10^{21} \frac{B}{5\mu G}\ cm^{-2}$$

очень близка необходимой для формирования молекул и гравитационной неустойчивости плотности. Мы можем сделать вывод, что при образовании облаков в CNM

они становятся молякулярными, магнитно сверхкритичными и гравитационно нустойчивыми практически в одно и то же время.

Несмотря на огромный прогресс в исследовании происхождения и эволюции молекулярных облаков, есть еще ряд вопросов, которых предстоит уточнить.

Хочу выразить благодарность моему мудрому отцу – Светославу Веселинову!

nveselinov@yahoo.com

РОБОТИЗАЦИЯ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ НА БАЗЕ МИКРОКОМПЬЮТЕРОВ NXT

Волков Д.В., Иларионова Е.М.

Чебоксарский дворец детского и юношеского творчества, Россия, Чебоксары

Во дворце детского и юношеского творчества г. Чебоксары Астрономическая обсерватория открылась совсем недавно, руководителем обсерватории является автор статьи. Стоит отметить, что **астрономическая башня с куполом построена** несколько десятилетий назад и составляет единое целое со всем зданием дворца, астрономических наблюдений в ней не проводились уже 25 лет и в настоящее время в ней не проводятся. Причина в том, что не работоспособен механизм управления поворотом купола и открывания ставней. Для решения этой задачи актуально применять микрокомпьютерное управление с применением микроконтроллеров. Они позволяют управлять как сервомоторами, так и обычными двигателями.

На основе программируемого микрокомпьютера NXT с датчиками и активными устройствами, из которых получается робот, автономное, мобильное устройство, работающее по программе, написанной в среде LabVIEW, решается задача не только работоспособности купола, но и **роботизации** обсерватории в целом. Подобным управлением можно оснастить телескоп, установить камеры слежения за метеорами.

Мы использовали микрокомпьютер NXT, микроконтроллеры и драйверы управления двигателями. На основе двух блоков микрокомпьютера NXT собирается механизм роботизированного управления куполом. Применение двух блоков желательно, так как они обмениваются данными по беспроводному каналу, что необходимо для синхронизации управления движения телескопа и купола при астрономических наблюдениях.

Следует отметить, что в программе SOJOURNER ROVER'S посадки марсохода, для обеспечения ориентации, приземления и функционирования космических аппаратов применялась программа LabVIEW National Instruments. Применение LabVIEW оправдано, где требуется сбор сложно структурированной информации, ее сложная обработка и управление системами на основании этих обработанных данных.

Для микрокомпьютера NXT специально выпускаются и доступны в приобретении следующие датчики:

- Multi-Sensitivity Acceleration Sensor v3 for NXT (ACCL-Nx-v3): данный миниатюрный трехосевой акселерометр реагирует даже на изменения притяжения Земли. Также с его помощью можно измерить скорость и ускорение.

- Magnetic compass for NXT(CMPS-Nx): Этот датчик позволяет измерять магнитное поле Земли, а также азимут. Использует ортогональный двухосевой магнитный сенсор Honeywell(HMC1052).

- Dual Infra Red Obstacle Detector for NXT(DROD-Nx): используется для нахождения препятствия на пути следования робота.

- Vision Subsystem v2 for NXT(NXTCam-v2): система технического зрения может отслеживать до 8 разноцветных объектов, сообщая их координаты в реальном времени на микрокомпьютер.

- 8 Channel Servo Controller for NXT(NXT Servo): данный контроллер позволяет управлять до восьми сервомоторами одновременно.

- High Precision Long Range Infrared distance sensor for NXT(DIST-Nx-Long-v2): высокоточный инфракрасный датчик расстояния для удаленных объектов, использует цифровой интерфейс, разрешение - миллиметры, рабочий диапазон от 20 до 150 см.

- **RCX Sensor multiplexer for NXT-RXMux**: позволяет подсоединить до четырех датчиков типа RCX к NXT. Поддерживает: RCX Touch sensor, RCX Light Sensor, RCX Rotation sensor, RCX Temperature sensor.

Возникает вопрос, зачем оснащать обсерваторию роботизированными механизмами в центре города при массивной засветке звездного неба? Ответ на этот вопрос естественно в том, кто будет наблюдать звездное небо, различные астрономические явления.

Большинство школьников, которые записываются в астрономическую обсерваторию, никогда даже не смотрели в телескоп, не были в астрономической обсерватории. Планетария в городе нет. Для многих учащихся обучение и проведение астрономических наблюдений в такой обсерватории будет, возможно, тем, что определит их дальнейшую жизнь и выбор будущей профессии. Астрономическая обсерватория будет служить для популяризации научных знаний по астрономии во всем городе.

В настоящее роботизированное управление в обсерватории не установлено, в первую очередь это связано со сложностью работ по восстановлению открывающихся ставней купола. Движение купола по рельсам можно производить с помощью одного установленного мотора.

Статья посвящена именно тому, как роботизировать астрономическую обсерваторию.

На основе среды LabVIEW, двух блоков микрокомпьютера NXT, разрабатывается и испытывается синхронное управление движением купола и телескопа.

На основе сервомоторов, микроконтроллеров AtmelAVR, и драйверов двигателей школьники могут собирать простые роботизированные механизмы для своей домашней астрономической обсерватории.

.

E-mail: vdmvcheb@mail.ru,velmcheb@mail.ru

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗД РАССЕЯННЫХ И ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

Зубарев С.Н.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Эффективная температура и производство энтропии звезд являются очень важными и информативными параметрами в термодинамике. Однако подробному анализу и оценке этих параметров, в особенности - производству энтропии, уделяется недостаточно внимания в астрофизике при анализе эволюции отдельных звезд и звездных скоплений.

Так как в базах данных звездных скоплений содержится большой объем информации (в особенности, для шаровых, где число звезд чрезвычайно велико), расчет теплофизических параметров и их статистический анализ занимает слишком много времени, если использовать стандартные средства их расчета (Statistica, Excel). В этой связи возникает необходимость автоматизации этого процесса и разработки независимого удобного инструмента для обработки астрофотометрической информации из имеющихся баз данных (таких как **Webda** [http://www.univie.ac.at/webda/] и **GCG** [http://www.astro.unipd.it/globulars/]).

Разработан программный комплекс, который позволяет в автоматическом режиме производить загрузку необходимых данных для звезд рассеянных и шаровых скоплений из баз **Webda** и **GCG**, соответственно, а также информацию из иных источников данных, предварительно сконвертированную в файлы особого формата для работы в программе или файлы Excel. В случае, если для звезд есть несколько источников данных, то возможно их усреднение.

Анализируя исходную информацию, программа вычисляет значения **эффективной температуры** T_{eff}, **светимости** L и **производства энтропии** $\sigma = \frac{4}{3}\frac{L}{T_{eff}}$ на основе различных методик, строит гистограммы их распределения с выбором произвольного количества интервалов и ограничений. При этом рассчитываются и отображаются в окне программы значения **эксцесса**, **среднего**, **асимметрии**, **дисперсии**, **моды** и **медианы. Возможно построение** диаграммы Герцшпрунга – Рассела в координатах светимость - эффективная температура с детализацией и выбором различных методов шкалирования для L и T_{eff}. Контроль результатов расчета проводился с помощью программных пакетов Statistica и Excel.

Результаты расчета теплофизических и статистических параметров сохраняются в файлы **Excel**. Гистограммы распределений и ГР-диаграммы также могут быть сохранены в отдельные файлы. Программа представляет собой три окна Windows (Рис.1).

Первое является основным и отображается при загрузке программы. На нем размещается таблица исходных интегральных параметров звездных скоплений из баз данных (Webda, GCC и др.). В этом же окне можно выбирать методы расчета эффективной температуры и болометрической поправки (BC), устанавливать различные ограничения при использовании того или иного метода расчёта.

На данный момент реализованы пять различных методов расчета эффективной температуры [1, 3-6]. Методы на основе соотношений, предложенных авторами [1, 3, 5, 6] базируются исключительно на показателе цвета (B-V), в то время как формула из работы [4] учитывает также показатель Fe/H. Для каждого метода существуют свои ограничения, которые приводятся в работах [*1, 3-6*] и учитываются при работе программы. Для расчета болометрической поправки используются методики, предложенные авторами [2, 3, 6]. В формулах для расчета болометрической поправки используется эффективная температура.

Во втором и третьем окне программы реализованы инструменты построения гистограмм распределения интересующих теплофизических параметров и ГР-диаграммы для выбранных звездных скоплений, соответственно.

В дальнейшем программа будет дополнена новыми методами расчета эффективной температуры и других величин на основе публикуемых в специальной литературе новых алгоритмов.

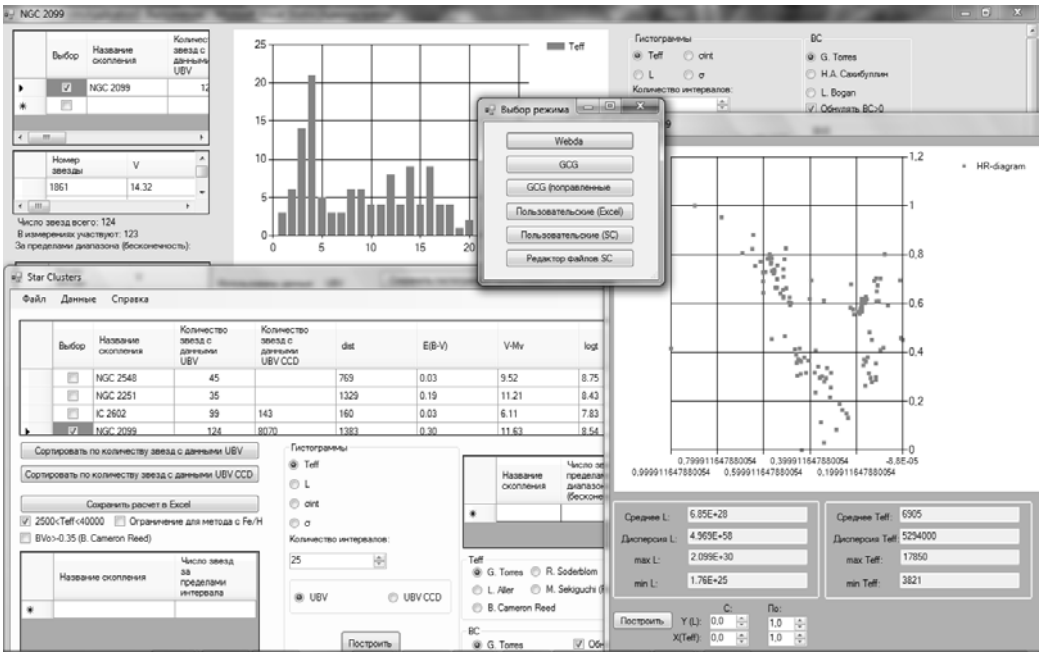


Рис. 1 – Фрагменты окон программы

E–mail: sergey.cl@gmail.com

Литература

1. Аллер Л. Атомы, звезды и туманности М.: Издательство «Мир», 1976.
2. Сахибуллин Н.А. Методы моделирования в астрофизике. II. Определение фундаментальных параметров звезд : Казань: 1993.
3. Cameron R.// J. Royal Astronomical Society of Canada (92) **1998** 36-38
4. Sekiguchi M. // Astronomical Journal (120) **2000** 1072-1084.
5. Soderblom D. et al // Astrophysical Journal Suppl. (85) **1993** 315-346.
6. Torres G. //The Astronomical Journal (140) **2010** 1158–1162.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛОРЕНЦЕВОЙ СИММЕТРИИ В СЕКТОРЕ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ

Иванов М.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Лоренц-инвариантность лежит в основе современной физики. Тем не менее, некоторые подходы к квантованию гравитации предсказывают отклонения от этой симметрии [1]. Кроме того, допущение о слабом нарушении Лоренц-инвариантности позволяет интерпретировать результаты эксперимента OPERA (безусловно, в силу своей важности, эти результаты требуют независимого экспериментального подтверждения).

Лоренц-нарушение в секторе обычной материи жестко ограничено экспериментальными данными и космологические следствия подобного нарушения пренебрежимо малы после учета этих ограничений. Но для тёмной материи и тёмной энергии не существует прямого экспериментального свидетельства сохранения лоренцевой симметрии. Возможные космологические проявления Лоренц-нарушения в тёмной энергии уже были изучены в работе [2].

В данной работе исследованы космологические следствия Лоренц-нарушения в секторах гравитации и тёмной материи. Показано, что однородная эволюция Вселенной в данной модели практически не отличается от эволюции в стандартной космологиче-

ской модели LCDM. Однако, существенные различия проявляются на уровне космологических возмущений, что приводит к усилению спектра мощности возмущений материи на масштабах порядка 10^3 Мпк и смещению положения его максимума. Эти свойства могут быть использованы для ограничения отклонений от лоренцевой симметрии в секторе темной материи с помощью современных наблюдательных космологических данных.

E-mail: mm.ivanov@physics.msu.ru

Литература

1. P. Horava // Physical Review D, **79** (2009) 084008.
2. D. Blas, S. Sibiryakov // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, **1107** (2011) 026.

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ СИСТЕМЫ ВТОРИЧНОГО ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА "МИХАЙЛО ЛОМОНОСОВ"

Краснов А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Спутник “Михайло Ломоносов” – новый университетский проект, реализация которого находится на стадии завершения. Это полноценный космический аппарат, перед которым поставлен целый ряд важнейших научных задач. Это - исследование космических лучей предельно высоких энергий, исследование космических гамма-всплесков, исследование транзиентных световых явлений в верхних слоях атмосферы и исследование магнитосферных частиц.

Как известно, космические аппараты постоянно подвергаются воздействию радиации. Взаимодействие радиационных частиц со структурными элементами бортовой электроники приводит к различным дефектам, которые в свою очередь вызывают сбои в работе бортовых систем.

Например, при прохождении ионизирующего излучения через вещество выделяется энергия, которая в дальнейшем распределяется по всему объему вещества. В основном это происходит за счет перераспределения свободных носителей заряда, возникающих при ионизации, а также смещения атомов из их нормального положения. Влияние этих явлений на работу бортовой электроники обусловлено зависимостью параметров отдельных микросхем, входящих в состав аппаратуры, от эффектов смещения и ионизации. В свою очередь, реакция отдельного чипа на взаимодействие с частицей определяется, прежде всего, специфическими для него технологическими и схемотехническими решениями.

Одной из систем, которые будут работать на спутнике “Михайло Ломоносов” является система вторичного электропитания. Эта система входит в состав блока информации, который будет осуществлять управление комплексом научной аппаратуры, сбор, хранение и передачу телеметрической информации.

Система вторичного электропитания осуществляет подачу питания к периферическим системам. Она состоит из нескольких плат, на которых установлены: контроллер (для управления и сбора информации), ключи (для подачи питания к соответствующим приборам), преобразователи питания, измерители тока и температуры и некоторые другие элементы. Для предотвращения возможных сбоев, которые могут возникнуть при воздействии радиации, было сделано следующее: во-первых, установлена дублирующая система. Во-вторых, был предпринят ряд схемотехнических решений (к примеру, для подачи питания к одной периферической системе используется не один, а четыре ключа; при этом они включены таким образом, что при выходе из строя одного или двух ключей система продолжит работать). Кроме этого, на платах также дублиро-

ваны измерители тока и предусмотрена возможность дальнейшей работы системы при их выходе из строя.

E–mail: lehin146@rambler.ru

Литература

1. Коршунов Ф.П., Богатырев Ю.В., Вавилов В.А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы. М.: Наука и техника. 1986.
2. Чумаков А.И. Действия космической радиации на интегральные схемы. М.: Радио и связь. 2004.
3. lomonosov.sinp.msu.ru (проект “Ломоносов”)

ОСЦИЛЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СКАЛЯРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВО ВСЕЛЕННОЙ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ И ТЕМНОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Маракулин А.О.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Современные наблюдательные данные убедительно демонстрируют, что Вселенная в настоящий момент времени находится на стадии ускоренного расширения [5,6]. В рамках общей теории относительности это расширение связывают с наличием во Вселенной так называемой темной энергии, природа которой в настоящее время является предметом обсуждения. Помимо простейшей возможности, что темная энергия представляет собой Λ-член, широко обсуждается возможность того, что уравнение состояния темной энергии отличается от вакуумного. Идеальная жидкость с параметром уравнения состояния $w \neq -1$ будет сама иметь возмущения, и среда становится двухкомпонентной, что существенно усложняет анализ.

Кроме того, характерной чертой ряда моделей темной энергии является рост возмущений. Ясно, что это может происходить только на больших масштабах, в случае же малых растущие моды должны переходить в осциллирующие. Существуют полевые модели темной энергии, удовлетворяющие этому критерию [2,4,7]. Гидродинамические модели темной энергии не обладают таким свойством [3], однако учет двухкомпонентности среды может существенно осложнить анализ этой проблемы. Кроме того, в случае динамической темной энергии также может играть роль наличие двух компонент в рассматриваемой материи, и анализ осцилляционных свойств решений возмущенных уравнений Эйнштейна для Вселенной, заполненной двухкомпонентной жидкостью, является важной задачей.

Гравитационная неустойчивость в двухкомпонентной среде в ньютоновском приближении рассматривалась в работе [1]. В нашей работе рассматриваются свойства колеблемости и неколеблемости решений уравнений, в том числе релятивистских, для скалярных возмущений во Вселенной, заполненной двухкомпонентной средой. Каждая из компонент среды представляет собой идеальную жидкость, одна из них является гидродинамической моделью темной энергии с параметром уравнения состояния w.

В случае стационарной Вселенной в рамках нерелятивистской теории скалярные возмущения в двухкомпонентной среде описываются системой линейных дифференциальных уравнений второго порядка, не содержащих первой производной. Решение данной системы, описывающей связанные колебания, может быть представлено в виде суперпозиции нормальных колебаний, и знаки квадратов нормальных частот будут определять наличие или отсутствие в системе осцилляций и процессов роста и затухания возмущений. В интересующем нас случае $w<0$ в системе будут присутствовать растущие и затухающие моды, но не будет осциллирующих.

В случае расширяющейся Вселенной в уравнениях появятся слагаемые с первыми производными относительных флуктуаций плотностей. При этом в уравнениях попрежнему можно сделать замены переменных, приводящие систему к нормальному виду, но частоты нормальных колебаний уже не будут постоянными. Это может отразиться на осцилляционных свойствах решений дифференциальных уравнений, которые определяются теоремой Штурма, одно из следствий которой является достаточным условием неколеблемости решения, и теоремой Кнезера, являющейся достаточным условием колеблемости. Осцилляционные свойства решений в случае меняющейся частоты зависят не только от знака её квадрата: на них может повлиять тот факт, что квадрат частоты является быстро убывающей функцией.

В настоящей работе была рассмотрена двухкомпонентная среда, каждая из компонент которой является идеальной жидкостью, в расширяющейся Вселенной, описывающейся метрикой Фридмана-Робертсона-Уоркера со скалярными возмущениями, рассматриваемыми в конформной ньютоновой калибровке. Эволюция скалярных возмущений рассматривалась в рамках системы уравнений релятивистской гидродинамики в импульсном представлении, которая была заменами переменных преобразована к нормальному виду. Были найдены аналоги нормальных частот, зависящие от конформного времени и трехмерного импульса.

Был проведен численный анализ осцилляционных свойств скалярных возмущений для различных значений параметра уравнения состояния в широком диапазоне значений конформного времени. В случае малых импульсов, что соответствует большим пространственно-временным масштабам, выполняются условия следствия теоремы Штурма, и осцилляции отсутствуют. На малых масштабах, что эквивалентно большим значениям импульса, одна из мод в случае $w<-1$ удовлетворяет условиям теоремы Кнезера, что говорит о существовании осцилляций на малых масштабах для фантомного случая гидродинамической темной энергии. В однокомпонентной среде такого эффекта не возникает.

Таким образом, законы эволюции космологических возмущений, являющиеся одними из её возможных следствий природы темной энергии, зависят не только от свойств темной энергии, но и в целом от свойств двухкомпонентной среды, включающей в себя также темную материю. В частности, как показано в данной работе, осцилляционные свойства скалярных возмущений в двухкомпонентной среде могут весьма заметно отличаться от свойств флуктуаций, эволюционирующих в однокомпонентной жидкости.

Данное обстоятельство оказывается важным в приложении к реальной Вселенной, весомый вклад в плотность энергии которой, помимо темной энергии, вносит также темная материя. Учет этого факта необходим для проверки жизнеспособности моделей темной энергии, которые не должны предсказывать рост возмущений на мелких масштабах. Осцилляционный анализ может быть использован как критерий, ограничивающий параметры как гидродинамических, так и теоретико-полевых моделей темной энергии.

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору М. В. Сажину. Работа выполнена при поддержке гранта фонда некоммерческих программ «Династия».

E-mail: marakulin@physics.msu.ru

Литература

[1] Л. П. Грищук, Я. Б. Зельдович, Гравитационная неустойчивость в многокомпонентной среде. // Астрон. журн., 58, 3, 472-481 (1981).

[2] В. А. Рубаков, Фантом без патологий в ультрафиолетовой области // ТМФ, 149, 3, 409-426 (2006).

[3] J. C. Fabris, S. V. B. Gonçalves and N. A. Tomimura, An analysis of cosmological perturbations in hydrodynamical and field representations. // Class. Quantum. Grav., 17, 2983-2998 (2000).

[4] M. V. Libanov, V. A. Rubakov, O. S. Sazhina and M. V. Sazhin, CMB anisotropy induced dy tachyonic perturbations of dark energy. // Phys. Rev. D., 79 (2009).
[5] S. Perlmutter et al, Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae. // Astrophys. J., 517, 565-586 (1999).
[6] A. G. Riess et al., Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant // Astron. J., 116, 3, 1009-1038 (1998).
[7] A. Sergienko and V. Rubakov, Phantom dark energy with tachyonic instability: metric perturbations. // arXiv:0803.3163v1 [hep-th]

ДВИЖЕНИЕ ЗВЕЗД В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ С КОНСЕРВАТИВНЫМ ОБМЕНОМ МАСС

Медведева А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В течение полувека для определения относительной орбиты тесных двойных звездных систем использовалась некорректная модель Пачинского-Хуанга. По сей день в работах, связанных с тесными двойными системами эта модель продолжает использоваться.

Для определения относительного движения звезд в тесной двойной системе в настоящей работе используется численное интегрирование уравнений движения с учетом реактивных сил, сил притяжения звезд и перетекающей струи вещества. Проведенные вычисления эллиптических орбит тесных двойных звезд показывают, что влияние реактивной силы на эволюцию орбиты звезд быть различным.

Показано, что для приближенного определения эволюции орбиты тесной двойной системы со сформировавшимся аккреционным диском вместо модели Пачинского-Хуанка следует использовать модель Гильдена-Мещерского, согласно которой все кеплеровские элементы орбиты остаются постоянными.

Так же была найдена зависимость траектории струи при изменении величины начальной скорости β= 1, 0.5, 1.5, 2; при изменении угла наклона начальной скорости перетекающего вещества, α = 0°, 20°, 40°, 60°, -20°, -40°, -60°, 80°.

E–mail: mizar-alcora@rambler.ru

Список литературы:

1. Л.Г. Лукьянов, С.А. Гасанов Астрон. журн., (в печати).
2. A. Kruszevski, Adv. Astron. and Astrophys. 233 (1966).
3. J. Hadjidemetriou, Astrophys. and Space Sci. 330 (1969).
4. С.Л. Пиотровский, Астрон. журн. 241 (1967).
5. Л.Г. Лукьянов, Письма в "Астрон. журн." 628 (2005).
6. B. Paczynski, Acta Astron. 231 (1966).
7. I.W. Mestschersky, Astron. Nachr. 229 (1902).

ОГРАНИЧЕНИЯ НА УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКАХ

Птицына К.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Несмотря на десятилетия напряженных исследований, некоторые вопросы физики космических лучей сверхвысоких энергий (энергии порядка $10^{19} - 10^{20}$ эВ) остаются неразрешенными как на теоретическом, так и на экспериментальном уровне.

Экспериментальные данные (спектр космических лучей, статистика кластеров, возможные корреляции с крупномасштабной структурой Вселенной) указывают на то, что источников космических лучей сверхвысоких энергий должно быть много.

Такими источниками могут являться центры галактик, в которых частицы могут ускоряться электрическим полем в окрестностях сверхмассивных центральных черных дыр. Данный тип ускорения – за один проход частицы через область ускорения - принято называть индуктивным.

К другому типу ускорения – диффузному [2] – относится, например, ускорение ударной волной. Но источники последнего типа, способные ускорить частицы до сверхвысоких энергий, очень редки [1]. Поэтому имеет смысл рассматривать источники именно с индуктивным типом ускорения.

Рассматривается модель индуктивного ускорения в окрестностях сверхмассивных черных дыр в центрах галактик [3], в которой максимальная энергия ускорения определяется массой черной дыры.

Из сравнения сопутствующего ускорению излучения с диффузным гамма-фоном получено ограничение на поток принимаемых космических лучей с энергиями $10^{19} - 10^{20}$ эВ, ускорение которых может описываться данной моделью. Также получен их спектр, который очень хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Автор выражает благодарность С.В. Троицкому.

E–mail: ptitsyna.k@gmail.com

Литература

1. К.В.Птицына, С.В.Троицкий // УФН, 2010, **180,** №7, стр. 723-734
2. E.Fermi // Phys.Rev., 1949, 75, 1169
3. A.Neronov, D. Semikoz, I.Tkachev // New J.Phys., 2009, **11**, 065015

ДИНАМИКА РЕЗКИХ ГРАНИЦ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ СТРУКТУР СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ МАГНИТОСЛОЯ

Рахманова Л.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Важным вопросом в исследовании взаимодействия между солнечным ветром и магнитосферой является вопрос, каким образом разного рода возмущения плазмы солнечного ветра видоизменяются, проходя через магнитослой, и воздействуют непосредственно на магнитосферу Земли.

В работе исследуются отдельные резкие мелкомасштабные возмущения плазмы солнечного ветра, их эволюция при прохождении через турбулентный магнитослой. Экспериментальной базой исследования являются данные проекта Themis, который в определенные моменты времени позволяет получить данные со спутников, один из которых находится в солнечном ветре, а другой – в магнитослое. Для анализа выбирались резкие изменения плотности с амплитудой более чем 20% и длительностью не более нескольких минут, которые можно однозначно выделить как на фоне спокойного невозмущенного ветра (СВ), так и на фоне сильно флуктуирующего магнитослоя (МСЛ) одновременно на двух или более спутниках.

Из сравнения изменений плотности плазмы и амплитуды магнитного поля в этих двух областях для одного и того же события следует, что при прохождении через околоземную ударную волну и при движении по магнитослою такие структуры сохраняют достаточно резкие границы и форму, однако амплитуда скачка и длительность его фронта имеют тенденцию к увеличанию при переходе из одной области в другую. Такие изменения носят разный характер для плотности плазмы и величины магнитного поля. В докладе анализируются эти различия для нескольких изученных событий.

amica1106@rambler.ru

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПАКТНОЙ ЗВЕЗДЫ С НЕ СЛИШКОМ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ВЕЩЕСТВА

Рохманенков А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В [1] - [4] был вскрыт материальный вклад гравитационного поля в плотность тензора энергии-импульса, входящую в уравнения Гильберта-Эйнштейна. Соответственно, была получена модифицированная система гравитационных уравнений (подробнее см. [1] - [4]). При этом уравнения образуют весьма сложную систему нелинейных дифференциальных уравнений. Их аналитическое решение возможно лишь в случае слабого гравитационного поля. Оно было получено в [1].

В случае средних гравитационных полей аналитическое решение получить не удается. Однако, очень важно исследовать модификацию физических характеристик тела при возрастании гравитационного поля (за счет увеличения вещества в нем). Особый интерес представляют сверхмассивные тела. Пока же мы ограничимся анализом случая гравитационных полей средней силы.

Для нахождения решений в случае средних гравитационных полей было использовано компьютерное моделирование. Решение дифференциальных уравнений было получено с помощью неявного интерполяционного метода Рунге-Кутты 2-го порядка. При этом в 0 и на ∞ находились асимптотики, которые являлись начальными условиями для численного расчета. Расчет производился до тех пор, пока не сшивались решения на границе тела.

В работе была рассчитана система обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) для массивного сферически симметричного тела, полученная в работах [1] - [4] с применением полевого подхода в теории гравитации. Найдено решение системы ОДУ для не слишком массивных тел. Показана эволюция решения этой системы с увеличением массы объекта. При низких массах объекта наблюдается полное соответствие теоретических и расчетных данных. При возрастании массы тела видны расхождения.

Полное давление материи в приповерхностной области тела оказывается отрицательным. Поскольку, решения ОДУ не могут пересекаться, следует ожидать, что при возрастании гравитационных полей, эти эффекты будут проявляться с большей силой.

E–mail: rohmanenkov@gmail.com

Литература

1. Лоскутов Ю.М. Гравитационный дефект массы // Вестник Московского университета. 2001, Серия 3, Физика. Астрономия, №4.
2. Лоскутов Ю.М. О вкладе в тензор энергии-импульса вещества его собственного гравитационного поля // Вестник Московского университета. 2003, Серия 3, Физика. Астрономия, №4.
3. Лоскутов Ю.М. О физической нереализуемости "черных дыр" и возможности существования специфических сверхкомпактных объектов // Вестник Московского университета. 2006, Серия 3, Физика. Астрономия, №3.
4. Лоскутов Ю.М. О "черных дырах" и темной материи // Вестник Московского университета. 2009, Серия 3, Физика. Астрономия, №2.

ОРБИТЫ МЕТЕОРОИДОВ ПОД ВЛИЯНИЕМ СИЛ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ

Снеткова Ю.А.

ФНИЦ «ЦСКБ-Прогресс», Самара, Россия

Метеороид – это твердое тело, движущееся в межпланетном пространстве, размером меньше астероида и больше атома или молекулы. Метеороиды представляют

собой осколки комет и астероидов. Метеороиды, имеющие одинаковые орбитальные характеристики, образуют *метеороидный рой*.

Силы, обусловливающие движение небесных тел, чрезвычайно многочисленны и разнообразны по характеру и происхождению. Кроме притяжения Солнца и больших планет (гравитационные силы), метеороиды испытывают влияние сил различной негравитационной природы. Существует более двух десятков эффектов, которые могут изменять как физические характеристики метеороидов, так и оказывать влияние на их движение. Наиболее существенное влияние на движение метеороидов могут оказать эффекты, связанные с солнечным излучением.

В некоторых работах (например, [1]) представлено решение задачи двух тел, где тщательным образом проанализировано движение тела в гравитационном поле Солнца, получены уравнения возможных траекторий и закон движения данного тела. Однако при решении указанной задачи не учитывается, как правило, влияние негравитационных сил, связанных с солнечным излучением, на движение космического тела.

Таким образом, *основными задачами* данной работы являются:

1. Поиск уравнения траектории метеороида, движущегося под действием силы притяжения Солнца, сил светового давления F_{LP} и давления плазмы солнечного ветра F_{SW}.

2. Сравнительный анализ орбиты метеороида с учетом только силы гравитации Солнца и траектории, построенной с учетом негравитационных сил. Доказательство существенного изменения орбиты метеорного тела.

Вспомогательной задачей является определение явного вида сил светового давления и давления плазмы солнечного ветра, действующих на пылевую частицу.

Для решения поставленных задач мы используем второй закон Ньютона в полярной системе координат с началом в геометрическом центре Солнца и полярной осью, направленной на афелий орбиты метеороида:

$$\left.\begin{aligned} \ddot{r}_P - r_P\dot{\varphi}_P^2 &= -G\frac{M_s}{r_P^2} + \frac{F_{LP}}{m_P} + \frac{F_{SW}}{m_P} \\ 2\dot{r}_P\dot{\varphi}_P + r_P\ddot{\varphi}_P &= 0 \end{aligned}\right\}, \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned} F_{LP} &= \frac{2\pi}{c}\frac{R_P^2}{r_P^2}R_s^2\sigma T_s^4\left[\frac{1}{2} + I_1(n) - 2I_2(n)\right], \\ F_{SW} &= \sum_{i=1}^{2} F_i = F_p + F_\alpha = K\left(\frac{R_P}{r_P}\right)^2, \\ F_i &= \pi R_P^2\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{a}{r_P}\right)^2\frac{n_i}{(kT_i)^{\frac{3}{2}}}\int_{E_{i\min}}^{E_{i\max}} E_i^{\frac{3}{2}}e^{-\frac{E_i}{kT_i}}dE, \end{aligned} \tag{2}$$

n – показатель преломления вещества частицы, c – скорость света в вакууме, σ – постоянная Стефана-Больцмана, m_P, R_P – масса и радиус метеороида, r_P – гелиоцентрическое расстояние метеороида, M_s, R_s, T_s – масса, радиус и температура поверхности Солнца соответственно, $I_1(n)$, $I_2(n)$ – некоторые функции, a=1 а.е., k – постоянная Больцмана, K=2.17789·10^{16} (Н) – коэффициент пропорциональности, n_i, T_i, E_i – средняя концентрация, средняя температура радиального дрейфа и кинетическая энергия заряженных частиц i-го типа (протоны и α-частицы) соответственно.

Сила светового давления F_{LP} получена нами с использованием метода геометрической оптики с учетом процессов поглощения и отражения фотонов средой пылевой частицы. Мы предполагали, что метеороид является сферическим серым телом, состоящим из оптически однородной среды с показателем преломления n. Солнце моделировалось абсолютно черным телом с температурой поверхности T_s с изотропным неполяризованным излучением, имеющим плоский волновой фронт.

Для расчета силы давления плазмы солнечного ветра F_{SW} мы полагали, что основными переносчиками импульса в солнечном ветре являются протоны и α-частицы. Вкладом электронов и тяжелых ионов мы пренебрегли. Мы также предполагали, что потоки солнечного ветра являются изотропными. При расчете силы давления плазмы солнечного ветра учтено только явление поглощения заряженных частиц средой пылевой частицы в силу малости эффектов их отражения от поверхности частицы.

Решая систему дифференциальных уравнений второго порядка (1) с учетом (2) и начальных условий (полагаем, что в начальный момент времени метеороид находится в афелии своей орбиты), получаем уравнение траектории частицы:

$$r_P = \frac{p_P}{1+\varepsilon_P \cos(\varphi_P - \pi)}, p_P = -\frac{C^2}{\alpha}, \varepsilon_P = \sqrt{1+\frac{V_0^2 C^2}{\alpha^2}},$$
$$\alpha = -GM_s + \frac{2\pi}{c}\frac{R_P^2}{m_P} R_s^2 \sigma T_s^4 \left[\frac{1}{2} + I_1(n) - 2I_2(n)\right] + \frac{KR_P^2}{m_P}, \quad (3)$$

где p_P – параметр орбиты частицы, ε_P – эксцентриситет орбиты, C – постоянная площадей (удвоенная секторная скорость), V_0 – постоянная интегрирования, G – гравитационная постоянная.

Уравнение эллиптической орбиты тела с учетом только солнечной гравитации [1] есть частный случай выражения (3), полученного в настоящей работе.

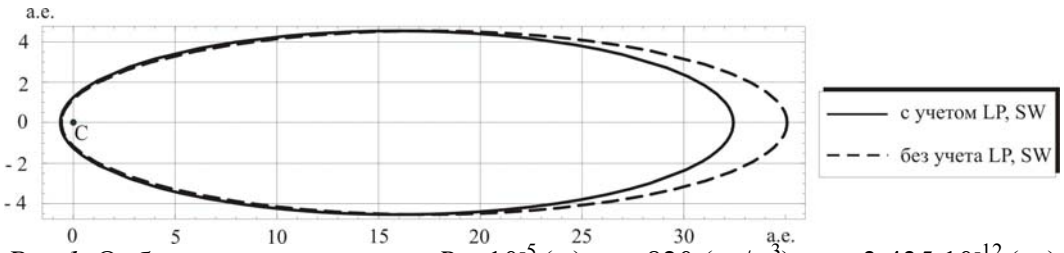


Рис.1. Орбиты метеороида при R_P=10^{-5} (м), ρ_P=820 (кг/м^3), m_P=$3.435\cdot10^{-12}$ (кг)

Проведя численный анализ полученных результатов, мы доказали, что орбита метеороида изменяется под действием негравитационных сил. Оно проявляется в уменьшении большой полуоси и эксцентриситета орбиты метеорного тела. Чем меньше частица, тем сильнее проявляются изменения ее орбиты. Полученные графические результаты доказывают необходимость учета негравитационных сил, в частности, сил светового давления и давления плазмы солнечного ветра, в решении задачи двух тел.

E–mail: JSnet@mail.ru

Литература

1. Добровольский О.В. Кометы. М.: Изд-во "Наука", Главная редакция физико-математической литературы. 1966.

НАБЛЮДЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ В ПОТОКЕ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Туфанов Д.А., Астапов И.И., Ампилогов Н.В., Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Компаниец К.Г., Яковлева Е.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

Мощная солнечная активность в виде корональных выбросов вещества (КВМ) является одним из основных факторов возмущения «космической погоды», приводящих к вариациям межпланетного магнитного поля (ММП), и как следствие – к магнитным бурям в магнитосфере Земли. Характерное время распространения КВМ до орбиты Земли

обусловлено его скоростью и составляет (1-3) суток. Наиболее опасное воздействие на магнитосферу оказывают КВМ в виде магнитных облаков (МО), в которых внутреннее магнитное поле *B* имеет устойчивую структуру с определенным поведением компоненты *Bz*. Характеристики МО регистрируются рядом спутников, в том числе гелиостационаром ACE, менее чем за 1 час до прохождения облака через орбиту Земли. При этом прогностическая ценность спутниковой информации оказывается небольшой.

Поток протонов космических лучей, проходя через область МО, приобретает модуляцию и анизотропию в возмущенном магнитном поле. В атмосфере Земли протоны образуют мюоны в цепочке превращений протон-пион-мюон. При высоких энергиях протонов (>50 ГэВ) все три поколения частиц движутся приблизительно по одной траектории. Информация о приобретенных вариациях сохраняется в потоке мюонов, которые регистрируются наземным широкоапертурным мюонным годоскопом УРАГАН в виде непрерывной последовательности одноминутных двумерных снимков-матриц из разных направлений гелиосферы, включая область МО. Величина наблюдаемых эффектов мала и требуется комплексное применение высокочувствительного вейвлет-анализа для очистки матричных временных рядов от медленных фоновых трендов, фильтрации высокочастотных случайных «шумов», последующей нормализации остатков рядов и вычисления их энергии *E(t)* в разные моменты на исследуемом интервале, связанном с возмущенным ММП [1]. Для решения этих задач создан пакет программного обеспечения для обработки данных в интерактивном и автоматическом режиме в среде MATLAB.

Анализ событий типа КВМ за 2010-2011 гг. показал, что величина энергии ряда *E(t)* имеет достоверный всплеск из области распространения МО в направлении Земли. Часто пик *E(t)* наблюдается рекуррентно за 1-2 суток до регистрации МО спутником ACE у орбиты Земли, что позволяет значительно раньше обнаруживать эти опасные явления.

Работа выполнена на установках уникального экспериментального комплекса НОЦ НЕВОД при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России» (мероприятие 1.8), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта РФФИ (10-02-01460а).

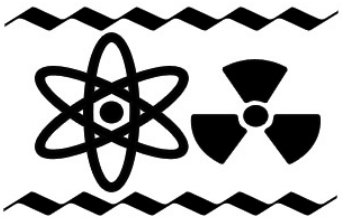
E-mail: dmitriy.tufanov@gmail.com

Литература

1. Борог В.В., Крянев А.В., Удумян Д.К. Комбинированный метод выявления скрытых периодичностей в галактических космических лучах. // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т.51. № 4. С. 481–488.

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции:
доц. Галкин Владимир Игоревич,
Председатель:
доц. Широков Евгений Вадимович
Зам. председателя:
доц. Кленов Николай Викторович



Поздравляем победителей!

I место

Швецов И.А. – студент физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова
Галстян А.Г. – студент физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

II место

Куликов В.А.– аспирант физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова
Култаева А.Ю.– студентка Оренбургского государственного университета

III место

Коновалова Е.А.– аспирантка ПИЯФ РАН
Стешенко Г.К.– студент МФТИ

ПОЛУЧЕНИЕ ЧАСТОТЫ СОВПАДЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА ANTARES

Андреев А.Б., Яковенко Я.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Нейтринный телескоп ANTARES предназначен для наблюдения нейтрино больших энергий, доходящих до Земли с космологических расстояний из глубин вселенной. Основная проблема при получении информации о потоках таких частиц – это малая вероятность их взаимодействия с веществом и, соответственно, малая вероятность их обнаружения. В то же время, детектируя высокоэнергичные космические нейтрино, мы можем получать информацию о скрытых объектах вселенной, которая не доходит до нас, если носителем информации является электромагнитное излучение, легко поглощающееся веществом, или заряженные частицы, отклоняющиеся в слабых межгалактических магнитных полях. Создание телескопа ANTARES позволит изучать удаленные и невидимые объекты вселенной – мощные источники частиц большой энергии - квазары, следы сверхновых, черные дыры и источники всплесков гамма-излучения, активные ядра галактик.

Кроме того, регистрация скоплений реликтовых тяжелых суперсимметричных частиц во вселенной имеет важное значение как для космологии, так и для физики частиц. Хотя нейтринный телескоп не чувствителен к таким частицам непосредственно, обнаружение избытка потока энергичных нейтрино от солнца или из центра Нашей галактики, указывало бы на аннигиляцию таких частиц в местах, где их концентрация высока вследствие гравитационного накопления.

Главная задача, которая решалась в данной работе – задание оптимальную геометрию для регистрации нейтрино. В данном проекте главная трудность – это фильтрация нужных событий от других, то есть для анализа необходимы события, связанные с нейтрино, которые прошли сквозь Землю, но таких событий мало. Большое количество

нейтрино приходят к нам от Солнца, такие события мы должны отбрасывать. Для этого в АНТАРЕСе используется уже три оптических модуля для регистрации нейтрино. При моделировании была получена частота срабатывания оптических модулей, которая сравнивалась с частотами других нейтринных телескопов. Эта важная характеристика служит основой для определения регистрации события, которое мы хотим наблюдать.

Первые результаты моделирования оказались не очень успешными, очевидно из-за неудачно подобранной геометрии детектора. Данные результаты будут использоваться при дальнейшей модернизации детектора.

E-mail: ab.andreev@physics.msu.ru

Литература

1. Яковенко Я. В. Изучение и оптимизация угловой восприимчивости оптических модулей для нейтринного телескопа NEMO, дипломная работа, Москва, 2010.
2. Adriaan Jacob Heijboer Track Reconstruction and Point Source Searches with ANTARES, 2004.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ

Бирюков А.О.[1],Марколия А.А.[2],Алабин К.А.[1], Шпаковский Т.В.[3], Белоус П.В.[3], Стешенко Г.К.[3], Леванов А.А.[3]

[1]МГУП имени Ивана Федорова, кафедра физики, Москва, Россия,
[2]ГНПО «СФТИ», Сухум, Республика Абхазия,
[3]Московский физико-технический институт, Москва, Россия

В настоящее время не вызывает сомнения тот факт, что сильные внешние электромагнитные поля могут значительно изменять вероятности ядерных распадов и даже менять условия стабильности ядер [1]. Так, например, полная ионизация ^{187}Re приводит к увеличению вероятности β-распада (за счет распада в связанное состояние электрона) [2], а полная ионизация стабильных изотопов ^{163}Dy, ^{193}Ir, ^{205}Tl делает их β^--активными (период полураспада полностью ионизованного ^{163}Dy составил 47±5 сут [3]). Теоретически показано, что сильные магнитные поля меняют вероятности β-распадов за счет изменения фазового объема рождающихся β-электронов[4]. При этом в сверхсильном магнитном поле увеличение фазового объема и, следовательно, вероятности распада, происходит взрывным образом (множитель описывается рядом с расходящейся сумой), то есть допустимо говорить о «взрыве лептонного фазового объема».

В докладе [5] был рассмотрен вопрос о теоретически возможном механизме влияния сверхсильного магнитного поля на α-распад. Экспериментально показано, что в земных условиях достижение сверхсильных магнитных полей (~10^9 Гс) возможно при использовании фемтосекундных лазеров. Совсем недавно, группой Г. Шафеева [6; 7] были опубликованы результаты исследования, в котором наблюдалось ускорение α-распада ядер урана в плотной плазме, возникающей при взрыве металлических наночастиц под действием фемтосекундного лазерного излучения. Известно, что при сильноточном электровзрыве металлических проволочек возникают сильные магнитные поля ($H \sim 10^6$ Гс) [8; 9; 10], хотя, локально, это значение может быть превышено в десятки раз.

В работе [11], содержится утверждение о том, что при спектральном анализе газа, образовавшегося в результате электровзрыва вольфрамовой проволочки, отчетливо наблюдалось присутствие атомарных линий гелия. Вполне понятно, что публикация работы [11] вызвала резонанс в научном сообществе того времени. Э. Резерфорд выразил глубокое сомнение в том, что использовавшееся в эксперименте напряжение (~ 30 кВ) являлось достаточным для того, чтобы электроны могли индуцировать ядерные реак-

ции. Для проверки достоверности опубликованных результатов, Резерфорд использовал 100 кВ электронный пучок и вольфрамовую мишень. Он направил пучок на мишень и не пронаблюдал никакой ядерной реакции, о чем, в достаточно резкой форме, и сделал короткое сообщение в [12]. Дж. Вендт вступил в научную дискуссию с Резерфордом, отметив, что причиной расхождения результатов может различие в подводимой к вольфрамовой мишени мощности [13]. Поскольку мощность, выделяемая в проволочке при разряде конденсатора на много больше той, которую использовал Резерфорд в его пучке электронов. Научное сообщество приняло сторону Резерфорда, а работа [11] была признана ошибочной и забыта.

Следует заметить, что для всех пяти изотопов вольфрама α-распад является энергетически выгодным процессом. Более того, достаточно недавно был измерен период полураспада одного из изотопов ^{180}W: $T_{½} = (1.8\pm0.2)\times10^{18}$ лет [14]. Таким образом, результаты работы [11] не находятся в прямом противоречии с законом сохранения энергии, но сильно противоречат вероятностным законам.

Авторам настоящего доклада не удалось обнаружить ни одной публикации в научной литературе кроме работы [11], где бы сообщалось об исследовании химического состава газа, который образуется во взрывной камере в результате электровзрыва. Было решено проверить результаты работы [11], опираясь на современные теоретические представления и диагностические методы. Целью методической работы, описываемой в настоящем докладе, являлась разработка диагностических методик, позволяющих надежно регистрировать и измерять малые количества гелия составляющие $\sim10^{-6}$ от общего давления.

В силу самой постановки задачи, электровзрыв вольфрамовой проволочки потребовалось проводить в объеме изолированном от вакуумных насосов, что привело к необходимости соблюдения ряда новых требований, касающихся качества вакуумных уплотнений, необходимости обезгаживания поверхности взрывной камеры и т.д., которые раньше не возникали при проведении подобных экспериментов. В докладе изложены методики определения химического состава газа, образующегося в результате электровзрыва, с помощью газовых масс-спектрометров и методов спектрального анализа. Подробно описана методика измерения количества частиц с массой m=4, обнаруживаемых во взрывной камере после электровзрыва. Обсуждены возможные источники погрешности измерений и приведены результаты проверочных экспериментов. Приведены результаты измерений временных зависимостей давления и количества частиц m=4, поведение которых оказались весьма неожиданными.

Авторы настоящего доклада выражают искреннюю признательность и благодарность научному руководителю Уруцкоеву Леониду Ирбековичу, за постановку задачи и передаваемый опыт и знания.

E-mail:ar.biryukov@gmail.com

Литература

1. **Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов,** Условие бета-стабильности ядер нейтральных атомов // УФН. - 2004. - 12 : Т. 174. - стр. 1355-1358.
2. **F. Bosch T. Faestermann, J. Friese et al.,** Observation Of Bound-state β-decay Of Fully Ionized 187Re: 187Re – 187Os Cosmochronometry // Phys. Rev. Lett.. - 1996. - 26 : Vol. 77. - pp. 5190–5193.
3. **M. Jung, F. Bosch, K. Beckert et al.,** First Observation Of Bound-state β-decay // Phys. Rev. Lett.. - 1992. - 15 : Vol. 69. - pp. 2164–2167.
4. **Д. В. Филиппов,** Увеличение вероятности запрещенных электронных β-распадов в сверхсильном магнитном поле // Ядерная физика. - 2007. - 12 : Т. 70. - стр. 2068–2076.
5. **Д. В. Филиппов Л. И. Уруцкоев, А. А. Рухадзе и др.,** XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС // Потеря устойчиовсти тяжелых ядер в сверхсильном магнитном поле. - Москва, 2012.
6. **V. Simakin, G. A. Shafeev,** // Applied Physics A. - 2010. - Vol. 101. - p. 199.

7. **V. Simakin, G. A. Shafeev,** // Physics of Wave Phenomena. - 2011. - Vol. 19. - p. 30.
8. **W. G. Chace and H. K. Moore,** Exploding wires. - New York : Plenum Press, 1962.
9. **Y. Bakshaev et al.,** // Plasma Phys. Rep.. - 2001. - 1039 : Vol. 27.
10. **A. Velikovich et al.,** // Phys. Plasmas. - 2007. - 022706 : Vol. 14.
11. **G. L. Wendt, C. E. Irion,** Experimental Attempts to Decompose Tungsten at High Temperatures // Amer. Chem. Soc.. - Chicago, 1922. - 44. - pp. 1887-1894. - Contribution from the Kent Chemical Laboratory, University of Chicago.
12. **E. Rutherford,** // Nature. - London, 1922. - Vol. 109. - p. 418.
13. **G. L. Wendt,** // Science. - 1922. - Vol. 55. - p. 567.
14. **C. Cozzini et al.,** // Phys. Rev.. - 2004. - 064606 : Vol. C 70.

ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ ОДИНАКОВОЙ ЧЕТНОСТИ В ДВОЙНОЙ ТРЁХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ИМПУЛЬСАМИ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Битюцкая А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Нелинейные процессы, происходящие при взаимодействии излучения лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) с изолированными атомами, представляют фундаментальный интерес для понимания физики взаимодействия сильных высокочастотных полей с малыми квантовыми системами: атомами, молекулами, кластерами. Простейшие нелинейные процессы – двух- и трехфотонная ионизация атомов – привлекают повышенное внимание, так как являются основой для исследования механизмов нелинейного отклика атомов в интенсивных вакуумно-ультрафиолетовых и рентгеновских полях.

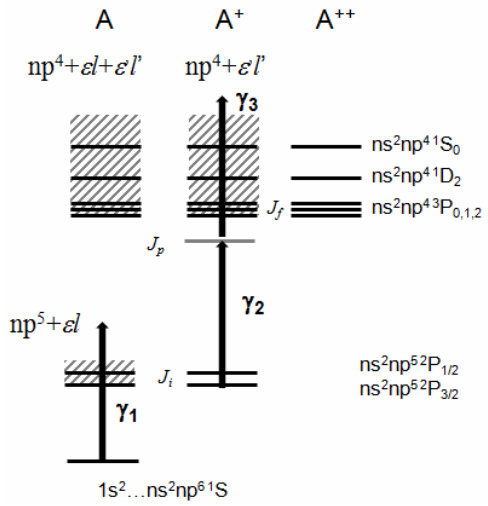


Рис 1.Схема последовательной трёхфотонной двойной ионизации для атомов инертных газов

Метод теоретического описания процесса последовательной двойной двухфотонной ионизации был предложен и апробирован нашей научной группой в [2] для атомов неона и аргона, с последующими расчётами для атомов ксенона и криптона [1,3-4]. Альтернативный подход без учета тонкой структуры однократно заряженного иона был предложен в работах [7,8].

Важным этапом исследований многократной ионизации атомов является трехфотонная двойная ионизация. Мы рассматриваем последовательный процесс, когда поглощение первого фотона ведёт к образованию однократно заряженного иона (первая ступень процесса), в свою очередь ионизуемого еще двумя фотонами (вторая ступень). В итоге образуется двукратно заряженный ион. Вторая ступень – ионизация иона – может происходить при резонансном (т.е. через промежуточный уровень) или нерезонансном поглощении двух фотонов.

Впервые процесс последовательной трехфотонной двойной ионизации атомов наблюдался именно для резонансного случая [5]. Однократно заряженный ион, образующийся при ионизации линейно поляризованным излучением ЛСЭ, оказывается выстроенным, т.е. поляризованным. Теория резонансного процесса была изложена в [5,6], вместе с экспериментальными данными. В данной работе теоретический подход разви-

вается на случай, когда двухфотонная ионизация выстроенного иона происходит нерезонансно. Такой процесс наблюдался экспериментально, но теоретически ранее не исследовался.

Для вычисления наблюдаемых характеристик требуется расчёт вероятностей фотоионизации и электромагнитных переходов в континууме. Наиболее сложный случай – переход между состояниями непрерывного спектра, так как дипольные (и квадрупольные) матричные элементы такого перехода содержит сингулярность, которая представляет трудность при проведении численных расчётов. Используемый нами метод [9] обеспечивает корректный учёт точки сингулярности.

В работе предложен метод теоретического описания процесса последовательной трёхфотонной двойной нерезонансной ионизации (ПТДНИ) атомов инертных газов. Для описания поляризационных состояний атомов и ионов, находящихся в лазерном поле, применялся формализм матрицы плотности и статистических тензоров. Аналитические выражения угловых распределений фотоэлектронов в ПТДНИ инертных газов выведены во втором порядке теории возмущений, получены их упрощённые выражения в приближении одного активного электрона. Разработано программное обеспечение для расчёта амплитуд переходов между состояниями непрерывного спектра. Впервые проведены расчеты угловых распределений второго фотоэлектрона в ПТДНИ атома неона для диапазона энергий фотонов от 21 эВ до 27 эВ, в котором нерезонансный процесс должен быть доминирующим.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК-6509.2012.2.

E-mail: asybit@yandex.ru

Литература

1. Грызлова Е.В., Грум-Гржимайло А.Н., Кабачник Н.М., Fritzsche S., *Вестник Ужгородского университета*, серия «физика», **24**, стр. 73-77 (2009).
2. Fritzsche S., Grum-Grzhimailo A.N., Gryzlova E.V. and Kabachnik N.M., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **41,** 165601 (2008).
3. Fritzsche S., Grum-Grzhimailo A.N.**,** Gryzlova E.V. and Kabachnik N.M., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 145602, (2009).
4. Fritzsche S., Grum-Grzhimailo A.N., Gryzlova E.V. and Kabachnik N.M., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **44,** 175602, **(**2011).
5. Fukuzawa H. et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.,* **43,** 111001, (2010).
6. Gryzlova E.V. et al, *Phys. Rev. A*, **84**, 063405, (2011).
7. Kheifets A.S., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.,* **40**, F313 (2007).
8. Kheifets A.S., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.,* **42,** 134016 (2009).
9. Mercouris T., Komninos Y., Dionissopoulou S., Nicolaides C.A., *J. Phys. A, 50(5):4109* (1994).

Адресую слова благодарности своей научной группе, а именно Грызловой Е.В., Грум-Гржимайло А.Н. и Страховой С.И., за помощь и полезные дискуссии.

ВЛИЯНИЕ НЕДИПОЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ (Г, 2Е) ПРОЦЕССОВ

Галстян А.Г.

МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время при теоретических исследованиях взаимодействия осциллирующих электромагнитных полей с молекулами и атомами предполагается справедливость дипольного приближения, т.е. пренебрегают изменением вектор-потенциала на характерных атомных расстояниях. Однако, при рассмотрении быстроосциллирующих

полей, вектор-потенциал становится существенно зависимым от радиус-вектора. В простейшем случае эта зависимость выражается в учете полной плоской волны фотона, а не только ее временной части $A(\vec{r},t) \sim exp(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$ [1].

В монохромном пучке γ-квантов вероятность квадрупольных переходов мала, поэтому в работе исследуется влияние именно импульса фотона на тройное дифференциальное сечение рассеяния (TDCS) двухэлектронной фотоионизации атома гелия в синглетном состоянии. На роль подобных релятивистских эффектов в (γ, 2e) процессах при низких энергиях было указано в работе [2], и они недавно наблюдались экспериментально [3]. Из-за малой величины фотонного импульса (k=ω/c) ожидаемые эффекты весьма малы (порядка нескольких миллибарн) и из-за этого наблюдаются только при особых кинематических условиях, например (Рис. 1), при разлете выбитых электронов в противоположных направлениях с равными энергиями (в дипольном приближении TDCS было бы тождественно равно нулю в этом случае [4]).

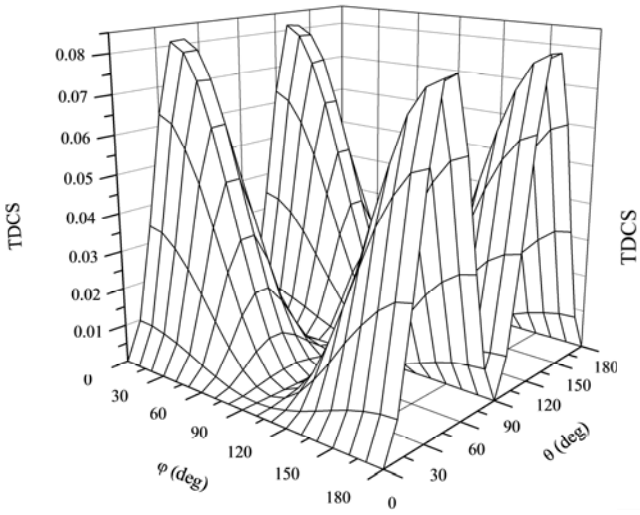


Рис. 1. Абсолютное TDCS (mb $eV^{-1}sr^{-2}$) в случае разлета электронов в противоположных направлениях с равными энергиями.
ω=799 эВ, E_1=E_2=360 эВ.

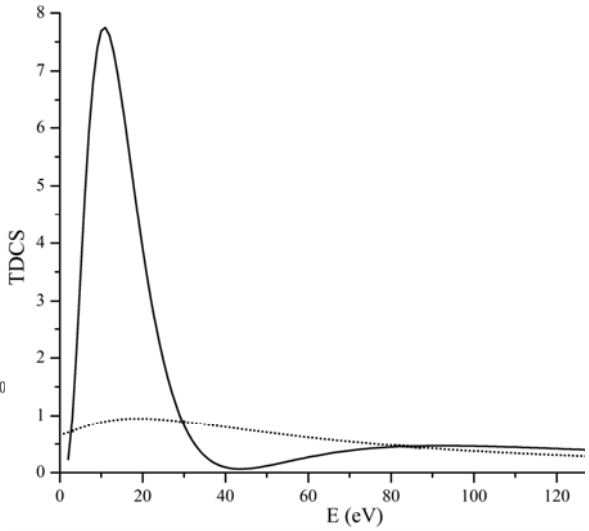


Рис. 2: Зависимость TDCS (mb $eV^{-1}sr^{-2}$) от энергии, уносимой каждым из электронов, разлетающихся в противоположных направлениях ($\theta=45^0;\varphi=0$). Сплошная линия — волновая функция конечного состояния с корреляцией, пунктирная — без корреляции

Проведенное теоретическое исследование неожиданно показало, что максимальный (в абсолютной величине) эффект должен наблюдаться при сравнительно небольших энергиях фотона (Рисунок 2). При этом показано, что этот эффект достигается исключительно при учете корреляций электронов в конечном состоянии. Так же была исследована зависимость максимальной величины сечения для различных легких *K*-ионов и определены энергии электронов, при которых она достигается. Показано, что наиболее удобны для экспериментального наблюдения изучаемых эффектов гелий и литий.

E-mail: galstyan@physics.msu.ru

Литература

1. М.Я. Амусья. *Атомный фотоэффект*. М.: Наука, 1987.
2. M. Ya. Amusia *et al*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 8, 1248 (1975).
3. M. S. Schöffler *et al.* Abstracts of XXVII ICPEAC, Th132 (2011).
4. J. S. Briggs and V. Schmidt, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 33, R1 (2000).

ВЫСОКОТОЧНЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ И ОДНОКРАТНЫХ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В АЛГЕБРАИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ-ФОКА

Горшунов М.В., Евсеев С.В.

Мордовский гос. пед. институт им. М.Е. Евсевьева, Саранск, Россия

С развитием в последние годы физических методов и технологий, базирующихся на использовании свойств отдельных атомов, повышаются требования к точности расчетов свойств атомов. Расчет одноэлектронных функций свободных атомов выполняется в приближении метода Хартри-Фока (ХФ). Уравнения ХФ изначально решались с помощью численных методов. В работе приведены высокоточные расчеты нейтральных атомов и однократных положительных ионов, выполненные в рамках алгебраического варианта метода ХФ. В данном случае одноэлектронные функции ищутся в форме разложения по базисным функциям заданного вида – атомным орбиталям (АО), выбор которых содержит большой произвол. В процессе решения уравнений ХФ в алгебраическом приближении необходимо параллельно решать две задачи: непосредственно решать уравнения самосогласованного поля (ССП) для орбитальных коэффициентов и находить оптимальные значения нелинейных параметров АО (орбитальных экспонент), отвечающие минимуму энергии атома. В работах [1,2] показано, что в рамках алгебраического подхода можно получить решение уравнений ХФ с высокой точностью, если использовать достаточно широкий базисный набор, и для оптимизации экспонент АО применить методы минимизации второго порядка. Практическая реализация этих методов представляет большие трудности, которые в большинстве случаев удается преодолеть.

В расчетах энергии и волновых функций атомов с произвольным числом заполненных и открытых оболочек в алгебраическом приближении наибольшее распространение получила атомная теория Рутана-Хартри-Фока (метод Рутана-Багуса) [5]. Математические выкладки, приводящие к основным уравнениям метода Рутана-Багуса, можно найти, например, в [1]. Полученные в этих работах уравнения позволяют нам вычислить матрицы плотности (орбитальные коэффициенты) путем решения уравнений ССП циклическим методом Рутана, который в большинстве случае имеет быструю сходимость. В противном случае в программе используется метод наискорейшего градиентного спуска, область сходимости которого шире, чем метода Рутана. Для решения уравнений ХФ в алгебраическом приближении мы использовали методы минимизации, условия и скорость сходимости которых строго доказаны. В нашей программе использована многоступенчатая схема оптимизации экспонент, позволяющая выполнить оптимизацию с высокой точностью. С помощью прямого метода (Нелдера и Мида) достаточно произвольно выбранные экспоненты оптимизируются с точностью 10^{-2}-10^{-4}. С этими экспонентами запускается метод Муртага-Саджента, и градиент энергии доводится до значения 10^{-9}-10^{-10} а.е. Наконец, подключается метод Ньютона, и расчет ведется до достижения значения градиента с желаемой точностью (в программе окончание счета происходит при значении градиента 10^{-12}-10^{-15} а.е.). Для проведения расчетов с указанной точностью в программе используется представление всех чисел с двойной точностью. В программе не заложено никаких ограничений на размер атомного базиса, а также числа заполненных и открытых (различной симметрии) оболочек.

Изложенная выше методика высокоточных расчетов аналитических ХФ-орбиталей и энергии была реализована для основных состояний нейтральных атомов от *He* до *Xe* и однозарядных положительных ионов от Li^+ до Cs^+. Расчеты выполнены в базисе орбиталей слэтеровского типа. В наших расчетах использован достаточно широкий базисный набор, дальнейшее расширение которого уже не сказывается на значении энергии. Приведем лишь некоторые результаты вычисленной энергии атомов и ионов

из IV периода Периодической системы (представлены атомы с различным типом открытой оболочки) в сравнении с результатами других авторов.

Таблица 1. **Энергия (в а.е.) основных состояний нейтральных атомов и однократных положительных ионов, вычисленная на оптимизированном базисном наборе атомных орбиталей слэтеровского типа**.

Атом/ион	Конфигурация	Терм	$-E$	$-E_{RHF}$[4]	$-E_{NHF}$[3]
19. K	$[Ar]4s^1$	^2S	599.164786363286613	599.1647847	599.16479
24. Cr	$[Ar]4s^13d^5$	^7S	1043.35637438105112	1043.356371	—
26. Fe	$[Ar]4s^23d^6$	^5D	1262.44366242037395	1262.443660	1262.4437
32. Ge	$[Ar]\ 4s^23d^{10}4p^2$	^3P	2075.35972833933048	2075.359729	2075.3597
19. K^+	[Ar]	^1S	599.017578871318483	599.0175792	—
24. Cr^+	$[Ar]4s^23d^3$	^4F	1042.89027090979574	—	—
26. Fe^+	$[Ar]4s^23d^5$	^6S	1262.12608293099870	—	—
32. Ge^+	$[Ar]\ 4s^23d^{10}4p^1$	^2P	2075.08648474277182	2075.086488	—

Примечания: E_{RHF} – энергия, вычисленная в рамках метода Рутана-Хартри-Фока [4]; E_{NHF} - энергия, вычисленная путем численного решения уравнений Хартри-Фока [3].

Нами впервые в практике решения уравнений Хартри-Фока достигнута высокая точность (10^{-15}-10^{-17}), с которой выполняется теорема вириала. Благодаря этому, в вычисленной энергии (полной, кинетической и потенциальной) число достоверных значащих цифр составляет 13-16. Для сравнения в таблице приведены некоторые результаты расчетов других авторов, выполненных численным методом [3] и в рамках алгебраического приближения [4], в которых вириальное отношение выполняется с точностью 10^{-8}-10^{-10}. При этом число достоверных значащих цифр в энергии составляет 7-9.

Наши расчеты показывают, что уравнения могут быть решены с очень высокой точностью. Ценность алгебраического подхода в решении уравнений ХФ по сравнению с численным состоит в том, что орбитали, найденные в рамках атомной теории РХФ для свободных атомов, могут быть использованы при вычислении параметров возмущений атомов на приложенное внешнее поле.

E-mail: gorshunov_mv@mail.ru

Литература

1. Малыханов Ю.Б., Романов С.А. Применение методов минимизации в расчётах атомов с несколькими открытыми оболочками // Журн. структ. химии. 2005, Т. 46, № 2. С. 212-230.

2. Малыханов Ю.Б., Евсеев С.В., Горшунов М.В. Расчет атомов с открытой *p*-оболочкой в алгебраическом приближении метода Хартри-Фока // Журн. прикл. спектр. 2012, Т. 79. № 1. С. 5-14.

3. Frose—Fisher C. The Hartree-Fock Method for Atoms. New York: Wiley. 1977.

4. Koga T., Watanabe S., Kanayama K., Yasuda R., Thakkar A.J. Improved Roothaan-Hatree-Fock wave functions for atoms and ions with N ≤ 54 // J. Chem. Phys. 1995, V. 103. N 8. P. 3000-3005.

5. Roothaan C.C.J., Bagus P.S. Atomic Self-Consistent Field Calculation by the Expansion Method // Method in computational physics. New-York: Academic Press. 1963, V. 2. P. 47–94

Примечание: авторы выражают благодарность научному руководителю профессору Малыханову Ю.Б. за ценные советы и помощь в работе.

НУКЛЕОСИНТЕЗ. ПОИСКИ АЛЬТЕРНАТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

Збиняков И.А.

Орловский государственный аграрный университет, г. Орёл, Россия

Современное состояние экономики развитых государств, потребность в энергии различного вида, истощение традиционных источников энергии, - все это определяет необходимость поиска альтернативных источников энергии, прежде всего, имеющих аналоги в природных процессах, в том числе происходящих не только на Земле, но и на других космических объектах.

Очень привлекательно для человечества является обеспечение возможности получения энергии за счет управляемого термоядерного синтеза. В естественных условиях такие реакции происходят в основном на звездах и, согласно, современной гипотезе строения Вселенной, являются причиной образования основных элементов материи.

Окружающий нас мир состоит из различных химических элементов. Как они образовались в естественных условиях? В настоящее время общепризнанной является следующая точка зрения, что элементы, из которых состоит Солнечная система, образовались в ходе звездной эволюции.

С чего начинается образование звезды? По современным оценкам только наша галактика - Млечный Путь насчитывает около 100 млрд. звезд. Звезды рождаются и в современную эпоху спустя ~14 млрд. лет после образования Вселенной. Они конденсируются под действием гравитационных сил из гигантских газовых молекулярных облаков (термин «молекулярный» означает, что газ состоит в основном из вещества в молекулярной форме). Масса вещества, сосредоточенного в этих облаках, составляет значительную часть всей массы галактик. Все такие газовые облака первичного вещества состоят преимущественно из ядер водорода. Небольшую примесь составляют ядра гелия, образовавшиеся в результате первичного нуклеосинтеза в дозвездную эпоху.

Одни из ярких примеров такого облака является Туманность Ориона (также известная как Мессье 42, M42 или NGC 1976). Оно видимо потому, что освещено ближайшими звездами.

Звезды образуются из отдельных неоднородностей в гигантском молекулярном облаке. Эти неоднородности имеют специальное название - компактные зоны. Типичные компактные зоны имеют размер порядка нескольких световых месяцев, плотность $3 \cdot 10^4$ молекул водорода в 1 $см^3$ и температуру ~10 K.

Процесс, в котором ядра сложных, тяжелых химических элементов, таких, как кислород, железо и золото, образуются из более простых и легких атомных ядер (как правило, из водорода) называется нуклеосинтезом. На ранней стадии расширения Вселенной, когда ее вещество было плотным и горячим, везде существовали подходящие условия для нуклеосинтеза. Позже он происходил лишь в недрах звезд, в основном более массивных, чем наше Солнце.

В обоих случаях основным процессом являются ядерные реакции, т.е. реакции, в которых при взаимодействии атомных ядер одного или нескольких типов возникают ядра нового типа. Эти реакции не только создали атомы, из которых состоим мы сами и наша планета; они же служат источником энергии для Солнца и прочих звезд.

Следует отметить, что нуклеосинтез, или нуклеогенез, нужно отличать от бариогенеза, т.е. от процесса, протекавшего в еще более ранней Вселенной, в котором составные части атомного ядра (протоны и нейтроны) формировались из кварков – наиболее фундаментальных частиц вещества.

Процесс нуклеосинтеза идет практически с момента Большого Взрыва (первичный нуклеосинтез) и не прекращается до сих пор (звездный нуклеосинтез) высвобождая при этом колоссальные энергии и создавая все химические элементы Вселенной.

Рассмотрение данного процесса как источника энергии очень интересно, так как потребности нашей цивилизации в энергии с каждым годом все возрастают, а запас

энергоносителей (нефть, газ, уголь) не бесконечен. Энергия расщепленного атома пока всего лишь дополняет основные источники энергии, но через 50 – 80 лет она станет практически единственной, если не найти за это время другой выход.

Аварии на Чернобыльской АЭС и на АЭС Фукусима показали, что использование подобных станций как источников энергии не является безопасным. Одним из путей решения проблемы, поиска и применения альтернативных источников энергии является использование нуклеосинтеза – управляемого термоядерного синтеза. Это процесс, топливом в котором может выступать практически любое вещество, но предпочтение отдается легким элементам и их изотопам.

Процесс нуклеосинтеза практически безопасен с точки зрения радиационной безопасности. Затраты на энергоноситель, с учетом его количества необходимого для реакции, тоже относительно невелики.

Предпосылки к решению задачи уже есть: разработаны схемы реакторов и описаны условия разжигания управляемой термоядерной реакции синтеза.

В настоящее время задача сводится к практическому решению: построение и запуск реактора для промышленного использования.

E-mail: lorddarthgoblin8807@rambler.ru

Используемые источники:

1. Астрономия и солнечная система, планеты солнечной системы: http://skystars.pp.ru

2. Википедия - свободная энциклопедия: http://ru.wikipedia.org

3. Исследование Солнечной Системы. Астрономия и планеты: http://galspace.spb.ru/

4. Проект ИТЭР — шаг в энергетику будущего: http://iterrf.ru/

5. Энциклопедия Кругосвет универсальная научно-популярная онлайн-энциклопедия: http://www.krugosvet.ru/

6. Ядерная физика в Интернете: http://nuclphys.sinp.msu.ru/

ИЗУЧЕНИЕ ВАЛЕНТНОСТИ ИОНОВ YB В КУБИЧЕСКОЙ ФАЗЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ $YBGE_{2.85}$ МЕТОДОМ ВОЗМУЩЕННЫХ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Цвященко А.В.[1,3], Величков А.И.[2], Саламатин А.В.[2], Фомичева Л.Н.[1], Саламатин Д.А.[1], Рясный Г.К.[3], Budzynsky M.[4], Садыков Р.А.[1,5], Илюхин К.С.[3], Спасский А.В.[3]

[1]Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, г. Троицк,
[2]Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна,
[3]МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ЯФ им. Д.В. Скобельцына, г. Москва,
[4]Institute of Physics, M. Curie-Sklodowska University, 20-031 Lublin, Poland,
[5]Институт ядерных исследований РАН, г. Троицк

Методом возмущенных угловых γγ-корреляций (ВУК) впервые исследованы электрические квадрупольные взаимодействия, возникающие на пробных ядрах ^{111}Cd, локализованных в узлах Ge, в новых кубических фазах $YbGe_{2.85}$, $TbGe_{2.85}$ и $DyGe_{2.85}$ со структурой типа $AuCu_3$, синтезированных при давлении 8 ГПа. Временные спектры угловой анизотропии были описаны одной квадрупольной частотой, так как узел Ge имеет 3*m*- симметрию. Величины квадрупольных частот оказались близкими к значениям частот наблюдаемых ранее методом ВУК в соединениях с аналогичной кристаллической структурой RSn_3.

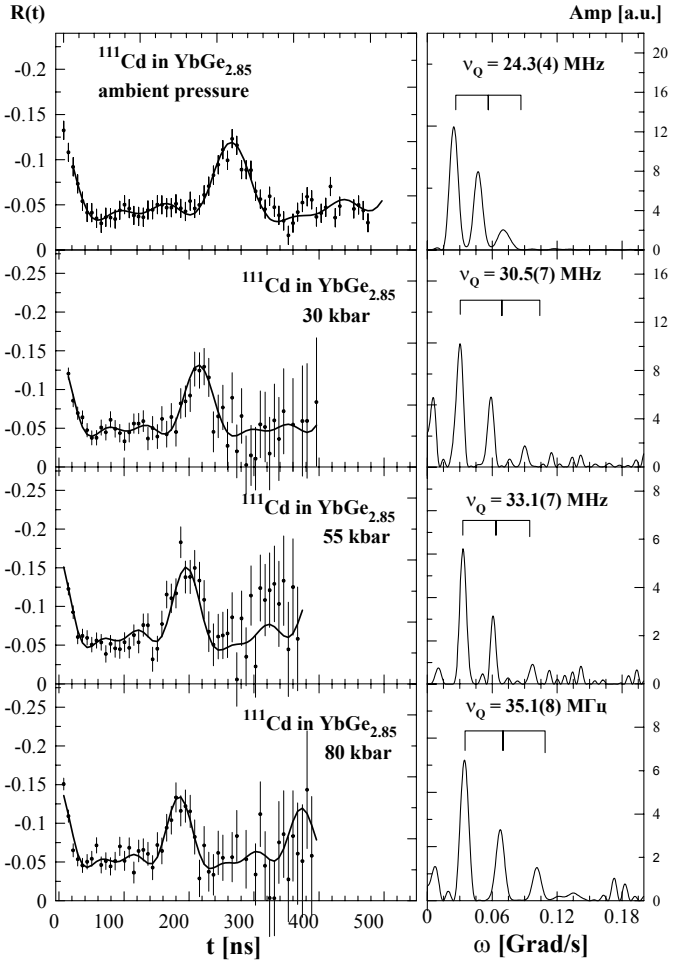


Рис. 1.

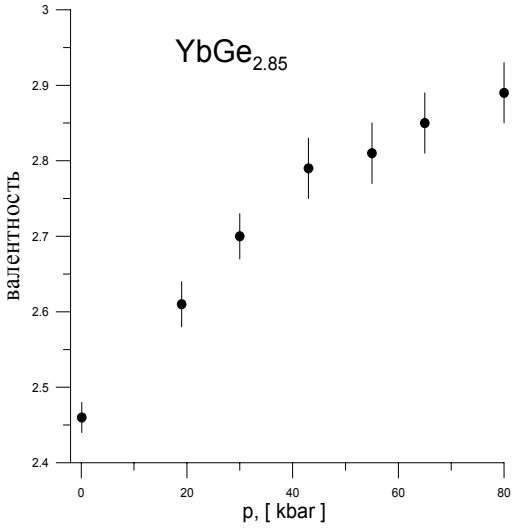


Рис. 2.

Для соединения $YbGe_{2.85}$ были измерены спектры угловой анизотропии в зависимости от внешнего давления (см. рис.1). Из этих спектров была определена зависимость валентности ионов Yb от давления (см. рис.2).

E-mail: ilyukhin@physics.msu.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ He^4 НА N^{15} ПРИ ЭНЕРГИИ 50 МЭВ

Козловский А.Л.

Евразийский национальный университет имени Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

При прохождении через вещество заряженные частицы взаимодействуют с электронами и атомными ядрами этого вещества. Данные частицы участвуют в трех видах взаимодействия – ядерном, электромагнитном и слабом. В данной работе рассматривается ядерное и электромагнитное взаимодействия заряженных частиц с веществом на примере реакции упругого рассеяния He^4 на N^{15}, приведены графики дифференциального сечения в декартовых и полярных координатах и их анализ. Данная работа выполнена на компьютерной программе «Моделирование физических процессов методом Монте-Карло» по симуляции ядерных реакций, разработанной на базе НЯЦ РК.

Ядро N^{15} состоит из 7 протонов и 8 нейтронов и является нейтроноизбыточным. Время жизни N^{15} 10-15 секунд. Спин основного состояния -1/2. Основные характеристики ядра приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Основная информация о ядре N^{15}						
	E(level) (MeV)	π	Δ (MeV)	$T_{1/2}$	Плотность	
	0.0	/2-	0.1014	STABLE	0.364 % *20*	

Постановка эксперимента.

Процесс взаимодействие двух частиц - процесс упругого рассеяния, при котором суммарная кинетическая энергия и импульсы сталкивающихся частиц сохраняются и перераспределяются между ними. В результате частицы изменяют энергию и свое направление движения. Кулоновские и ядерные силы отвечают за упругое рассеяние.

$$a + A \to b + B \tag{1}$$

Основными характеристиками ядерной реакции (1) являются дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E)$, которое описывает вылет продуктов ядерной реакции под определенным углом θ к пучку падающих частиц (E-энергия пучка фиксирована); интегральное сечение σ_{int} характеризует полное количество частиц, вылетающих из мишени в реакции, когда энергия пучка фиксирована, определяется формулой 2 .

$$\sigma_{\text{int}} = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \tag{2}$$

Параметры пучка: пучок заряженных частиц He^4 с энергией E=50 МэВ и током пучка - 100 нА.

Параметры мишени: Тонкая мишень, состоящая из атомов N^{15}, толщина мишени -100 мкм, масса мишени – $2{,}4907965*10^{-23}$, число атомов в 1 $см^3$ – $5{,}40 * 10^{+19}$.

Угловое расширение: начальный угол - 5º, конечный угол -150º.

Время облучения мишени 20 минут. После облучения мишени из полученных значений дифференциального сечения были построенные следующие графики.

На рисунке 1 изображен график углового распределения дифференциальных сечений He^4 на ядрах N^{15} в декартовых координатах. Из данного графика видно, что основной вклад в сечение вносят значения сечений от 5º до 60º. Данные значение совпадает с теоретическими значениями. После 70º наблюдается разброс значений, не совпадающий с теоретическими данными.

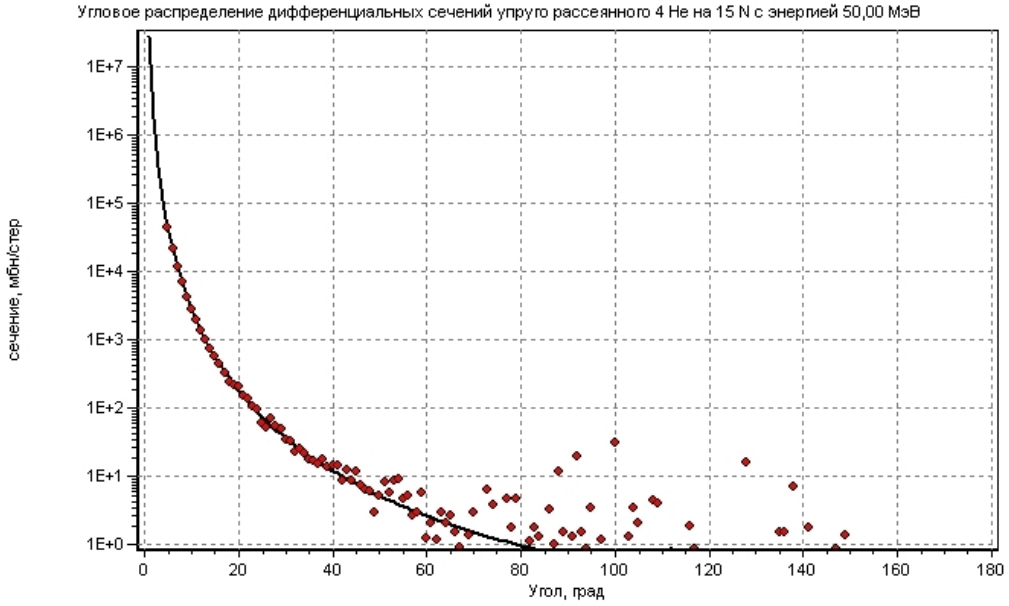


Рисунок 1. График углового распределения дифференциальных сечений в декартовых координатах.

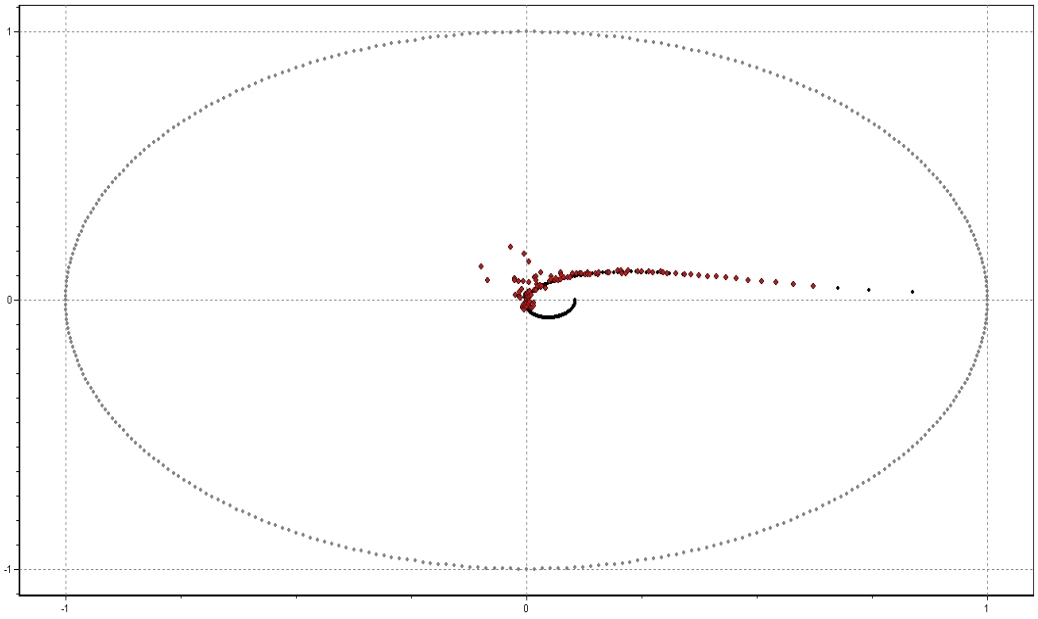


Рисунок 2. График углового распределения дифференциальных сечений в полярных координатах.

На рисунке 2 изображен график углового распределения дифференциальных сечений He^4 на ядрах N^{15} в полярных координатах. Данные эксперимента совпадают с теоретическими данными.

В дальнейшем планируется смоделировать эксперименты по упругому рассеянию легких ядер на ядрах N^{15} при различных энергиях.

E–mail: artem88sddt@.ru

Список литературы

1. http://www.nndc.bnl.gov
2. Ибраева Е.Т. и др. Bull of Russ. Acad. of Science: Phys 2010, V.74, No. 4, pp. 577–581

МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРУГОЙ РЕАКЦИИ ПИОН-ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ НА УСТАНОВКЕ «ЭПЕКУР»

Коновалова Е.А.

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Гатчина, Россия

Эксперимент «ЭПЕКУР», выполняемый коллаборацией Петербургского института ядерной физики (ПИЯФ, г. Гатчина) и Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ, г. Москва), посвящён изучению упругого π^-p-рассеяния. Целью эксперимента является поиск узких резонансов путём систематического измерения дифференциального поперечного сечения упругой пион-протонной реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ [1,2].

Для набора статистики в эксперименте был взят достаточно «мягкий» триггер, физическими условиями которого являются срабатывание мониторного счётчика, расположенного перед мишенью, и отсутствие срабатывания антисчетчика, расположенного за ней. Таким образом, рассматривается любое взаимодействие частиц пучка с протонами мишени.

Нами проведена обработка части набранных на установке событий. Для каждого импульсного интервала пучка выполняется полное кинематическое восстановление событий. В дрейфовых камерах, расположенных в плечах установки, производится поиск прямолинейных треков отдельно в двух проекциях. Комбинация срабатываний в каме-

рах считается трековым кандидатом, если в ней присутствуют срабатывания хотя бы трёх из четырёх плоскостей данной проекции. По аналогичной схеме выполняется поиск прямолинейных треков в пучковых пропорциональных камерах, расположенных перед мишенью. Из всех комбинаций трековых кандидатов выбирается та, у которой наблюдается наилучшее пространственное сопряжение треков пучковой и двух рассеянных частиц.

Для событий упругого рассеяния углы вылета частиц из мишени жёстко связаны между собой. Эта кинематическая корреляция и используется для отбора упругих событий в данном эксперименте.

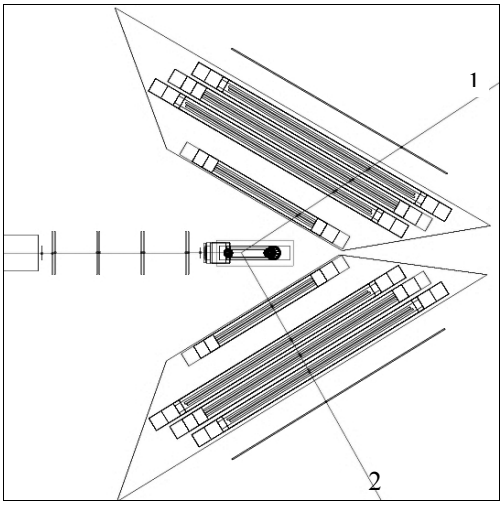


Рис.1 Пример разыгранного события в среде моделирования GEANT 3.21.
Линии 1 и 2 — траектории рассеянных пиона и протона после взаимодействия в объёме мишени.

Для обработки записанных данных и получения акспетанса установки создана среда моделирования методом Монте-Карло. Рассматриваются события триггера, для которых траектория частицы и её импульс определены в первом фокусе установки. Для каждой частицы пучка случайным образом выбираются точки взаимодействия во внутреннем объеме мишени. События упругого πp-рассеяния разыгрываются равномерно по всей длине мишени и по всему фазовому объему. В каждом событии частица методом GEANT проводится до точки взаимодействия. Частица, при прохождении через объёмы установки, испытывает все реальные взаимодействия: сильное взаимодействие, многократное рассеяние, распады и ионизационные потери. В случае, если частица распалась или провзаимодействовала до выбранной точки, событие не регистрируется как в эксперименте, так и при моделировании. После проведения треков проверяется, будет ли полученное событие зарегистрировано с учетом насчитанных при реальной обработке эффективности камер и критериями отбора, используемых для реальных событий (рис.1).

Набор статистики и обработка уже полученных на экспериментах данных продолжается. К настоящему времени набрано порядка 3 млрд. событий. Предварительная обработка записанных данных показала, что интересующие нас события упругого пион-протонного рассеяния составляют приблизительно 1,5% от всех, записанных нами событий. Таким образом, из полученной статистики мы можем выделить порядка 44 млн. событий упругого рассеяния. Нами начата обработка данных с помощью созданной программы.

Выражаю благодарность моему научному руководителю доктору физико-математических наук А.Б. Гридневу, а также всем участникам коллаборации «ЭПЕКУР» за помощь в подготовке работы.

E-mail:lenaakonovalova@gmail.com

Литература

1. Alekseev I.G. et. al. Conference-session of Russian Academy of Sciences. 2011.
2. Алексеев И.Г. и др. «ЭПЕКУР»: поиск криптоэкзотического члена N_{10} антидекуплетов барионов 1/2+ в реакциях $\pi^-p\to\pi^-p$ и $\pi^-p\to K\Lambda$. Препринт. М.: Институт теоретической и экспериментальной физики. 2005.

ДЕТЕКТОР ГЕО-НЕЙТРИНО В БАКСАНСКОЙ НЕЙТРИННОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Копылов А.Н.

Московский физико-технический институт (ГУ), Москва, Россия

Современные науки о Земле предлагают различные модели внутреннего устройства нашей планеты. Однако эти модели основываются на измерении ряда косвенных показателей, таких в частности, как скорость распространения сейсмических волн, изменение температуры с глубиной и некоторых других. Прямые наблюдения не доступны. Самая глубокая скважина имеет глубину около 12 км, а толщина коры достигает 30-80 км. Одной из важных задач является понимание энергетического (теплового) баланса Земли.

Существует несколько моделей производства тепла внутри Земли, но все они большую долю отдают естественной радиоактивности. Кроме того существует гипотеза о существовании естественного ядерного реактора в ядре Земли или на границе ее ядра и мантии. Эта гипотеза основана на обнаружении остатков естественного ядерного реактора в Африке (Охло), который работал около миллиарда лет тому назад. Есть и более специфичные модели, описывающие механизм возникновение магнитного поля Земли и наличие большого количества несвязанного водорода, истекающего из недр Земли.

Одним из методов прямого исследования внутренних слоев Земли может быть измерение радиации от распада радиоактивных элементов в Земле. Наличие в Земле радиоактивных элементов, таких как ^{238}U, ^{232}Th и ^{40}K, открывает новые возможности в исследовании внутренних слоев планеты. Излучаемые ими при бета-распаде антинейтрино, или как их называют гео-нейтрино, могут быть зарегистрированы детекторами, расположенными на поверхности. Исследования потока нейтрино является новейшим методом изучения строения планеты, который стал возможным благодаря двум фундаментальным успехам в науке – доказательству возможности регистрации нейтрино (эксперимент Райнеса и Коуэна в 1953 г. [1]) и появлению чувствительных низкоэнергетических и практически без фоновых детекторов.

Важность изучения гео-нейтрино впервые была отмечена Эдером и Марксом [2] в 1960-х годах, а дальнейшие исследования Крауса, Глэшоу и Шрамма в 1984 году [3] заложили основы нового направления. В 2005 году свидетельство об избытке низкоэнергетических антинейтрино над фоном было обнаружено коллаборацией KamLAND [4], а чуть позднее и BOREXINO [5].

В России предложен проект большого детектора для регистрации природных нейтринных потоков, в том числе и гео-нейтрино на базе Баксанской нейтринной обсерватории [6]. Он отличается выгодным расположением из-за низкого фона от ядерных реакторов, и высокого потока гео-нейтрино.

Перед нами стоят следующие исследовательские задачи:

1. Моделирование реакции обратного бета-распада, которая служит для регистрации антинейтрино, в детекторе;
2. Расчет энергетических спектров антинейтрино от ^{238}U и ^{232}Th;
3. Моделирование возможных распределений урана и тория в Земле, и расчет количества событий в детекторе;
4. Моделирование гипотезы о наличии гео-реактора в ядре Земли и как следствие наличие определенного спектра антинейтрино;
5. Моделирование углового распределение продуктов реакции обратного бета распада в детекторе при регистрации антинейтрино от распада урана и тория.

По предварительным расчетам данный детектор сможет регистрировать около 250 нейтринных событий в год (для сравнения, BOREXINO регистрирует около 4 событий в год и KamLAND около 40).

E-mail: akandco@yandex.ru

Литература

[1] F. Reines and F. Cowern, Phys. Rev. Lett., 92, 830, 1953.

[2] G. Eder, Nucl. Phys. 78, 657, 1966; G. Marx, Czech J. Phys. B 19, 1471, 1969.

[3] L.M. Krauss, S.L. Glashow, and D.N. Schramm, Nature 310, 191, 1984.

[4] T. Araki *et al*. (KamLAND Collaboration), Nature 436, 499, 2005; S. Abe *et al*. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. Lett., 100, 221803, 2008.

[5] BOREXINO Collaboration, Phys. Lett. B687, 299, 2010; ArXive: 1003.0284 [hep-ex], 2010.

[6] G. V. Domogatsky, V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan and V.V. Sinev, Physics of Atomic Nuclei, v. 68, № 1, p. 69, 2005; И.Р. Барабанов, Г.Я. Новикова, Е.А. Янович, В.В, Синев, препринт ИЯИ РАН 1228/2009.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ DET-PET И ЕГО ПРОЯВЛЕНИЕ В СВОЙСТВАХ МНОГОЧАСТИЧНЫХ СИСТЕМ.

Широков А.М.[1], Куликов В.А.[1], Мазур А.И.[2], Вэри Дж.П.[3], Марис П.[3]

[1]НИИ ЯФ им. Д.В.Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова,
[2]Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск, Россия,
[3]Iowa State University, Ames, Iowa, USA

В теории атомного ядра расчеты различных характеристик ядер производятся различными методами, такими как модель оболочек, кластерная модель и другими. Нашей научной группой расчеты производятся в рамках подхода *ab initio* методами модели оболочек без инертного кора (МОБИК). В данном подходе не используются никакие модельные приближения, а единственной входной информацией является нуклон-нуклонный потенциал. Нашей научной групой используется реалистическое NN-взаимодействие типа JISP (J-matrix inverse scattering potential), полученное методами обратной задачи рассеяния [1]. Различные версии данного потенциала различаются фазово-эквивалентными преобразованиями (ФЭП), которые задаются набором углов.

Ранее нами был предложен новый вид ФЭП, модифицирующих потенциал— дейтронно-эквивалентные фазово-эквивалентные преобразования (ДЭП-ФЭП). При проведении ДЭП-ФЭП наряду с фазовой эквивалентностью, сохраняется волновая функция двухчастичной системы — дейтрона, в то время как при проведении фазово-эвивалентных преобразований модифицируется и потенциал, и волновая функция, при этом также обеспечивается сохранение описания наблюдаемых двухчастичной системы. Мы исследовали влияние ДЭП-ФЭП на энергию связи многочастичных систем на примере ядер ^{12}C и ^{16}O и некоторых других. Мы также изучили изменение рассчитаного значения среднеквадратичного радиуса ядра под влиянием DET-PET и характер этой зависимости на примере ядер ^{3}H и ^{4}He и обнаружили, что некоторые виды DET-PET позволяют заметно изменять этот радиус.

kulikov@nucl-th.sinp.msu.ru

Список литературы

1. A.M.Shirokov, A.I.Mazur, S.A.Zaytsev, J.P.Vary, T.A.Weber // Phys. Rev. C, 2004, V. **70**, 044005.

2. A.M.Shirokov, J.P.Vary, A.I.Mazur, S.A.Zaytsev, T.A.Weber // Phys. Lett. B, 2007, V. **621**, P. 96.

3. A.M.Shirokov, J.P.Vary, A.I.Mazur, T.A.Weber // Phys. Lett. B, 2007, V. **644**, P. 33.

4. P.Maris, J.P.Vary, A.M.Shirokov // Phys. Rev. C, 2009, V. **79**, 014308.

5. A.M.Shirokov, A.I.Mazur, J.P.Vary, E.A.Mazur // Phys. Rev. C, 2009, V. **79**, 014609.

6. А.М.Широков, В.А.Куликов, А.И.Мазур, Дж.П.Вэри, П.Марис // Известия РАН. Серия физическая, 2012, том 76, вып. 4, с. 573.

СПИН–СЕЛЕКТИВНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ КАК ПРИЧИНА ОБРАЗОВАНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

Култаева А.Ю.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Атомарный водород – активный участник различных физических и химических процессов в космосе и в земных условиях. Рекомбинация атомарного водорода – спин–селективный процесс, определяемый совместным действием принципа Паули и законом сохранения спина. Атомы водорода способны рекомбинировать с образованием диамагнитных молекул H_2 только в том случае, если их электронные спины антипараллельны (синглетное состояние $|S_e\rangle$). Спин–селективная рекомбинация влияет на состояние водорода во Вселенной [1] и определяет возможность наблюдения кооперативных эффектов при сверхнизких температурах [3]. Рассмотрена спин-селективная рекомбинация атомов водорода, находящихся на нижних сверхтонких подуровнях $|S_{\text{H}}\rangle$,

$$H + H + M \rightleftharpoons \begin{matrix} H + H + M \\ H_2 + M \end{matrix}$$

Показано, что в результате такой спин-селективной рекомбинации образуются исключительно молекулы *пара*-водорода, то есть молекулы H_2 с антипараллельными ядерными спинами. Однако 3/4 парных триплетные состояний атомов водорода не способны к рекомбинации; они распадаются на отдельные атомы.

При распаде триплетных пар появляются свободные атомы водорода; состояние каждого описывается матрицей плотности

$$\rho_H = \frac{1}{16}|T_+\rangle\langle T_+| + \frac{1}{16}|T_-\rangle\langle T_-| + \frac{1}{16}|T_0\rangle\langle T_0| + \frac{9}{16}|S\rangle\langle S|$$

Следовательно, «неудачные» акты спин-селективной рекомбинации способны производить атомы водорода в возбужденном сверхтонком состоянии. Соотношение населенности триплетных подуровней возбужденного состояния дается числовыми коэффициентами оператора матрицы плотности. Возможно, что именно «неудачные» акты рекомбинации способны приводить к появлению возбужденных атомов водорода – источников космического радиоизлучения на длине волны $\lambda = 21$ *см*.

Результаты согласуются с данными работы [2], описывающей влияние магнитных полей на спин-селективную рекомбинацию атомарного водорода.

E-mail: anastasia.kyltaeva@gmail.com

Литература

Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Физика межзвездной среды. М. 1979.

Пичугина Е. С. Сборник тезисов зимней школы-конференции Spinus 2011 Магнитный резонанс и его приложения. Санкт-Петербург, Россия. 2011.

Сильвера А. Ф. , Валравен Ю. Стабилизация атомарного водорода. УФН, 1983, Т. 139, №4, с. 701-717.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки, госконтракт № 02.740.11.0703. Автор выражает благодарность д.ф.- м.н. В.Л.Бердинскому за постановку задачи и помощь в работе.

АНАЛИЗ ДАННЫХ ПУЧКОВОГО ИСПЫТАНИЯ ПРОТОТИПА НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ "НУКЛОН"

Лобанов Артур Александрович

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Спутниковый эксперимент НУКЛОН направлен на измерение энергетических спектров и зарядового состава космических лучей (КЛ) в области энергий 1-1000 ТэВ, (непосредственно) примыкающей к “колену” в спектре галактических КЛ (ГКЛ) [1].

Научная аппаратура НУКЛОН представляет собой детектор с фиксированной мишенью, в состав входят система измерения заряда, система измерения энергии (калориметр) и система выработки быстрого триггера. Помимо этого в задней части установлен микро ионизационный калориметр (МИК), необходимый для выделения электромагнитной компоненты КЛ и восстановления энергия электронов.

В калориметре используются кремниевые детекторы, считывание и предварительная обработка сигнала с которых производится с помощью специализированной интегральной микросхемы (СИМС) с зарядочувствительным усилителем. Ввиду высокой множественности событий в заднем слое калориметра не представлялось возможным использование текущих СИМС из-за их маленького динамического диапазона [2].

Комплексные лабораторные испытания СИМС на тестовом стенде были проведены в НИИЯФ в 2011г. Результаты доложены на конференции «Ломоносов 2011», а подробно рассмотрены в [1].

В октябре-ноябре 2011 г. были проведены пучковые испытания полного прототипа НА Нуклон на синхротроне SPS в CERN. Были использованы пучки электронов и заряженных пионов в диапазоне энергий от 50 до 300 ГэВ.

На основании полученных экспериментальных данных была исследована эффективность работы аппаратуры, в т.ч. СИМС. Для электромагнитной компоненты оценено энергетическое разрешение и коэффициент выделения на адронном фоне.

Анализ был проведен на основании того, что электромагнитные ливни характеризуются следующими критериями:

Монотонное возрастание поперечной ширины ливня.

Продольная форма ливня описывается эмпирической формулой.

Электромагнитные ливни уже адронных ливней.

На рис. 1 показаны распределения полного сигнала в МИКе для разных пучков. Калибровка производилась по трём энергиям электронов, пики которых хорошо различаются и могут быть использованы в качестве реперных точек.

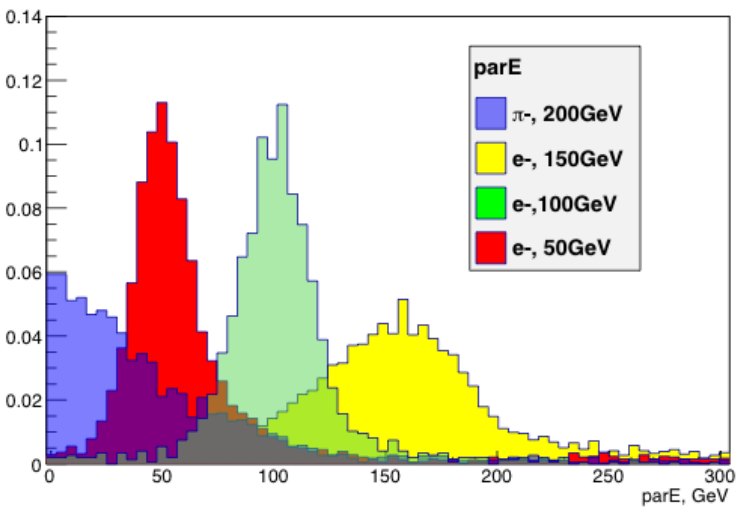


Рис. 1. Распределения полного сигнала в МИКе для разных пучков

E–mail: aa.lobanov@physics.msu.ru

Литература

1. Аткин Э.В. и др. Испытание 32-канальной интегральной микросхемы для регистрации сигналов кремниевых детекторов эксперимента «НУКЛОН», 2012

2. Плотникова Е.М. Исследование спектра первичных космических лучей в эксперименте «НУКЛОН», 2006

3. Va32HDR14. Описание прототипной интегральной микросхемы Va32HDR14.2, DATA sheet. Documentation V1R1, Материалы компании Gamma Medica-IDEAS, 2005.

4. Аткин Э.В., Воронин А.Г. Техническое задание №85/6 на разработку многоканальной специализированной интегральной микросхемы считывающей электроники ледера СИЭ БРА НА НУКЛОН, 2006

5. Воронин А.Г., Подорожный Д.М. и др. Тестирование прототипа зарядовой системы установки НУКЛОН. ПТЭ, 2007, №2.

6. Специализированная интегральная микросхема для считывания и предварительной обработки информации с полупроводниковых детекторов научной аппаратуры “Нуклон”, СИМС 32-2.0с, 2009

МЕТОДИКА РАСЧЕТА СОЦИАЛЬНО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ЧРЕЗВЫЧАЙНЫХ СИТУАЦИЙ РАДИАЦИОННОГО ХАРАКТЕРА НА ТЕРРИТОРИИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Морозова О.А.

Всероссийский НИИ по проблемам гражданской обороны и чрезвычайных ситуаций МЧС России, Москва, Россия

11 марта 2011 г. в результате землетрясения, за которым последовало цунами, произошла авария на АЭС «Фукусима-1». Размер компенсации, которую придется выплатить японской компании ТЕРСО, оператору АЭС «Фукусима-1», по разным оценкам, составит от 24 до 133 млрд долларов.

В рамках деятельности МЧС России на 2011-2013 год запланировано внедрение страхования рисков чрезвычайных ситуаций радиационного характера в Российской Федерации.

В докладе представлены определение чрезвычайной ситуации радиационного характера и методика расчета социально-экономических потерь от чрезвычайных ситуаций радиационного характера.

Чрезвычайная ситуация радиационного характера - чрезвычайная ситуация, сопровождаемая признаками радиационной аварии или радиоактивного загрязнения, независимо от вызвавших ее причин.

Определение социально-экономических потерь [1] в результате чрезвычайной ситуации радиационного характера проводится в два этапа. На первом этапе проводится классификация чрезвычайной ситуации радиационного характера в соответствии с системой признаков и показателей, разработанной во ФГБУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ). На втором этапе проводится расчет прогнозируемых социально-экономических потерь для данной чрезвычайной ситуации. Исходными данными для расчета являются возможные размеры зон радиоактивного заражения и число людей, попадающих в зону радиоактивного заражения.

Денежные выражения расчета социально-экономического ущерба в результате ЧС радиационного характера группируются по показателям, характеризующим социально-экономические последствия.

Стоимостная оценка ущерба от гибели человека проводится в соответствии с рекомендациями [2].

Стоимостная оценка ущерба здоровью человека рассчитывается в зависимости от вида эффекта (детерминированные или стохастические), вызываемого ионизирующим излучением при воздействии на организм человека, с учетом [3] и [4].

Апробация методики расчета социально-экономических потерь от чрезвычайных ситуаций радиационного характера запланирована на 2013 год в модельных регионах Российской Федерации.

E-mail: oxana_morozova@list.ru

Литература

1. Методические рекомендации РД 03-496-02 «По оценке ущерба от аварий на опасных производственных объектах» (утв. постановлением Госгортехнадзора РФ от 29 октября 2002 г. N 63).

2. Методические рекомендации к экономической оценке рисков для здоровья населения при воздействии факторов среды обитания МР 5.1.0029-11 (утв. Главным государственным санитарным врачом РФ 31 июля 2011 г.).

3. Межотраслевая методика расчета экономического ущерба от радиационных аварий при использовании радиоактивных веществ в народном хозяйстве (рег. № Р-03/98). РЭСЦентр, Санкт-Петербург, 1998.

4. Санитарные правила и нормативы СанПиН 2.6.1.2523-09 "Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009" (утв. постановлением Главного государственного санитарного врача РФ от 7 июля 2009 г. N 47).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ^{16}O ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА НА ЯДРЕ ^{11}B

Муратказинов О.С., Шагырбаев Б.

Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Одной из основных проблем современной ядерной физики является определение характеристик ядро-ядерного взаимодействия. Знание природы формирования и параметров межъядерного потенциала взаимодействия необходимы для расчета сечений всевозможных ядерных реакций и структурных характеристик сталкивающихся ядерных систем. При энергии в диапазоне 0.4-1.75 МэВ/нуклон взаимодействие сравнительно легких ядер, таких как углерод и кислород, будет происходить вблизи или ниже кулоновского барьера. Кулоновское отталкивание препятствует глубокому перекрыванию сталкивающихся ядер и взаимодействие носит, в основном, поверхностный характер и определяется поведением межъядерного потенциала на расстояниях порядка суммы радиусов сталкивающихся систем.

В данной работе ускорялся кислород и рассеивался на боре при 24-28 МэВ. Во время анализа рассматривались известные зарубежные литературные данные по упругому рассеянию в диапозоне энергии 27-64 МэВ Были обработаны спектры упругого расяния в Maestro-32 для системы $^{16}O+^{11}B$ в диапозоне углов от 40^0-154^0 с.ц.м.

Получены дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов кислорода на ядре ^{11}B.

Определены параметры оптических потенциалов в рамках оптической модели ядра и методом связанных каналов по программе ESIS-88.

E–mail: Olzhas__90@mail.ru

Литература

К.Н.Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Том 1 – Физика атомного ядра. Москва, Энергоатомиздат, 1983 г.

Hodgson P.E. The nuclear optical model //Rep. Of Progress in Physics. 1971.V.34. P.764 – 819.

Delic G., Optical Model Parameter Searchas for $^{16}O+^{11}B$ Elastic Scattering//Phys. Lett. – 1974. – Vol.49B. – P.412 – 414.

COMPARATIVE ANALYSIS OF THE TRACK-ETCHED MEMBRANES PORE DIAMETERS MEASURED BY SEM AND EXTRUSION FLOW POROMETRY TECHNIQUES

Orazbayeva D., Darelkhan B., Gorin E., Zhumazhanova A.

The L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

Membrane filtration technology has become increasingly important in the food processing, pharmaceutical and biotechnology industries as well as in the treatment of waste fluids and water purification [1]. Ion track filters have advantages over the other conventional filters due to their well-defined pore size that makes it possible to remove all particles bigger than its pore size.

The porous structure of the membranes could be estimated by the next parameters: porosity, pore size and pore size distribution, that could be tested by scanning electron microscopy (SEM), gas and water flow rate methods, bubble point (BP), and some other measurements [2,3].

In this paper, we are carried out a comparative study of two of the most popular techniques: bubble point assay (a simple, fast, easy to use and inexpensive method) as well as scanning electron microscopy. SEM also can give a number of pore characteristics, but tiny areas scanned by this technique do not give average properties of macroscopic samples, it is also expensive, time consuming and involved.

The PET film was irradiated by Kr^{15+} ion of 1,75 MeV. The irradiation was performed in heavy ion accelerator at the DC-60 Astana branch of the INP NNC. The fluence of ion beam was 10^6 ions/cm^2. The irradiated membranes were etched chemically in 6N NaOH at 50°C.

SEM analysis of the structure and surface TM were carried out on microscope JEOL-7500F, the bubble point value was determined on the standard techniques with ethanol alcohol as wetting liquids. Data are presented in this paper was an average of 20 measurements and the standard deviation was not more than 10%.

Data in Figure 1 yield a value of 12.03 mm for the bubble point vs. SEM pore diameter of the PET film.

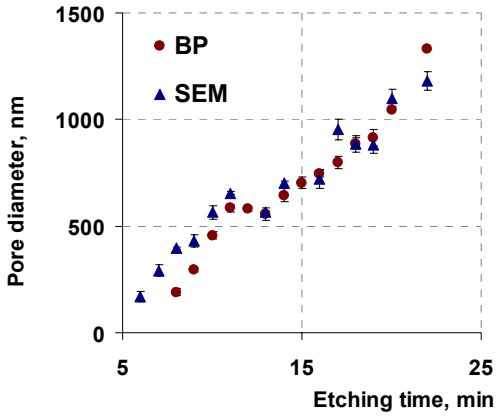


Fig.1. Relation between D and etching time

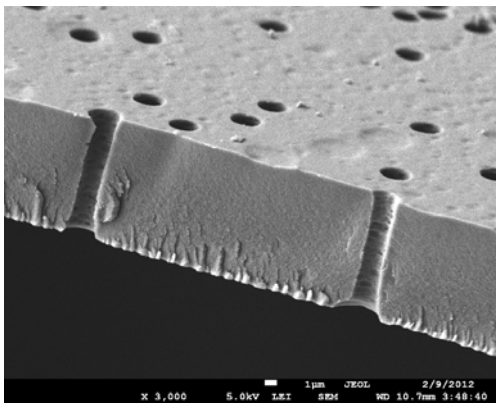


Fig. 2. A cross sectional view of the irradiated and etched PET film

Changing of bubble point ranged from 43% (for initial etching time) up to 3-9% for etching time more than 12 min. This is due to different ratio of bulk and track etch rates of polymer film: initially formed blind conical tracks, then biconical-shaped pores and the last one cylindrical cross-cutting tracks (Fig.2).

The bubble point method cannot measure the diameters of blind pores (6-7 min., the change of BP is 43-20%), the difference in the measured diameters of 19.10% left was corresponded to the formation of biconical-shaped pores. After 12 minutes etching a cylindrical pores were formed and a difference was calculated to 3.9%.

This publication has been made within the Sub-project «Creating of filtration material and metal nanostructures based on track membranes» which is funded under the Technology Commercialization Project, supported by the World Bank and the Government of the Republic of Kazakhstan.

The authors thank dr. Mashentseva A.A. and dr. Zdorovets M.V. from Astana branch of the Institute of Nuclear physic NNC for assistance in preparing the material/

e-mail: orazbayeva.dinara@gmail.com

References

1. Apel P. Track etching technique in membrane technology.//Radiation Measurements. 2001, Vol. 34, p. 559–566.

2. Spohr R. Etch hints for polymers with high track-etch-rate.//European Research Training Network EuNITT. Darmstadt, 2001, 9 p.

3. Gupta K. Characterization of pore structure of filtration media.//Fluid Particle Separation Journal, 2002, Vol. 4(3), p. 227-241.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕРХТОНКИХ ПОДУРОВНЕЙ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА.

Пичугина Е.С.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Цель работы – определить влияние магнитного поля на спин-селективную рекомбинацию атомов водорода, на состояние образующихся молекул H_2 и на возбуждение сверхтонких подуровней атомарного водорода после «неудачных» попыток рекомбинации. Процесс спин-селективной рекомбинации атомов водорода, находящихся в основном синглетном сверхтонком состоянии, но в отсутствии магнитного поля рассматривается в работе [2]. Если два атома водорода встречаются в электронном синглетном состоянии, то они способны рекомбинировать и производить синглетные молекулы H_2. Триплетные состояния двух атомов водорода не способны к парной рекомбинации, поэтому атомы водорода «отскакивают» друг от друга.

Действие магнитного поля приведут к смешиванию синглетных и триплетных подуровней основного состояния атомов водорода.

Вероятность рекомбинации в магнитном поле:

$$W_s = \frac{1}{4} a^2 / \left(a^2 + \left(\omega_e + \omega_n \right)^2 \right),$$

где a – константа СТВ, $\omega_{e,n} = g_{e,n} \beta_{e,n} H$.

В результате «неудачных» попыток рекомбинации образуются атомы водорода и на нижнем, и на возбужденных (триплетных) подуровнях основного состояния. Вероятность такого возбуждения сверхтонких подуровней атомарного водорода

$$W^* = \frac{1}{16} a^2 / \left(a^2 + \left(\omega_e + \omega_n \right)^2 \right)$$

Магнитное поле, как и следовало ожидать [1], уменьшает вероятность рекомбинации и выход молекул H_2, однако не влияет на их спиновое состояние: образуются только молекулы H_2 в пара-состоянии с антипараллельными ядерными спинами. В пределе сверхсильных магнитных полей вероятность рекомбинации стремится к нулю. Уменьшая вероятность рекомбинации W_s, магнитное поле увеличивает выход атомов водорода, но уменьшает вероятность W^* образования атомов водорода на верхних подуровнях основного состояния.

Показано, что «неудачные» попытки рекомбинации приводят к образованию атомов водорода в возбужденных состояниях, способных производить радиоизлучение на длинах волн вблизи $\lambda = 21$ см. Сильное магнитное поле уменьшает населенности подуровней возбужденных состояний. Предполагается, что различия интенсивностей компонент радиоизлучения атомарного водорода позволит оценить магнитные поля в космическом пространстве и вблизи звездных скоплений.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., госконтракт № 02.740.11.0703.

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору, д.ф.-м.н. В. Л. Бердинскому за постановку задачи и помощь в работе.

fragrance.essential@gmail.com

Литература

1. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Физика межзведной среды. М.1979.

2. Култаева А.Ю. Сборник тезисов зимней школы-конференции Spinus 2011 Магнитный резонанс и его приложения. СПб. 2011.

3. Silvera I.F., Walraven J., The Stabilization of Atomic Hydrogen – Scientific American, Junuary 1982, v. 246, pp. 56-64.

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ АЗОТА НА ЯДРЕ УГЛЕРОДА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ

Эшбеков Н.У., Райымбеков Е.А.

Евразийский Национальный Университет им. Гумилёва Л.Н., Астана, Казахстан

Данный эксперимент был проведен на циклотроне DC-60 (Астана, Казахстан) при энергии пучка 24.5 МэВ по упругому рассеянию ионов ^{14}N на ядре ^{12}C. Мишенью являлся самоподдерживающийся слой углерода толщиной 20 мг/см^2. В течении эксперимента ток пучка составлял 18 нА, угловое распределение измерялась в широком диапазоне углов в системе центра масс. Для регистрации энергетических спектров рассеянных частиц использовались полупроводниковые кремниевые детекторы. Энергетическое разрешение регистрирующей системы была 250-300 кэВ, которая в основном задавалась энергетическим разбросом первичного пучка. Энергетические спектры ^{14}N и ^{12}C соответственно обрабатывались с помощью программы MAESTRO.

Получены дифференциальное сечения упругого рассеяния ионов азота на ядре ^{12}C.

Определены параметры оптических потенциалов в рамках оптической модели ядра методом связанных каналов с помощью программы ECIS88 и SPIVAL.

essimray@gmail.com

Литература

1. Е. Е. Родионова. Квантовое и квазиклассическое описания упругого рассеяния ионов ^{16}O на ядрах ^{12}C и ^{16}O в широком диапазоне энергий. //Автореферат, Санкт-Петербург, 2008.

2. Hodgson P.E. The Nuclear optical Model // Rep. Prog. Phys, 34, 1971.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА С ПОЛИМЕРНЫМИ МИКРО- И НАНОКОМПОЗИТАМИ

Самохина М.С.[1], Чирская Н.П.[2]

[1]НИИ ЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, [2]МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,

К числу важнейших факторов космического пространства, вызывающих повреждение и разрушение материалов внешней оболочки космических аппаратов, относится атомарный кислород (АК) верхней атмосферы Земли, превалирующий в ее составе на высотах 200-800 км, где осуществляются полеты большого числа аппаратов научного и прикладного назначения, в том числе пилотируемых космических кораблей и орбитальных станций [1]. В этой связи разрабатываются различные методы повышения стойкости полимеров к воздействию атомарного кислорода, в частности путем модификации приповерхностных слоев материалов введением стойких к воздействию атомарного кислорода микро- и наночастиц различного состава, вследствие чего материал приобретает фактически структуру матричного композита [2].

В настоящей работе было выполнено исследование возможностей повышения таким методом стойкости полиимидных пленок. Для модификации полимеров использовались частицы сверхразветвленного полиэтоксисилоксана, представляющих собой ядро из частиц SiO_2 с присоединенными к нему группами ($–OC_2H_5$), а также наночастицы некоторых оксидов и карбидов.

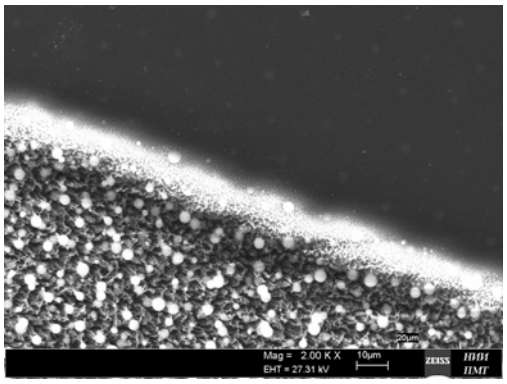


Рис. 1. Образец полиимидной пленки: слева внизу – после воздействия потока АК; справа вверху – поверхность, закрытая от воздействия АК

Рис. 1. демонстрирует результаты выполненных исследований: после травления пленки потоком АК отчетливо наблюдается эффект объединения наночастиц в округлые конгломераты диаметром ~0,1–5 мкм. Структуры участков поверхности, подвергшихся воздействию АК и защищенных от потока АК, явно различаются.

Исследование с помощью сканирующего электронного микроскопа структуры растравленной области образца показало, что образующиеся округлые микрочастицы защищают от растравливания находящиеся под ними области полимера. Рис. 2 демонстрирует образующиеся в результате характерные грибовидные структуры. Под частицами, устойчивыми к воздействию АК, хорошо видны не разрушенные кислородом волокна полимера. На основе полученных экспериментальных данных показано, что в результате такой модификации потери массы полимеров при воздействии АК снижаются в 3–4 раза при содержании частиц модификатора в образце около 5–6 вес.%.

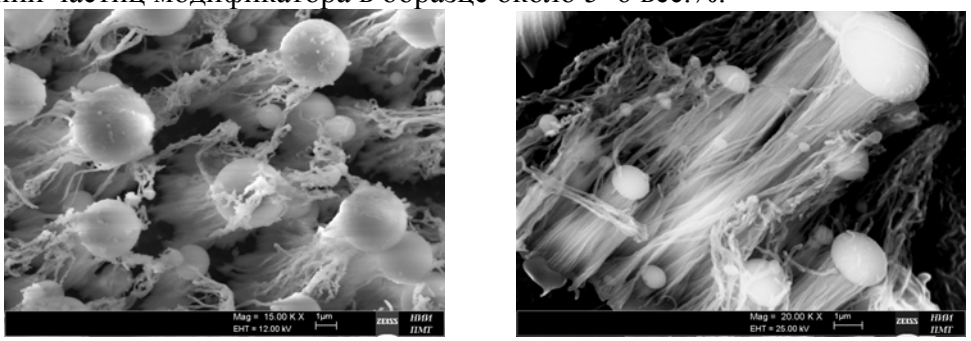


Рис. 2. Структура модифицированного полиимида после воздействия потока АК

Методом Монте-Карло было проведено моделирование процесса эрозии полимерных композитов под действием потока атомарного кислорода. Математическая модель процесса эрозии материала, используемая в данной работе, описывает процессы рассеяния полимера атомарным кислородом, а также отражение атомарного кислорода от поверхности материала и его последующее взаимодействие с моделью [3]. В качестве примера на рис. 3 показаны результаты моделирования процесса эрозии поверхности полимерного композита с наполнителем в виде устойчивых к воздействию атомарного кислорода микроразмерных частиц.

Полученные данные могут быть использованы при разработке методов защиты материалов космической техники от воздействия окружающей среды и технологий получения новых перспективных композиционных материалов.

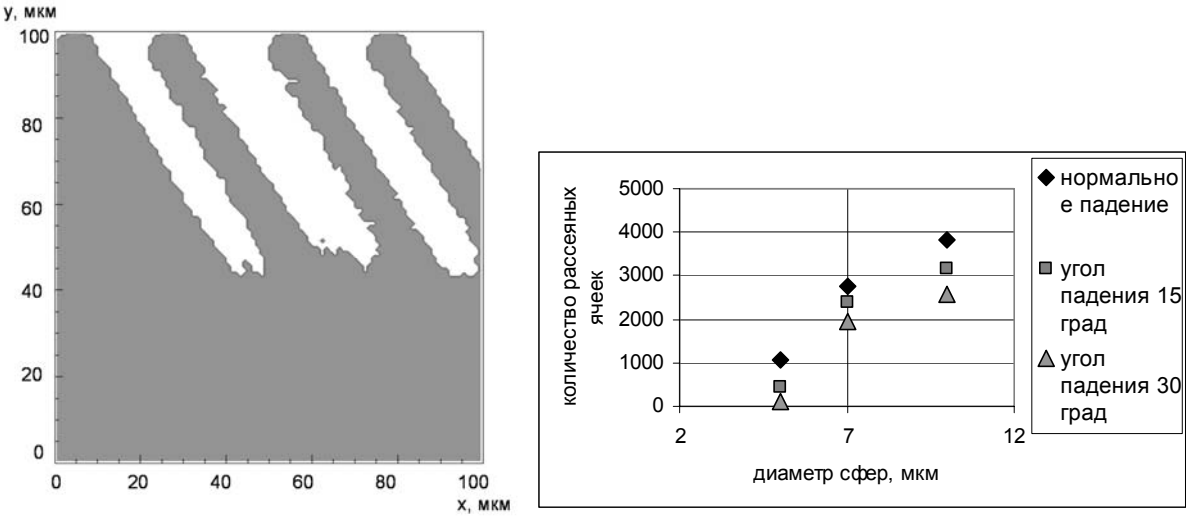


Рис. 3. Результаты моделирования эрозии полимерного композита с введенными в приповерхностный слой материала шарообразными частицами: слева - профиль структуры материала после облучения; справа - зависимость числа удаленных ячеек полимера от диаметра сфер.

E-mail: [1]samokhina.maria@gmail.com , [2]chirskaya.sinp@yandex.ru

Литература

1. Акишин А.И., Новиков Л.С., Черник В.Н. Воздействие на материалы и элементы оборудования космических аппаратов вакуума, частиц ионосферной плазмы и солнечного ультрафиолетового излучения. Новые наукоемкие технологии в технике. Энциклопедия. Т. 17. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Новикова Л.С., Панасюка М.И. М.: ЗАО НИИ «ЭНЦИТЕХ», 2000, с. 100–138.

2. Maiti A., Wescott J., Kung P. Nanotube-polymer composites: insights from Flory-Huggins theory and mesoscale simulations. Molecular Simulation, 2005, V. 31, No. 2, pp. 143–149.

3. Fermeglia M., Pricl S. Multiscale modeling for polymer systems of industrial interest. Progress in Organic Coatings, Vol. 58 (2007), pp. 187–199.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Чирская Н.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одним из основных факторов космического пространства, оказывающих негативное влияние на материалы и оборудование космических аппаратов, является косми-

ческая радиация. Методы математического моделирования являются универсальным инструментом для исследования процессов взаимодействия космических излучений с элементами космических аппаратов (КА), например, для исследования эффективности использования различных материалов в качестве защитных экранов [1].

В данной работе проводилось исследование процесса объемной электризации элементов кабельной сети КА под действием электронов с энергиями, характерными для электронов радиационных поясов Земли. Расчеты проводились с помощью программного комплекса Geant3 [2]. Модель элемента кабельной сети представляет собой структуру из вложенных друг в друга цилиндров микронных размеров из проводящих и диэлектрических материалов.

В результате проведенных расчетов был выявлен процесс формирования биполярных электрических слоев в проводящих элементах кабеля, разделенных слоем диэлектрика. Показано, что этот эффект обусловлен возникновением вторичных частиц в материалах под действием первичного потока электронов. Результаты расчета распределения внедренного заряда в элементе кабельной сети показаны на рис. 1. Образование биполярных электрических слоев приводит к увеличению градиента электрического поля и росту вероятности возникновения электрических разрядов.

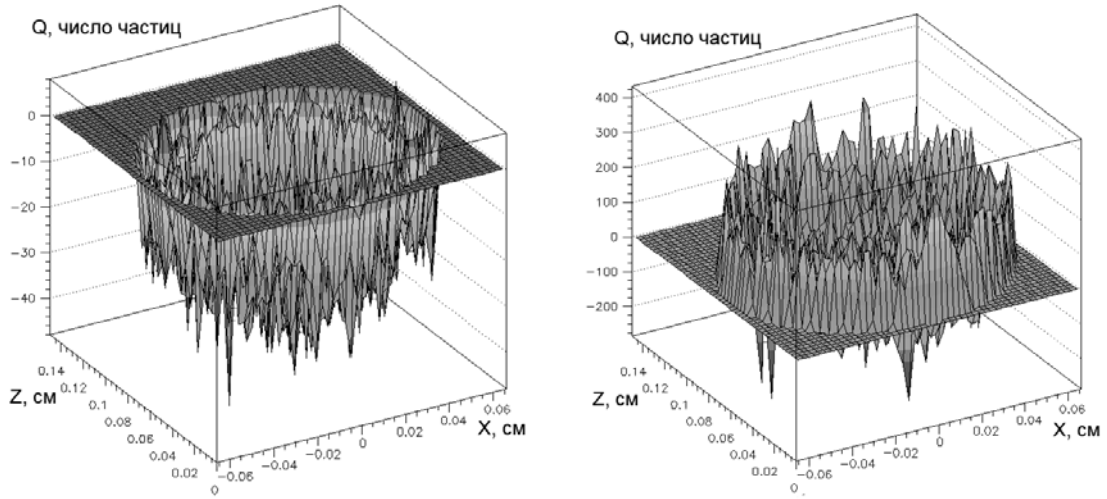


Рис. 1. Распределение внедренного заряда в элементе кабельной сети КА при облучении изотропным потоком электронов с энергией E = 5 МэВ: слева – без учета эффекта образования вторичных частиц; справа – с учетом эффекта образования вторичных частиц.

При изучении стойкости перспективных материалов космической техники к воздействию факторов космического пространства необходимо с высокой точностью измерять параметры воздействующих факторов. В этой связи в рамках данной работы решалась задача математического моделирования взаимодействия рентгеновского и гамма излучения с детектором, имеющим сложную микроструктуру. Задача решалась методом Монте-Карло с использованием программного комплекса Geant4 [3].

С высокой точностью рассчитывались значения поглощенной дозы в элементах детектора излучения. Для учета влияния на измеренную детектором величину поглощенной дозы процессов рассеяния квантов на границах элементов детектора используется поправочный коэффициент K_{gap}[4]. На рис. 2 представлена полученная в результате математического моделирования зависимость поправочного коэффициента K_{gap} от энергии регистрируемых квантов для одной из конфигураций детектора.

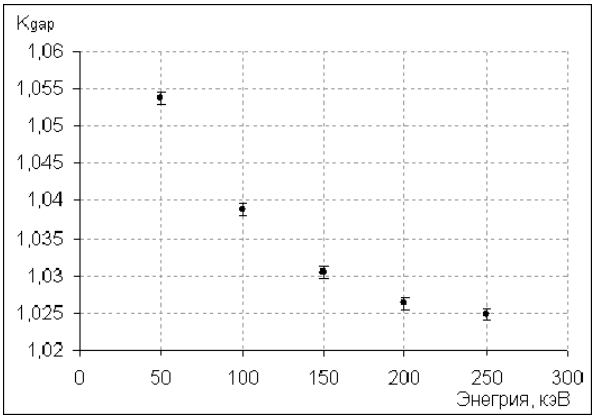


Рис. 2. Зависимость поправочного коэффициента K_{gap} от энергии регистрируемых квантов

Рассмотрены каналы потерь энергии излучения в материале модели при различных энергиях. Проведен анализ процессов прохождения излучения через модель с целью выявления факторов, отвечающих за рост коэффициента K_{gap} в области низких энергий. Полученные данные могут быть использованы при высокоточном измерении параметров космической радиации с помощью детекторов.

В связи с высокой трудоемкостью решавшихся задач и необходимостью проведения большого объема вычислений для обеспечения требуемой точности результатов, значительная часть расчетов выполнялась на суперкомпьютере «Ломоносов», входящем в состав суперкомпьютерного комплекса Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

E-mail: chirskaya.sinp@yandex.ru

Литература

1. Н. П. Чирская, Е. Н. Воронина, В. Н. Милеев, Л. С. Новиков, В. В. Синолиц Математическое моделирование характеристик гетерогенных радиационно-защитных экранов космических аппаратов. Перспективные материалы, специальный выпуск, №13, 2011, стр. 948-957.

2. GEANT – Detector Description and Simulation Tool; CERN, Geneva 1993, 465 p.

3. Agostinelli S., Allison J., Forti A., et al. GEANT4 – A simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. T. 506. № 3. p. 250-303.

4. G. Nelson, D. Reilly Gamma-ray interactions with matter. Passive Nondestructive Analysis of Nuclear Materials, Los-Alamos National Laboratory, NUREG/CR-5550, LA-UR-90-732, 1991, pp. 27-42.

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ВОЛЬФРАМОВОЙ ПРОВОЛОЧКИ В ВАКУУМЕ

Стешенко Г.К. [1], Бирюков А.О.[2], Марколия А.А.[3], Алабин К.А.[2], Шпаковский Т.В.[1], Белоус П.В.[1], Леванов А.А.[1]

[1]Московский физико-технический институт, , Москва, Россия,
[2]МГУ печати им. Ивана Федорова, Москва, Россия,
[3]ГНПО «СФТИ», Сухум, Республика Абхазия

Электровзрыв металлических проволочек (далее ЭВП) является одним из основных направлений в физике низкотемпературной плазмы [1]. Он позволяет не только изучать свойства плазмы в сильном магнитном поле и сильноточные процессы в проводниках, но также используется в технике для получения нанопорошков и тугоплавких неметаллических соединений.

Актуальной проблемой в изучении процесса электровзрыва является получение спектра свечения проволочки. Большинство экспериментов по ЭВП изучают области рентгена и ультрафиолета [2], оставляя в стороне видимую компоненту спектра, потому что экспериментально полученный спектр в этом оптическом диапазоне, как правило, является сплошным. Однако при определенных условиях можно добиться получения спектральных линий материала проволочки. В данной работе будут рассмотрены особенности и взаимосвязь картины спектра и интенсивности излучения в процессе электровзрыва вольфрамовой проволочки в вакууме.

В ходе экспериментальной работы была разработана диагностическая методика наблюдения интенсивности интегрального света в зависимости от времени. Фоточувствительный датчик на основе кремниевого фотодиода ФД-263-01 был помещен в заземлённый толстостенный металлический кожух, что практически исключило влияние электромагнитного излучения от разрядника и проволочки. Для подтверждения достоверности результатов измерений интегральный свет был продублирован на фотоэлектронный умножитель. Свет до фотоумножителя транспонировался с помощью стекловолокна, а сам умножитель находился в помещении экранированном от наводок. Сигналы, полученные с его помощью, качественно повторяют сигналы с фотодиода.

Для получения спектра газовой смеси (в интервале 380…1000 нм), образующейся при электровзрыве, использовалась система ЭОП+УМ-2. Электронно-оптический преобразователь (ЭОП) был жестко прикреплен к монохроматору УМ-2 вместо выходной щели таким образом, что полупрозрачный фотокатод ЭОПа находится в фокальной плоскости объектива монохроматора. Пленка РФ-3 вставлялась в специальную эбонитовую кассету, которая плотно прижимается к плоскому волоконно-оптическому экрану ЭОПа. Таким образом, спектр, полученный с помощью монохроматора УМ-2, регистрировался на пленке. Создание системы УМ-2+ЭОП путем соединения двух независимых приборов позволило увеличить значение светосилы примерно в 50 раз. Таким образом, была решена проблема регистрации спектров газовой смеси непосредственно в момент электровзрыва при малых экспозициях.

Результат применения первой диагностики в момент взрыва проволочки представлен на Рис 1. График показывает, что в зависимости от диаметра проволочки интенсивность света имеет различное количество максимумов.

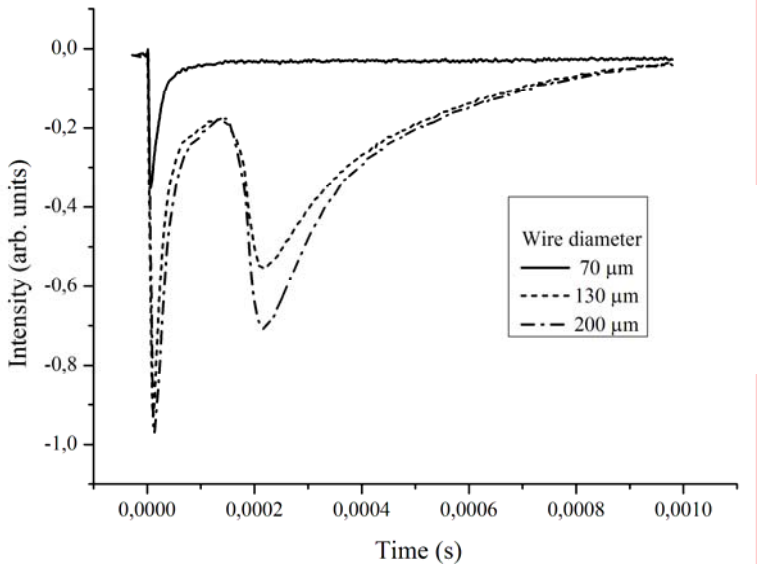


Рис. 1. Зависимость интенсивности свечения от времени (в секундах) для проволочек различного диаметра.

В данном эксперименте использовались проволочки толщиной 70, 130 и 200 мкм. Интегральный свет, измерянный при электровзрыве проволочки толщиной 70 мкм, содержит один максимум интенсивности, в то время как электровзрывы проволочек толщиной 130 и 200 мкм содержат два максимума интенсивности.

Спектральные картины полученные при электровзрыве 130 и 200 мкм проволочек содержат сплошной спетр, в то время как на спектре взрыва проволочек толщиной 70 мкм наблюдаются спектральные линии вольфрама. Следовательно, первый максимум интенсивности содержит линии вольфрама, в то время как второй приводит к общей «засветке» картины спектра. Выяснение механизма возникновения второго максимума интенсивности излучения в рассматриваемом процессе становиться одним из интересных направлений в исследовании спектральной картины электровзрыва.

E-mail: georgy.steshenko@phystech.edu

Литература

1. А.А.Рухадзе, Электрический взрыв проводников / перев. Е.Т.Антропова, В.Н.Колесникова, Е.Е.Ловецкий, . - Москва : Издательство "Мир", 1965.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗУЧЕНИЯ АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ И С-КВАРКОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Щербакова А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, физический факультет

Рождение прямого фотона с тяжелым кварком может служить хорошим инструментом для изучения распределения тяжёлых кварков в адронах.

Изучение процессов рождения тяжёлых кварков на коллайдере LHC даёт возможность проверки пертурбативных вычислений КХД при самых высоких доступных энергиях столкновений и наложить экспериментальные ограничения на возможное значение сечения рождения тяжёлых кварков. Последнее особо важно для обнаружения явлений новой физики на LHC на фоне известных процессов.

Исследование этого процесса проводилось на экспериментальных данных, полученных детектором ATLAS при энергии *7 ТэВ* и значении светимости $3.7\times10^{32}\,см^{-2}с^{-1}$.

Основную часть фона в среде коллайдера составляют фотоны, образующиеся в результате распада легких нейтральных мезонов, таких как π^0 и η. Целью анализа [1] являлось выделение сигнала прямых изолированных фотонов с энергиями более *10 ГэВ* от фона в событиях, полученных на детекторе ATLAS. Для этого применяется изоляционный критерий, основанный на величине поперечной энергии внутри конуса радиуса $R=\sqrt{(\eta-\eta^{\gamma})^2+(\varphi-\varphi^{\gamma})^2}=0.4$, построенного вокруг направления полета фотона в переменных псевдобыстроты η и азимуального угла φ. Было измерено сечения рождения фотонов в *pp* столкновениях при $\sqrt{s}=7$ *ТэВ* в диапазонах псевдобыстроты $\left|\eta^{\gamma}\right|<0.6$, $0.6\le\left|\eta^{\gamma}\right|<1.37$, $1.52\le\left|\eta^{\gamma}\right|<1.81$, $1.81\le\left|\eta^{\gamma}\right|<2.37$ с поперечными энергиями, лежащими в интервале $45\le E_T<400$ *ГэВ* и проведено его сравнение с расчётами пКХД.

Для изучения характеристик сигнала и фоновых событий, с помощью генератора событий PITHIA 6.4.21 были сгенерированы образцы Монте-Карло. С этими образцами были проведены такие же расчеты, что и с экспериментальными данными.

Отбирались фотоны, удовлетворяющие двум основным критериям, каждый из которых основан на требованиях, наложенных на несколько независящих друг от друга переменных. Критерии отбора не зависели от поперечной энергии кандидата в фотоны, но являлись функциями реконструированной псевдобыстроты фотона.

Чтобы отделить сигнал от фона, использованы переменные, отвечающие за форму ливня, рассчитанные из распределений поперечной и продольной энергий потока в калориметре.

Для тагирования чарма в процессах ассоциированного рождения прямых фотонов и с-кварков может быть использована реконструкция D^* мезонов. В работе [2] исследуется рождение очарованных мезонов на коллайдере LHC, были реконструированы очарованные мезоны $D^{*\pm}$, $D^{\pm}$, $D_s^{\pm}$ с поперечным импульсом $p_T(D^*) > 3.5$ *ГэВ* при значениях псевдобыстроты $\left|\eta^{\gamma}(D^{*\pm})\right| < 2.1$.

Была проведена процедура отбора изолированных прямых фотонов из набора данных МК 108087, смоделированного при помощи Монте-Карло генератора Pythia6.4.

В результате отбора было достигнуто значительное подавление фона - около 85%. Таким образом, подготовлен и опробован инструмент для исследования процессов ассоциированного рождения прямых фотонов и с-кварков в эксперименте ATLAS.

E-mail: scherbakova@physics.msu.ru

Литература

1. The ATLAS Collaboration, Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ *TeV* with the ATLAS detector. ATLAS-CONF-2011-058, April 9, 2011.

2. The ATLAS Collaboration, Measurement of D^* meson production cross sections in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ *TeV* with the ATLAS detector in collisions. ATLAS-CONF-2011-017, March 14, 2011.

АНАЛИЗ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА КОЛЛАЙДЕРЕ LHC

Швецов И.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Топ-кварк входит в Стандартную модель точно так же как и остальные кварки, имеет аналогичные заряды, как *u* и *c*-кварки, все они триплеты по цвету, все они спиноры, все имеют проекцию слабого изоспина +1/2 и заряд +2/3. Чем же топ-кварк так сильно отличается от всех остальных кварков? Дело в том, что масса топ-кварка, найденная экспериментально, оказалась очень большой. На сегодняшний день *t*-кварк – самая тяжелая элементарная частица, найденная в природе. Масса его примерно 172 ГэВ, но при этом это точечный объект, т.е. до масштаба 10^{-17} см этот объект никакой своей внутренней структуры не проявляет. То, что топ-кварк такой тяжелый, обуславливает целый ряд важнейших отличий его от остальных кварков.

Во-первых, его масса больше суммы масс *W*-бозона и *b*-кварка, поэтому *t*-кварк прямо распадается в *W*-бозон и *b*-кварк. Это приводит к тому, что топ-кварк ($\tau_t \sim 5 \times 10^{-25}$ сек) распадается очень быстро. Когда рождается кварк, даже нестабильный, он живет достаточно долго. Например, времена жизни *b*- или *c*- кварка порядка $10^{-12} – 10^{-13}$ секунды. Типичные времена образования связанных состояний за счет сильного взаимодействия значительно меньше ($\tau_{QCD} \sim 3 \times 10^{-24}$ сек). Поэтому остальные кварки после рождения начинают друг от друга отдаляться и адронизоваться. Время жизни *t*-кварка примерно в 10 раз меньше, чем времена образования связанного состояния с другими цветными частицами, поэтому *t*-кварк, родившись, сразу распадается, и уже продукты его распада адронизуются и дают конечные состояния в виде адронных струй и так далее. С одной стороны это обстоятельство обедняет физику топ-кварка, поскольку не существует топ-адронов. Но с другой стороны, поскольку топ-кварк распадается до

возможной адронизации, взаимодействия топ-кварка несут очень чистую информацию об основных фундаментальных взаимодействиях, не искаженную эффектами образования связанных состояний.

Во-вторых, как уже было сказано, топ-кварк столь тяжелый и вместе с тем точечный (что само по себе очень необычно), то есть его структура, если она и есть, не проявляется до расстояний порядка 10^{-17} см.

В адронных столкновениях на коллайдере LHC реализуются два основных механизма рождения топ-кварка. Во-первых, это парное рождение, в котором образуется пара t-кварк-анти-t-кварк. Второй механизм – это одиночное рождение, когда *t*-кварк возникает в сопровождении каких-то других объектов, *b*-кварка, легкого кварка или *W*-бозона.

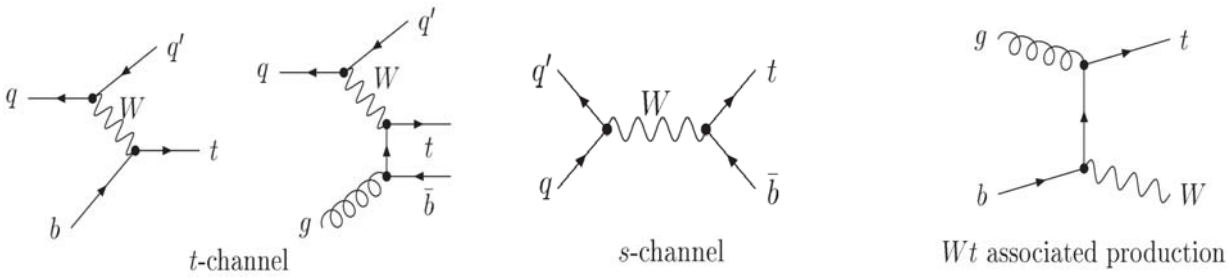


Рис.1 Основные диаграммы, описывающие механизмы одиночного рождения топ-кварка.

Одиночное рождение топ-кварка, представляет собой электрослабый процесс, сечение которого, однако, оказывается не столь малым по сравнению с парным рождением, идущим за счет сильных взаимодействий (см. рис.1).

Я принимаю участие в анализе группы Single Top коллаборации CMS. Эксперимент CMS (Compact Muon Solenoid) – один из четырех основных экспериментов на ускорителе LHC (Large Hardron Collider), принадлежащих Европейскому центру ядерных исследований (CERN). CMS-детектор предназначен для исследования различных типов физики, которые могли бы быть обнаружены в энергичных столкновениях LHC. Некоторые из этих исследований заключаются в подтверждении или улучшенных измерениях параметров Стандартной Модели, в то время как многие другие — в поисках новой физики.

В текущем анализе сигналом считается t-канальное рождение топ-кварка. Топ-кварк с вероятностью почти 100% распадается на W-бозон и b-кварк. W-бозон распадается либо по лептонному, либо по адронному каналу. В последнем случае сигнальный процесс становится гораздо труднее отделить от многоструйного КХД фона, поэтому этот канал в анализе не рассматривается.

Первым этапом анализа является отбор событий - делаются кинематические обрезания по поперечному импульсу, псевдобыстроте, относительной изолированности – для мюонов или электронов (в сигнальном событии должен быть ровно один электрон или мюон); по псевдобыстроте, поперечному импульсу, по количеству - для струй (джетов).

Для получения конечного результата экспериментальные данные сравниваются с моделированием сигнального и фоновых процессов. Так, для оценки количества КХД событий используется существенное отличие его распределений по поперечной массе W-бозона $M_T(W)$ от процессов, где лептон рождается в распаде W (W-like процессы). Количество КХД событий оценивается путем фитирования по $M_T(W)$ в экспериментальных данных с помощью функции: $a \cdot Q(MtW)+b \cdot W(MtW)$, где функции Q(MtW) и W(MtW) определяют форму для КХД и W-like событий соответственно, a коэффициенты a и b подлежат определению. Для определения этих коэффициентов применялся метод наибольшего правдоподобия, реализованный в специальном пакете для статистической обработки данных.

Надо заметить, что доля сигнального процесса в окончательном отборе составляет менее 20%, поэтому задача оценки его сечения оказывается весьма сложной и мотивирует применение многомерных методов анализа, таких как искусственные нейронные сети. Искусственные нейронные сети - система соединённых и взаимодействующих между собой простых процессоров (искусственных нейронов). Нейронная сеть способна аппроксимировать функцию весьма общего вида. Это позволяет использовать нейронную сеть для классификации событий, а точнее для отделения сигнальных событий от фоновых.

shvecov@physics.msu.ru

Литература

1. Боос Э.Э. Физика топ-кварка, хиггсовского бозона и суперсимметрии, Лекции Фонда «Династия».

2. Попов А.А. Анализ одиночного рождения топ-кварка в эксперименте CMS на коллайдере LHC, дипломная работа, МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра физики элементарных частиц, 2011 г.

3. E. Boos, S. Bityukov, L. Dudko, D. Konstantinov, A. Markina, V. Molchanov, M. Perfilov, S. Slabospitsky Neural network analysis of single top quark production in the muon channel with 200 pb^{-1} of CMS data at 10 TeV, CMS Analysis Note -2009/180.

БИОФИЗИКА

Председатель:
проф. Твердислов Всеволод Александрович
Зам. председателя:
м.н.с., к.ф.-м.н. Нечипуренко Дмитрий Юрьевич,
н.с., к.ф.-м.н. Голомысова Анастасия Никитична

Поздравляем победителей!

I место

Авдеева Е.И – аспирантка Оренбургского государственного университета

II место

Строков С.В. – студент Санкт-Петербургского государственного политехнического университета

Тарасовец Е.В. – студентка физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

III место

Рубцова Е.В. – аспирантка физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТЬ БАКТЕРИЙ ESCHERICHIA COLI В ПРИСУТСТВИИ ИЗОТОПОВ МАГНИЯ

Авдеева Е.И., Шевченко У.Г.

Оренбургский Государственный Университет, Россия, Оренбург,

Влияние магнитного поля на живые организмы – интригующая научная проблема. Это влияние может быть обусловлено совместным действием постоянного магнитного поля и поля, создаваемого ядерными спинами магнитных изотопов. Среди трех стабильных изотопов магния 24,25,26Mg только 25Mg имеет ядерный спин I = 5/2 и, соответственно, обладает магнитным моментом, другие два изотопа - 24,26Mg – немагнитны (I=0). Присутствие изотопа в активных сайтах фосфорилирующих ферментов увеличивает скорость синтеза АТФ в 2-4 раза по сравнению с Mg24,26[1]. Содержание магнитного изотопного магния Mg25 в среде роста бактерий E.coli повышает жизнеспособность клеточной культуры и влияет на её репродуктивный потенциал [2]. Наблюдаемые эффекты свидетельствуют о чувствительности многих ферментативных реакций in vitro и in vivo к наличию магнитного момента у ядер изотопов химических элементов. Следовательно, многие внутриклеточные ферментативные процессы могут зависеть и от внешнего магнитного поля.

Цель данной работы – исследовать влияние внешнего постоянного магнитного поля и магнитного и немагнитного изотопов магния на рост клеток E.coli. Бактерии выращивались в жидких питательных средах, содержащих различные изотопные формы магния, в магнитном поле от 0 до 100 мТл. Получены экспериментальные данные, доказывающие различное действие внешнего постоянного магнитного поля и изотопов магния на колониеобразующую способность бактерий, измеряемую с помощью метода КОЕ (колониеобразующих единиц). Данные проведенного масс-спектрометрического анализа показали, что внутриклеточное содержание элементов зависит от типа изотопа и величины внешнего магнитного поля.

lena06bf@mail.ru.

Литература

1. Buchachenko A.L. Magnetic isotope effects in chemistry and biochemistry – New York: Nova Science Publishers, Inc. – 2009. – 152 p.

2. Кольтовер В.К., Шевченко У.Г., Авдеева Л.В., Ройба Е.А., Бердинский В.Л., Кудряшева Е.А. Магнитно-изотопный эффект магния в живой клетке // Доклады Академии Наук, 2012, том 442, №2, с. 272 – 274

3. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 10-04-96083 и Министерства образования и науки № П207, № 02.740.11.0703.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОВЫШЕННЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ ФАКТОРОВ СВЕРТЫВАНИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ ДИНАМИКУ ТРОМБООБРАЗОВАНИЯ

Власова О.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Плазменная система свертывания крови обеспечивает предотвращение кровопотери при нарушении целостности стенок сосудов путем создания на месте повреждения плотного гемостатического сгустка. Используя метод, позволяющий наблюдать рост сгустка в пространстве, в серии опытов на свободной от тромбоцитов плазме пациентов с различными болезнями крови, были обнаружены сгустки, появляющиеся в объеме плазмы спонтанно, без внешних активаторов. Возникновение спонтанных сгустков а также повышенные скорости роста сгустка в постановке с активатором являются показателями гиперкоагуляционных состояний, которые зачастую наблюдаются как побочный эффект многих болезней. Цель исследования - выяснение влияния повышенных концентраций неактивных факторов в плазме здоровых доноров на появление спонтанных сгустков, а также их влияние на скорость роста фибринового сгустка, растущего стандартным образом от активатора.

В крови пациентов методом центрифугирования осаждали клетки и получали свободную от тромбоцитов плазму. Плазму рекальцифицировали, добавляли ингибитор контактной активации, а также один из неактивных факторов и заливали в кювету, в которую опускали подложку с нанесенным тканевым фактором. Кювету освещали красными диодами и регистрировали светорассеяние от растущего фибринового сгустка. Основными измеряемыми параметрами являлось время задержки роста сгустка, а так же скорости его распространения на начальном этапе и на этапе стационарного роста.

Для изучения влияния повышенных концентраций факторов V, IX, VIII, II на пространственную динамику тромбообразования добавлялись белки в концентрации равной их нормальной концентрации в крови для факторов-предшественников, а именно 20нМоль, 90нМоль, 0,7нМоль и 1400нМоль соответственно. Для контрольного случая использовалась плазма здоровых доноров без добавления факторов. Проведенное исследование показало, что для начальной скорости различия с контрольными значениями менялись на 13±4, 11±4, 11±4 процентов при добавлении факторов IX, VIII, II соответственно. Для стационарной скорости 14±5, 12±4, 36±17 для факторов IX, VIII, II. То есть в стандартной постановке повышенная концентрация фактора V не приводит к изменению скорости сгустка в пределах погрешности, а добавление факторов II, VIII, IX приводит к увеличению как начальной так и стационарных скоростей по сравнению с контрольным случаем. Несмотря на влияние на скорости образования сгустка, «спонтанные сгустки» при добавлении факторов в плазму здоровых доноров не были обнаружены ни в одном из рассмотренных случаев.

E-mail: vlasovahollia@rambler.ru

Литература

1. Пантелеев М.А., Васильев С.А., Синауридзе Е.И., Воробьев А.ИАтауллаханов., Ф.И. Практическая коагулология;

2. Colman R.W., Schmaier A.H. Contact system: a vascular biology modulator with anticoagulant, profibrinolytic, antiadhesive, and proinflammatory attributes. Blood. 1997

3. Blomback B. Fibrinogen and fibrin- proteins with complex roles in themostasis and thrombosis. Thromb Res. 1996;

4. Семенов В.В., Ханин М.А. нелинейны эффекты в кинетике свертывания крови. Биофизика. 1990;

5. Panteleev M.A., Balandina A.N., Lipets E.N. et al. Task-oriented modular decomposition of biological networks: trigger mechanism in blood coagulation. Biophys J. 2010.

6. Panteleev et al. Biophys J 2006;
7. Воробьев А.И., Городецкий В.М., Васильев С.А. Гиперкоагуляционный синдром: патогенез, диагностика, лечение. 2002;

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ХРАНЕНИЯ СЫВОРОТКИ КРОВИ НА ПАТТЕРН АНТИУГЛЕВОДНЫХ АНТИТЕЛ ЧЕЛОВЕКА

Генералов Е.А.
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В наши дни все чаще человечество сталкивается с проблемой диагностики и прогностики патологических состояний организма. Весомую роль в лечении пациента играет точная и своевременная диагностика заболевания. Стандартные анализы, используемые в лечебно профилактических учреждениях, не дают четкой картины. Сыворотка крови используется для широкого спектра лабораторных, биохимических, иммуноферментных анализов и иммунологических исследований (белковый состав, ферменты, гормоны, онкомаркеры, ВИЧ-инфицирование, гепатиты и пр.). Принято считать, что циклы разморозки-заморозки приводят к потере активности многих компонент сыворотки, в том числе, и иммуноглобулинов. [1] Так же считается, что при хранении до 48-ми часов некоторые компоненты сыворотки не теряют своей активности [5]. Однако это не выполняется для всех компонентов [2] Для хранения при низкой температуре необходимо добавить криопротектор - глицерин (до 50%), этилен гликоль (до 30%) или полиэтиленоксид (1 млгр на 100 мл), для понижения точки заморозки, иначе иммуноглобулины сыворотки начнут денатурировать. [6]

Основной целью работы являлось изучение влияния перечисленных выше добавок на стабильность компонентов сыворотки, а также влияния температурных режимов и циклов заморозки-разморозки на активность иммуноглобулинов IgA, IgG, IgM в сыворотке крови человека.

Для изучения активности иммуноглобулинов была использована новая разработка – гликочип [4]. Гликочип представляет собой стеклянный слайд, на который нанесен полимер с активированными карбоксильными группами, ковалентно на них иммобилизованы олигосахариды, в составе которых имеется аминопропильная спейсерная группа (рис.1). Для анализа паттерна антиуглеводных антител сыворотки крови человека сначала на гликочип наносилась сыворотка крови, антитела сыворотки проявляли с помощью античеловеческих антител козы, меченных флуорофором Alexa-647 (рис 2.), интенсивность флуоресценции измеряли с помощью конфокального сканера ProScanArray HT с разрешением 5 мкм, полученные данные обрабатывали с помощью программного обеспечения. [3]

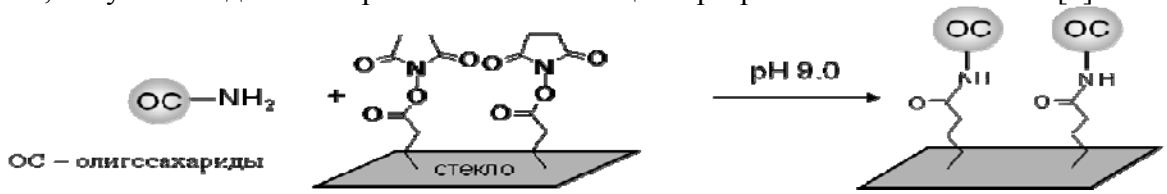


Рисунок 1. Устройство гликочипа.

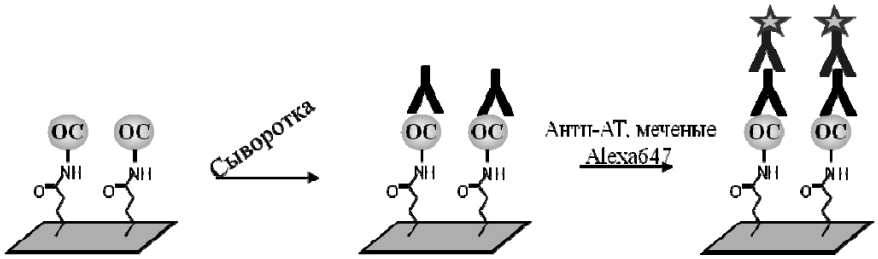


Рисунок 2. Анализ антиуглеводных антител с помощью гликочипа.

Проведенное исследование показало уменьшение активности иммуноглобулинов с каждым циклом разморозки-заморозки и длительностью хранения в несколько раз. Было показано отрицательное влияние хранения сыворотки крови на паттерн антиуглеводных антител в сыворотке крови при отсутствии применения криопротекторов, консервантов и не соблюдении температурных режимов.

E–mail: generals1179@gmail.com

Литература

1. Жибурт Е.Б. Трансфузиология: учебник.- СПб: Питер, 2002.- 736 с.

2. Кривов Ю.И., Торгунаков А.П., Рудаев В.И., Красильников Г.П., Володин В.В. Переливание крови, её компонентов и препаратов: учебное пособие. Под ред. А.П. Торгунакова - Кемерово: КемГМА, 2007. - 100 с.

3. Blixt O, Head S, Mondala T, Scanlan C, Huflejt ME, et al. Printed covalent glycan array for ligand profiling of diverse glycan binding proteins. *Proc Natl Acad Sci USA* 2004.101: 17033-8

4. Bovin NV, Huflejt ME. Unlimited glycochip. *Trends in Glycoscience and Glycotechnology* 2008.20: 245-58

5. A. Marjani: Effect Of Storage Time And Temperature On Some Serum Analytes. The Internet Journal of Laboratory Medicine. 2007 Volume 2 Number 2

6. Hazen KC, Bourgeois LD, Carpenter JF: Cryoprotection of antibody by organic solutes and organic solute/divalent cation mixtures. Arch Biochem Biophys. 1988 Nov 15;267(1):363-71.

КЛОНИРОВАНИЕ И ЭКСПРЕССИЯ ФРАГМЕНТОВ ИНГИБИТОРА ФАКТОРА ХАГЕМАНА

Жулябина О.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Контактный путь активации свертывания крови достаточно неспецифичен и запускается при взаимодействии плазмы крови практически с любой отрицательно заряженной чужеродной поверхностью. Основным событием является активация белка - XII фактора (фактора Хагемана). Активированный фактор XII далее активирует XI фактор и запускается каскад свертывания крови. На сегодняшний день известно, что фактор XIIa играет большую роль в антитромботической терапии. Его ингибирование должно подавлять тромбоз, при этом оказывая минимальное влияние на гемостаз. В настоящее время ведутся научные исследования в этой области [1].

Белок кукурузный ингибитор фактора Хагемана (Corn Hageman Factor Inhibitor, CHFI) ингибирует XIIa фактор свертывания. Он представляет большой интерес с медицинской точки зрения, так как обладает избирательной активностью в отношении XII фактора.

Белок функционально делится на 2 части: ингибитор XIIa фактора свертывания и ингибитор амилазы. Как известно, чем меньше белок, тем он стабильнее в кровотоке, что позволяет использовать его при разработке лекарственных препаратов. В лаборатории физической биохимии Гематологического научного центра РАМН была начата работа по определению минимального фрагмента белка CHFI, сохраняющего ингибирующую активность в отношении XIIa фактора свертывания. Целью настоящей работы было клонирование фрагмента гена белка CHFI соответствующего первым 56 аминокислотам, включающим участок связывания с белком-мишенью (рабочее название - micro56).

Клонируемый фрагмент был определен на основании анализа 3D структуры белка CHFI (pdb1BFA) в программе PyMol. Фрагмент амплифицировали с помощью специфичных праймеров на матрице полноразмерного рекомбинантного гена белка CHFI. Для предотвращения протеолиза белка в клетках применялось две стратегии клонирования: в вектор pQE13 для создания конструкции в виде двух идентичных повторов micro56, и в вектор pET28a-Trx (pET28a-Trx – это вектор с геном белка тиоредоксина), где при экспрессии образуется гибридный белок Trx-micro56. Клоны отбирали с помощью

ПЦР с праймерами к гену micro56. Экспрессию гибридного белка Trx-micro56 в положительных клонах pET28a-Trx-micro56 запускали путем добавления IPTG в культуру клеток в конечной концентрации 1 mM. С помощью электрофореза в полиакриламидном геле было проверено наличие экспрессируемого белка. Из клонов, содержащих вектор pQE13 со вставкой micro56, выделяли плазмидную ДНК для дальнейшей работы. Также была поставлена пробная индукция micro56.

В результате работы получены штаммы-продуценты, экспрессирующие белок micro56, концентрация которого мала, и он образуется в тельцах включения. Следующий этап – присоединение идентичной последовательности micro56 в конструкции pQE13-micro56, что должно привести к повышению уровня экспрессии. В клонах pET28a-Trx-micro56 концентрация белка Trx-micro56 выше, как и ожидалось. Следующим этапом является выделение гибридного белка Trx-micro56 и проверка его активности в отношении XIIa фактора свертывания.

E-mail: *zhulyabina.o@yandex.ru*

Литература

1. .Пантелеев М.А, Васильев С.А., Синауридзе Е.И., Воробьев А.И., Атауллаханов Ф.И.. Практическая коагулология; Под ред. А.И. Воробьева. – М.: Практическая медицина, 2011.

2. Craig A. Behnke, Vivien C. Yee, Isolde Le Trong, Lars C. Pedersen, Ronald E. Stenkamp, Seung-Sup Kim, Gerald R. Reeck, and David C. Teller. Structural Determinants of the Bifunctional Corn Hageman Factor Inhibitor: X-ray Crystal Structure at 1.95 Å Resolution // Biochemistry 1998, 37, 15277-15288.

РАЗВИТИЕ ИКРИНОК ВЬЮНА В ИЗОТОПНО-ИЗМЕНЕННОЙ ВОДЕ

Киркина А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Вода необходима для всех живых организмов. Она присутствует в клетках в количестве ~70% [1] , участвует во всех биохимических реакциях. Природная вода всегда содержит растворенные минеральные и органические вещества, изотопы водорода и кислорода. Дейтерий, стабильный изотоп водорода, был открыт в 1933 г. [4]. В том же году начались исследования действия дейтерия на биологические системы. К настоящему времени известно, что высокие концентрации дейтерия угнетают рост микроорганизмов, ингибируют рост растений, при концентрации более 30% приводят к смерти млекопитающих [2]. С начала XXI началось производство воды, содержащей на 2 порядка меньше дейтерия, чем содержит природная вода (содержание дейтерия в природной воде составляет около 150 ppm). Почти сразу появились работы с информацией о лечебных свойствах «облегченной» (легкой) воды, содержащей 60 ppm и 90 ppm дейтерия [5].

Целью нашей работы стало изучение действия легкой воды на живые организмы. Объектом исследования были выбраны икринки вьюна Misgurnus fossilis. В опытах использовались химически чистые вещества, икринки, легкая вода (D/H = 2,9 ppm,1 ppm = 10^{-6}), тяжелая вода (99%). Для развития икринок вьюна использовался раствор, содержащий NaCl - 60 мМ, KCl - 0,7 мМ, $CaCl_2$ – 0,9 мМ, $NaHCO_3$ – 2,4 мМ.

В работе наблюдали ход развития икринок вьюна в среде, приготовленной на воде разного изотопного состава. Также была изучена динамика гибели неоплодотворенных икринок в воде с разным содержанием дейтерия.

Икру оплодотворяли суспензией со сперматозоидами. После процедуры оплодотворения отбирали целые икринки и помещали в чашки Петри (не более 21 штуки на 1 чашку) со средой изучаемого изотопного состава. Ход развития наблюдали в течение 6 суток с помощью микроскопа. Темпы развития икринок сравнивались с таблицами

нормы развития икринок вьюна [3]. Аналогичные эксперименты проводили с икринками других особей. Совокупность результатов представлена в таблице 1.

Таблица 1. Развитие икринок вьюна.

	исходное число икринок	выжившие икринки на конец опыта (число аномальных)	процент выживших	процент аномальные/ выжившие
Контроль	166	25(6)	15	24
Легкая вода	165	53(16)	32	30
20% дейтерия	40	0	0	0

Из таблицы видно, что выживаемость в легкой воде вдвое превышает выживаемость в контроле. В воде с добавлением 20% дейтерия развития не происходило.

Если икру поместить в воду без сперматозоидов, то она активируется. Из-за гиперполяризации мембраны запускается каскад реакций, как при оплодотворении. Поскольку слияния со сперматозоидом нет, то икринка через некоторое время погибает. Результат опыта по динамике гибели активированной икры в воде разного изотопного состава показан на рисунке 1. Начавшие белеть или чернеть икринки считались погибшими и удалялись. *E–mail: mayin@yandex.ru*

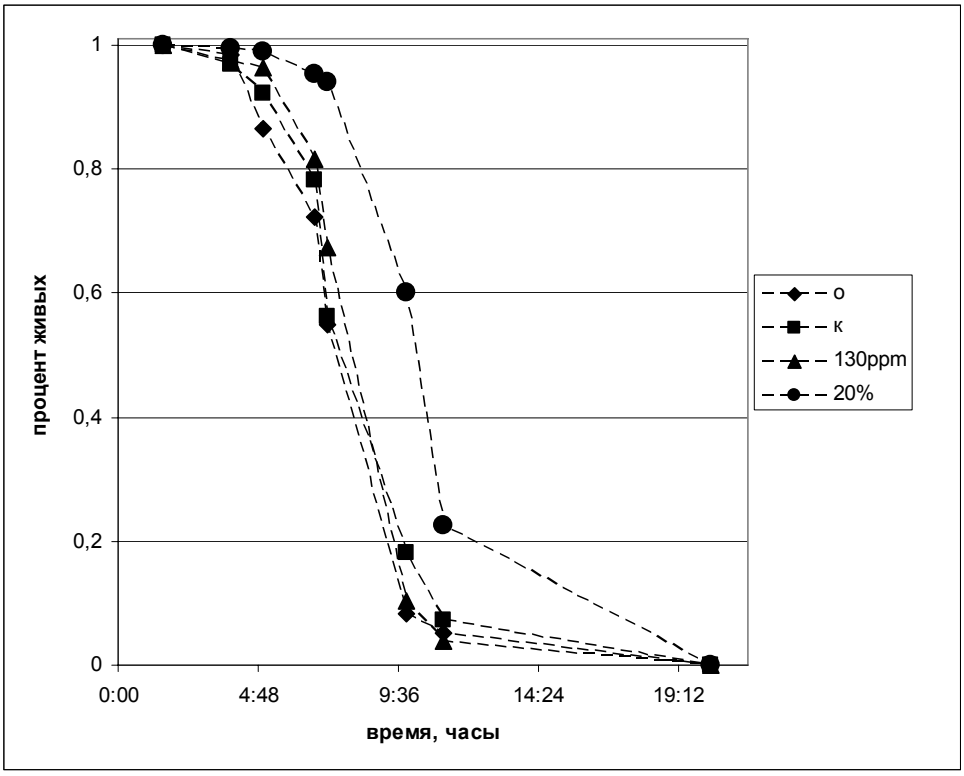


Рис 1. Динамика гибели активированных икринок. "о" - легкая вода, "к" – контроль. Погрешность составляет не более 3%.

Вода с большим содержанием дейтерия замедляет протекание биохимических реакций. Это подтверждается замедленной динамикой гибели икринок в воде с 20% содержанием дейтерия.

Проведенные исследования показали чувствительность икринок к количеству содержащегося в среде дейтерия, что говорит о биологической значимости этого изотопа. Данные опытов по высокой концентрации дейтерия полностью соответствуют литературным данным [4].

Литература

1. Мамонтов С.Г. Биология. М., Высш. шк., 1992.

2. Денько Е.И. Действие тяжелой воды (D_2O) на клетки животных, растений и микроорганизмов // Успехи соврем. биол., 1970. No. 70. Вып. 1(4). С. 41-64.

3. Крыжановский С.Г. Эколого-морфологические закономерности развития карповых, вьюновых и сомовых рыб (Cyprinoidei и Suluroidei). // Труды Ин-та морф. животных, АН СССР. Вып. 1. С. 186-195.

4. Лобышев В.И., Калиниченко Л.П. Изотопные эффекты D_2O в биологических системах, М., Наука, 1978.

5. Тимаков А.А. Свойства легкой воды. // 8-ая Всероссийская (международная) научная конференция «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул». Ноябрь 2003.

КИНЕТИКА ДЛИТЕЛЬНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЭКЗОГЕННЫХ ФЛУОРОФОРОВ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ

Кувандыкова А.Ф.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

В настоящей работе представлены результаты исследования кинетики затухания замедленной флуоресценции (ЗФ) и фосфоресценции экзогенных флуорофоров в опухолевых и здоровых тканях молочной железы мышей линии BYRB. В качестве экзогенных флуорофоров были выбраны красители ксантенового ряда – эритрозин и эозин.

Экспериментально измерялась кинетика затухания ЗФ или фосфоресценции молекул красителей. Для возбуждения молекул использовалось излучение второй гармоники неодимового лазера с длиной волны 532 нм. Кинетика затухания длительной люминесценции регистрировалась с помощью ФЭУ-84 через монохроматор МДР-41. Параметры возбуждающего импульса: длительность 10 нс, плотность мощности возбуждения – 5 МВт/см^2. Установка позволяла оцифровывать регистрируемые сигналы и автоматически обрабатывать.

В клетках биотканей содержатся различные тушители триплетных состояний, с которыми молекулы красителей взаимодействуют. В работе показано, что наиболее эффективным тушителем триплетных состояний флуорофоров является молекулярный кислород. В результате взаимодействия молекул красителя в T_1-состоянии с молекулярным кислородом образуется синглетный $^1\Delta_g(O_2)$ кислород.

Известно [1, 2], что в результате синглет-триплетной аннигиляции образуются синглетные S_1-состояния флуорофоров, дающие дополнительный вклад в ЗФ. В таком случае регистрируемая кинетика ЗФ выбранного класса красителей складывается из трех сигналов различной природы – термоактивированной замедленной флуоресценции (ТЗФ), а также свечения, обусловленного синглет-триплетной $T_1 \rightarrow {}^1\Delta_g(O_2)$ и триплет-триплетной T_1-T_1 аннигиляцией. В результате кинетическая кривая трансформируется и становится немонотонно зависящей от времени.

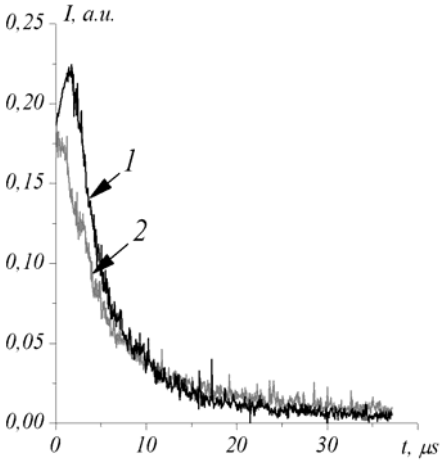


Рис. 1. Фрагменты кинетики затухания ЗФ эритрозина в опухолевой (1) и здоровой (2) тканей при атмосферном давлении

Установлено, что в тканях на коротких временах наибольший вклад в суммарный сигнал вносит синглет-триплетная аннигиляция. При этом при прочих равных условиях в

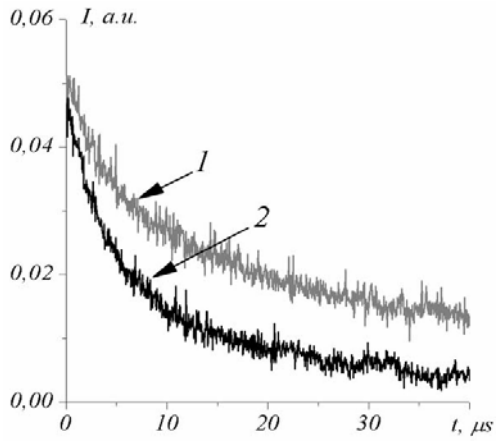


Рис. 2. Фрагменты кинетики затухания фосфоресценции эритрозина в здоровой (1) и опухолевой (2) тканях

нормальных и патогенных тканях кинетика длительной люминесценции различна (рис. 1). Вклад синглет-триплетной аннигиляции в суммарный сигнал ЗФ в нормальных тканях заметно меньше, чем в опухоли, что свидетельствует о меньшей эффективности взаимодействия триплетных состояний молекул красителей с синглетным кислородом.

В отличие от ЗФ интенсивность фосфоресценции молекул красителей с течением времени уменьшается монотонно (рис. 2).

Аппроксимация этих кривых дает функцию вида:

$$I_{\text{îñ}} = A_1 \exp(-t/\tau_1) + A_2 \exp(-t/\tau_2)$$

Значения величин времени жизни τ_1 и τ_2 для кинетики затухания фосфоресценции эритрозина в опухолевой ткани равны 4,2 и 28,9 мкс, а для кинетики затухания фосфоресценции эритрозина в здоровой ткани несколько больше 4,9 и 50,2 мкс соответственно.

В различных образцах отличие во временах жизни неодинаково. Это зависит от стадии развития опухоли, состояния биоткани и других факторов.

Достоверно регистрируемые различия в кинетике длительной люминесценции флуорофоров в тканях можно использовать при разработке метода оптической диагности биотканей. Метод, основанный на измерении времени жизни длительной люминесценции флуорофоров, по нашему мнению, весьма перспективен. Высокая чувствительность метода позволит обнаруживать патологические изменения в клетках на очень ранней стадии. В качестве экзогенных флуорофоров могут быть использованы любые соединения, обладающие длительной люминесценцией и отвечающие требованиям, предъявляемым к таким препаратам.

E-mail: *kuvandykova@mail.ru*

Литература

1. Летута С.Н., Маряхина В.С., Пашкевич С.Н., Рахматуллин Р.Р. Длительная люминесценция органических красителей в клетках биологических тканей // Оптика и спектроскопия - 2011 - Т. 110 - № 1. - С. 72-75.
2. Летута С.Н., Маряхина В.С., Рахматуллин Р.Р. Оптическая диагностика клеток биологических тканей в процессе их культивирования в полимерных средах. // Квантовая электроника - 2011 - Т. 4 - № 4. - С. 314-317.

ВЛИЯНИЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ **И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ПОКАЗАТЕЛИ ЗДОРОВЬЯ НАСЕЛЕНИЯ ВЛАДИМИРСКОЙ ОБЛАСТИ**

Лещев И.А.

Владимирский государственный университет имени А. Г. и Н. Г. Столетовых, институт прикладной математики и информатики, био- и нанотехнологий, Владимир, Россия

На физическом полигоне кафедры общей и прикладной физики Владимирского государственного университета с 1999 года осуществляется непрерывный мониторинг электромагнитных полей инфранизкочастотного диапазона, метеофакторов и радиационного фона. С 2009 года совместно с Управлением Роспотребнадзора по Владимир-

ской области с использованием статистических данных по смертности населения, а также по обращаемости детей с заболеваниями дыхательной системы за период с июля 2004 года по декабрь 2006 года по г. Владимиру осуществляется работа по исследованию воздействия космических и геофизических факторов на показатели здоровья населения [1,2].

Проводится анализ влияния воздействия космических и геофизических факторов на дорожно-транспортные происшествия по Владимирской области совместно с Медико-санитарной частью МВД России по Владимирской области. На отдельных участках временных рядов выявлена значимая корреляция между вертикальной составляющей напряженности электрического поля, магнитным полем Земли, числами Вольфа и количеством ДТП по Владимирской области (рис. 1-3). Выявлена значимая корреляция между количеством погибших и раненных в результате ДТП по Владимирской области и числом Вольфа.

Таблица 1 – Коэффициенты корреляции с вероятностью ошибки p для количества ДТП, погибших, раненных в результате ДТП, их сумма по Владимирской области и геомагнитного поля, чисел Вольфа за 2001 год.

	Даты	Коэффициент корреляции	p
ДТП и эл. поле	28.06-24.07	-0,45	≤0,02
ДТП и м. поле	28.06-08.08	0,40	≤0,01
ДТП и Число Вольфа (S)	28.06-29.08	0,45	≤0,001
Погиб. и Число Вольфа (N)	19.07-19.09	-0,46	≤0,001
Ранен. и Число Вольфа (S)	19.07-19.09	0,39	≤0,01

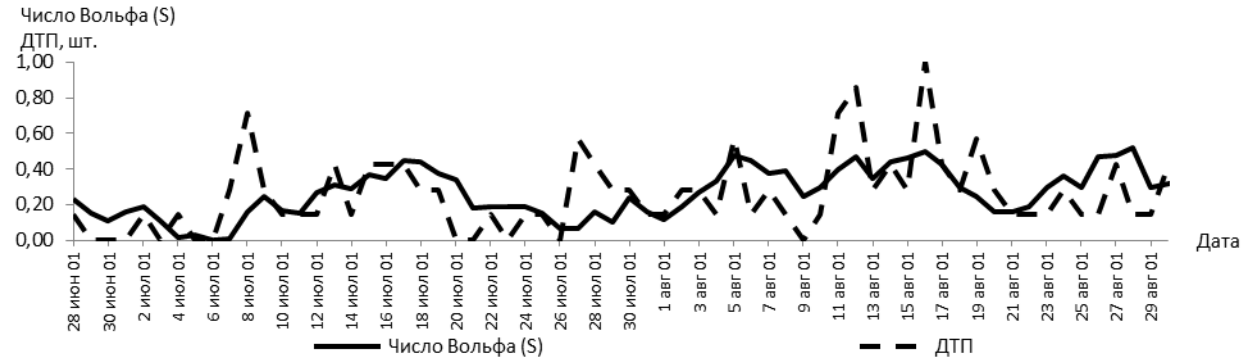


Рисунок 1 – Количество ДТП по Владимирской области и числа Вольфа в южном полушарии Солнца за период 28 июня – 29 августа 2001 года

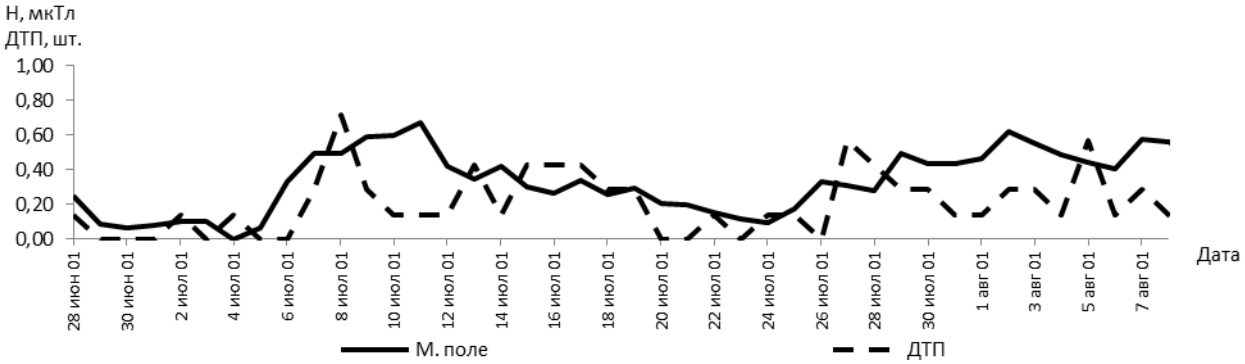


Рисунок 2 – Количество ДТП и магнитное поле по Владимирской области за период 28 июня – 8 августа 2001 года

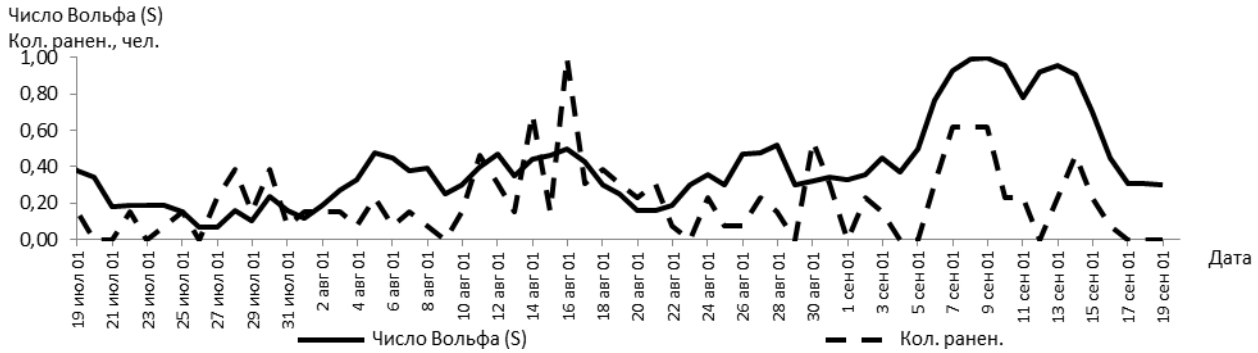


Рисунок 3 – Количество раненных в результате ДТП по Владимирской области и числа Вольфа в южном полушарии Солнца за период 19 июля – 19 сентября 2001 года

Работа проводится при поддержке ФЦП № 09-05-99015,11-05-97518, Программы Минобразования № 2.1.1/11281, гранта РФФИ № 11-05-97518.
E–mail: grunsk@vlsu.ru

Литература

1. Грунская Л.В., Исакевич В.В., Ефимов В.А. Разработка программно-аппаратного комплекса для исследования воздействия геофизических и техногенных факторов на электрическое поле приземного слоя атмосферы // Биомедицинская радиоэлектроника, 2008, №6, стр. 87-93

2. Грунская, Л.В. Влияние геофизических характеристик пограничного слоя атмосферы на некоторые показатели здоровья населения/ Л.В. Грунская, В.Н. Буренков, И.А. Лещев, Л.Т. Сушкова, Е.Г. Рыжова, М.И. Дегтерева//Биотехносфера.- 2011. - №5. – с.9

РЕГУЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ЛИЗОЦИМА ПУТЕМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С МЕТИЛРЕЗОРЦИНОМ

Мартиросова Е.И.

Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Россия, Москва,

Ранее продемонстрирована способность метилрезорцина (МР) на 470% повышать неспецифическую ферментативную активность, расширять температурный диапазон катализа лизоцима, а также изменять его субстратную специфичность. Установлена взаимосвязь между характером зависимости неспецифической активности лизоцима от концентрации МР и его дестабилизирующим действием в отношении нативной конформации лизоцима. Методами микрокалориметрии смешения и динамического светорассеяния установлена способность МР к самоорганизации в растворе.

Цель работы заключалась в изучении влияния концентрации МР (0,16-128 мМ) на поверхностную активность лизоцима, динамику формирования и реологические свойства его адсорбционных слоев на границе раствор (0,05М PBS, pH 7,4)/ воздух методом динамической капельной тензиометрии (Tracker, It Concept, France).

Установлено, что МР обладает поверхностной активностью, сравнимой по величине с таковой у ионогенных ПАВ. Ниже условной величины критической концентрации мицеллообразования (ККМ) МР повышает гидрофильность белка, а выше ККМ – повышает его гидрофобность. В исследуемых условиях МР и лизоцим способны конкурировать в процессе адсорбции на границе воздух/вода, о чем свидетельствует увеличение ККМ МР в присутствии лизоцима. Значение ККМ в смеси и концентрация МР, при которой активность лизоцима в присутствии МР достигает максимального значения и сохраняется постоянной при дальнейшем увеличении в широких пределах, практически совпадают. Можно предположить, что самоорганизация МР служит стерике-

ским препятствием для его проникновения в активный центр лизоцима. Поведение адсорбционных слоев как интактного, так и модифицированного лизоцима является «твердообразным». С увеличением концентрации МР наблюдается повышение упругой составляющей комплексного модуля вязкоэластичности и увеличение инкремента его частотной зависимости при практически неизменной величине вязкостной составляющей, что свидетельствует о повышении вязкоэластичности слоев.

Наблюдаемые эффекты могут быть использованы для получения антибактериальных фармакологических препаратов эмульсионного и пенообразного типа с повышенной физической стабильностью и увеличенным сроком действия при более высокой ферментативной активности и расширенной субстратной специфичности.

E-mail: ms_martins@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОГО ДИАПАЗОНА НА МОЛЕКУЛЫ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА

Немова Е. Федоровна, Капралова А. В.,
Институт Лазерной Физики, СО РАН, Новосибирск, Россия

В последнее время лазерное излучение используется повсеместно, однако о биологическом действии и в частности об опасности излучения конкретных диапазонов известно очень мало. В данной работе авторы попытались провести анализ влияния лазеров красного (Ge-Ne), зеленого (Neod) и терагерцового диапазона на биологические макромолекулы на примере бычьего сывороточного альбумина.

В работе использовался лиофилизованный препарат фирмы Sigma. Препарат в виде порошка облучали в течение часа. Спектры поглощения записывали при помощи УФ-спектрофотометра Shimadzu. Полученные УФ спектры показаны на рис.1.

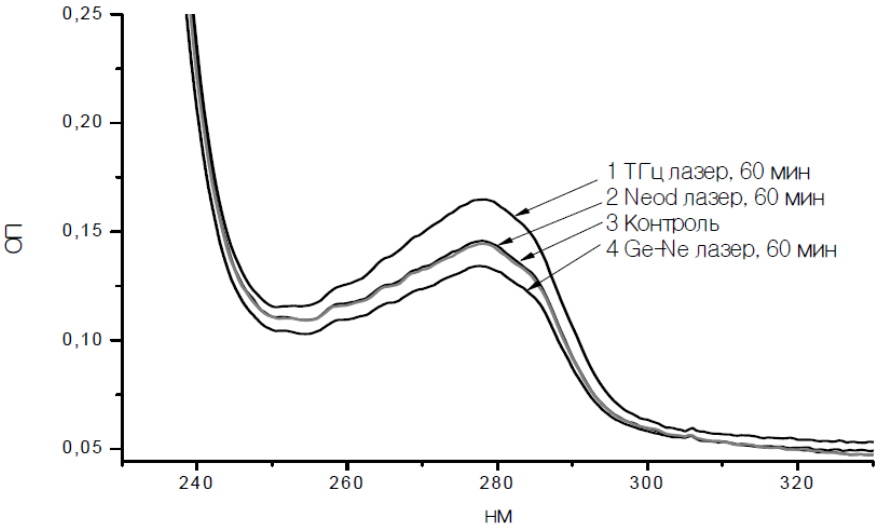


Рис.1,2. Спектры поглощения контрольного и облученных образцов БСА. Цифрами обозначен тип используемого лазера, после типа указано время облучения образца

Из приведенных результатов видно, что зеленый лазер (линия 2 на рис.1.) не оказывает никакого влияния на образец в этом диапазоне, и спектр после облучения практически совпадает с контрольным.

Эти результаты также позволяют говорить, о том, что изменения, индуцированные излучением терагерцового диапазона (линия 1 на рис.1.) и красной области (линия 4 на рис.1.), имеют разнонаправленный эффект. Это может служить доказательством того

факта, что воздействие терагерцового излучения на биообъекты имеет не тепловой характер (в используемом диапазоне мощности излучения).

Ранее, в предварительных опытах нами было показано, что облучение препаратов БСА в терагерцовом диапазоне приводит к некоторым изменениях конформации молекулы белка. Изменения были выявлены методом электронного парамагнитного резонанса при использовании спинового зонда. Эти результаты показывают, что, применяя комплекс современных физико-химических методов, включая радиоспектроскопические, можно выявить эффекты, оказываемые электромагнитным излучением разных спектральных диапазонов, и оценить масштабы биологического действия излучения.

E–mail: endy@ngs.RU

Литература

1. Немова Е.Ф. Федоров В.И. Вестник НГУ. Серия Физика. 2010. Т.5, вып. 4. С. 16-101.

2. Черкасова О.П., Федоров В.И., Немова Е.Ф., Погодин А.С. Оптика и спектроскопия, 2009. Т.107, №4. С. 565-568.

3. Govorun V.M., Tretiakov V.E., Tulyakov N.N., Fleurov V.B., Demin A.I., Volkov A.Yu., Batanov V.A, Kapitanov A.B. Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1991. v. 12, p. 1469-1474.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СВЯЗАННОЙ ВОДЫ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Рубцова Е.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Работа посвящена моделированию поведения кластеров, состоящих из молекул воды, при отличных от абсолютного нуля температурах. На данный момент известно множество структур молекул воды, построенных в рамках модели связанной воды Бульёнкова[1]. Описанные структуры являются устойчивыми при 0К (т.е. энергетически они находятся в локальном минимуме). Простейшим примером является димер, но существуют кластеры из намного большего числа частиц.

Рис.1. Спираль 30/11

Таким образом, рассматриваем структуру, которая является устойчивой при 0 К, а затем моделируем нагревание системы некоторым способом. Моделирование проводилось с использованием потенциала нежёсткой связи F3C[2], в котором геометрия молекулы воды определена двумя связями O-H и одной связью H-O-H.

В ходе работы оценивалось время стабильности (время, в течении которого водородные связи сохраняют свою структуру), а также удельная энергия водородной связи для каждого кластера. Было показано, что конфигурация водородных связей сохраняется при температурах, отличных от 0К. По полученным результатам можно сделать вывод о следующих характеристиках структур: глубина локального минимума, в котором изначально находилась система, и напряжённость системы. Первая из характеристик связана с временем стабильности кластера, вторая – с удельной энергией водородной связи.

Времена стабильностей не являются реальными в связи с ограничениями стабильности, но по ним можно судить о качественной стороне процесса, а также об относительных временах стабильности кластеров. По траекториям и значениям на каждом временном шаге скоростей частиц можно проследить особенности деформации кластеров. Так, например, при нагревании структуры «спираль 30/11» происходит разрыв кластера на половине длины цепочки.

E–mail: ev.rubcova@physics.msu.ru

Литература

1. Лобышев В.И., Соловей А.Б., Бульёнков Н.А.. Компьютерный модульный дизайн параметрических структур воды. Биофизика, 2003, т. 48, вып. 6, с. 1011-1021.

2. YujieWu, Harald L. Tepper. Flexible simple point-charge water model with improved liquid state properties. The journal of chemical physics, 124, 024503, 2006.

ПРОБЛЕМА ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ СВЯЗНОСТИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ БОЛЬШИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Собинов А.Р.[1], Дрижук Д.Д.[1], Параскевов А.В.[2]

[1]Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия, [2]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

При моделировании больших биологических нейронных сетей не существует общего алгоритма задания топологии (т.е. архитектуры межнейронных связей) сети. В большинстве работ из области вычислительной нейронауки, топология нейронной сети задается случайным образом: однонаправленная связь между любыми двумя нейронами создается с вероятностью p. Биологический нейрон обычно имеет один аксон, по которому передаются потенциалы действия (спайки), генерируемые нейроном. Конец аксона разветвляется на терминали, которые образуют связи с другими нейронами через синаптические контакты. Количество m терминалей у аксона нейрона варьируется от нескольких штук до нескольких десятков, обычно $m \sim 10$. Если задавать межнейронные связи указанным выше способом, то в нейросети из N нейронов среднее число $\langle m \rangle$ эффективных терминалей нейрона равно $p \cdot N$ (например, $\langle m \rangle = 50$ при $p = 0.1$, $N = 500$ в [1] и $\langle m \rangle = 100$ при $p = 0.1$, $N = 10^3$ в [2]). Альтернативно, можно задать фиксированное число m терминалей у любого нейрона, а затем для каждой терминали данного нейрона случайным образом выбирать нейрон, с которым она связана. При генерации больших ($N \sim 10^4$ и более) модельных нейросетей, биологически-релевантных по числу (реальных или эффективных) терминалей нейрона (m, $\langle m \rangle \sim 5 \div 10$), возникает некоторое количество нейронов, не имеющих входных связей (т.н., «изолированные» нейроны). Вероятно, что такое же количество нейронов используется *in vivo* для соединения нескольких нейронных подсетей в большую гетерогенную сеть, какой является мозг. Однако, с позиции моделирования динамических коллективных эффектов [3], наличие таких нейронов нежелательно, поскольку может привести к существенному искажению динамики нейросети.

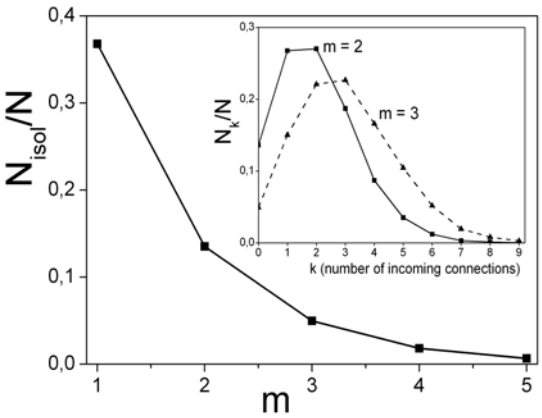


Рис. 1. Доля изолированных нейронов в нейросети как функция числа терминалей (результат один и тот же для различных N, в полном соответствии с формулой в тексте). Вставка: распределение нейронов по количеству входных связей ($N = 10^4$)

В данной работе показано, что в случае равновероятных межнейронных связей (что типично для большинства нейросетевых

моделей, в которых не рассматриваются пространственные координаты нейронов) число изолированных нейронов $N_{isol} = N \cdot exp(-m)$ при $N >> m$. Эта формула проверена в серии численных экспериментов (рис. 1). Отметим, что распределение нейронов в нейросети по количеству входных связей соответствует распределению Пуассона (вставка на рис. 1).

Предложены несколько итеративных алгоритмов генерации топологии нейросети, позволяющих значительно уменьшить долю изолированных нейронов.

E-mail: nishbo@yandex.ru

Литература

1. M. Tsodyks, A. Uziel, H. Markram, J. Neurosci. 20, RC50 (2000)
2. B. Szatma, E. M. Izhikevich, PLoS Comput. Biol. 4, e1000879 (2010)
3. A. Levina, J. M. Herrmann, T. Geisel, Nature Physics 3, 857 (2007); Phys. Rev. Lett. 102, 118110 (2009)

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИНАМИКА БЕЛКОВ В ОКРЕСТНОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Строков С.В., Сванидзе А.В.

Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Механизм функционирования белков является одной из ключевых проблем при изучении жизнедеятельности живых систем. Для его анализа принципиальным является возможность исследования динамики белков и ее изменения при воздействии внешних факторов. В последнее время интерес исследователей привлек низкочастотный диапазон собственных колебаний белков ($\nu < 1000$ ГГц). Это связано с тем, что динамика биополимеров в диапазоне частот от 1 до 1000 ГГц обычно отражает локальные конформационные изменения, т.е. прыжки атомов от одной конфигурации к другой, и коллективные возбуждения. Динамика биополимеров в этом диапазоне частот имеет много общего с динамикой стекол, переохлажденных жидкостей и других конденсированных сред. Например, в колебательном спектре белков обнаружены бозонный пик, быстрые ангармонические движения, подобные быстрой пикосекундной релаксации в стеклах, фрактон и др. Более того, делаются попытки определить температуру динамического (или стекольного) фазового перехода T_g в ряде биополимеров в низкотемпературной области [1]. Все это определяет широкое использование спектроскопических методов изучения низкочастотной динамики белков, и, в том числе, с использованием рассеяния нейтронов.

В данной работе исследования проводились с помощью времяпролетного спектрометра прямой геометрии FOCUS (Швейцария), а в качестве объекта исследования был выбран альфа-лактальбумин. Измерения проводили в диапазоне температур от 100 до 300К. По результатам обработки экспериментальных данных, были построены зависимости динамического структурного фактора от частоты для каждой из температур. Основной интерес для нас представляли результаты экспериментов именно в низкочастотной области колебательного спектра белков. Анализ низкочастотной области $S(Q, \omega)$ подтвердил существование бозонного пика в исследуемом белке. Показано, что частота максимума бозонного пика меняется при изменении температуры. Анализ поведения бозонного пика показывает аномалию, в виде скачкообразного изменения частоты максимума в окрестности динамического фазового перехода.

E-mail: s.strocov@gmail.com

Литература

1. Iben I.E.T., Braunstein D., Doster W., et.al. Glassy behavior of a protein // Phys. Rev. Lett. – 1989. – V. **62**. – № 16. – P. 1916-1919.

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ИНГИБИТОРОВ ФАКТОРА ХАГЕМАНА

Тарасовец Е.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Изучение системы свертывания крови необходимо для эффективной диагностики нарушений свертываемости с целью профилактики, раннего выявления и лечения заболеваний. Результатом работы каскада биохимических реакций свертывания является фибриновый сгусток, препятствующий потере крови при повреждении сосуда. В каскаде реакций плазменного свертывания выделяют 2 пути активации – внешний и внутренний. В данной работе рассматривается активация системы по внутреннему пути, активирующемуся при контакте плазмы крови с любой чужеродной поверхностью. Основной белок контактной фазы внутреннего пути свертывания - фактор Хагемана (фактор XII).

Контактная система свертывания не имеет выраженного физиологического значения. Однако при имплантации в организм больного различных аппаратов от их поверхности может активироваться контактное свертывание, что ведет к образованию тромбов. Кроме того, при проведении коагулологических тестов во время забора крови происходит ее вынужденный контакт с чужеродными поверхностями (игла, стенки пробирки), активируя контактное свертывание. Это порождает необходимость специфичного подавления контактной фазы свертывания, а именно фактора Хагемана. На сегодняшний день существует ряд специфичных ингибиторов фактора Хагемана.

Целью данной работы является создание системы характеризации активности и специфичности ингибиторов фактора Хагемана на примере наиболее распространенного в лабораторной практике белкового ингибитора CTI (corn trypsin inhibitor), выделенного из зерен кукурузы [1], [2]. Этот белок был впервые выделен в 1980 г. [4], а рекомбинантный CTI был получен в 1998 г. [3].

Для исследования суммарной активности факторов внутреннего пути свертывания используется тест АЧТВ (активированное частичное тромбопластиновое время). АЧТВ, измеренное нами для плазмы здоровых доноров, составило 47.9±0.8 с, при добавлении разных концентраций CTI время свертывания увеличивалось, составив 275±10 с при концентрации CTI 300 мкг/мл (рис.1), что согласуется с литературными данными [5].

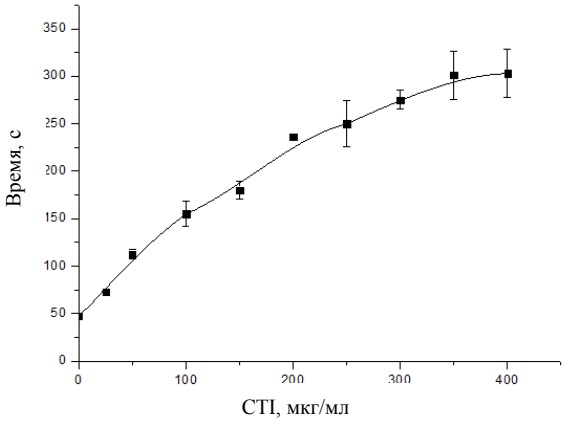


Рис. 1. Зависимость АЧТВ от концентрации добавленного CTI

Одним из способов оценки специфичности ингибиторов контактной фазы свертывания является измерение ПВ (протромбинового времени). Это стандартный тест, определяющий время образования фибринового сгустка при активации свертывания по внешнему пути. Время свертывания не изменяется при добавлении в плазму специфичного ингибитора фактора Хагемана. Действительно, ПВ, измеренное нами для плазмы здоровых доноров, составило 17.4±1.2 с, при добавлении 200мкг/мл CTI

18.2±1.3 с (данные не показаны).

С помощью тестов АЧТВ и ПВ нельзя узнать, с каким именно фактором свертывания связывается ингибитор, и определить параметры этого связывания. Колориметрические методы позволяют определить специфичность и активность ингибиторов. Использование

хромогенных и флуорогенных субстратов позволяет определить протеолитическую активность отдельных компонентов плазменного гемостаза, а также активность и специфичность их ингибиторов. Эти субстраты представляют собой небольшой пептид, соединенный с хромогеном или флуорогеном. При расщеплении субстрата протеазой происходит отщепление хромогенной или флуорогенной метки и меняются оптические свойства среды. По изменению оптической плотности определяют активность протеазы и скорость реакции в отсутствии и в присутствии ингибитора. При помощи описанного метода мы определили константу связывания IC50 (концентрацию ингибитора, при которой активность фермента падает в 2 раза) для CTI - 23 ± 3 нМ (рис. 2).

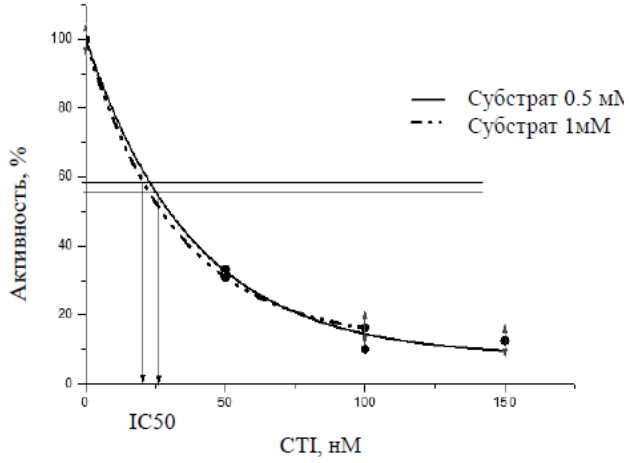


Рис. 2. Зависимость активности фактора Хагемана (относительной начальной скорости реакции расщепления хромогенного субстрата фактором Хагемана) в относительных единицах от концентрации CTI при двух концентрациях хромогенного субстрата 0.5 и 1 мМ

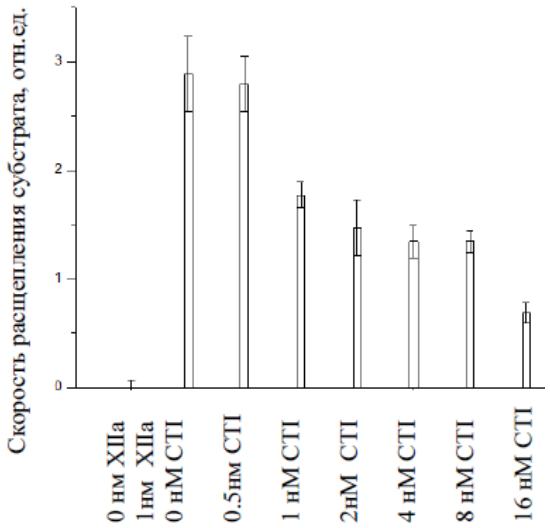


Рис. 3. Зависимость скорости расщепления флуорогенного субстрата от концентрации CTI

В ходе нашей работы было выяснено, что колориметрический метод с использованием хромогенного субстрата не обладает достаточной чувствительностью для определения константы ингибирования CTI. С помощью же флуорогенного субстрата можно достоверно фиксировать ингибирование CTI фактора Хагемана, взятого в очень малой концентрации (1нМ) (рис. 3). В дальнейшем мы планируем определить константу ингибирования CTI при помощи колориметрического метода с флуорогенным субстратом.

katya_tarasovec@mail.ru

Литература

1. Chong G. L, Reeck G.R: Interaction of trypsin, B-factor XIIa, and plasma kallikrein with trypsin inhibitor isolated from barley seeds: a comparison with the corn inhibitor of activated Hageman factor. Department of Biochemistry, Kansas State University

Manhattan, Kansas 1987

2. Halim A. H, Mitchell H. L, Wassom C. E: Trypsin Inhibitors of Corn. Departments of Agronomy and Biochemistry Kansas State University, Manhattan, Kansas 1973

3. Hazegh-Azam M, Kim S. S, Masoud S, Andersson L, White F, Johnson L, Muthukrishnan S, Reeck G: The Corn Inhibitor of Activated Hageman Factor: Purification and Properties of Two Recombinant Forms of the Protein. Department of Biochemistry and Department Plant Pathology, Kansas State University, Manhattan, Kansas. 1997

4. Hojima Y, Pierce J.V, Pisano J.J: Hageman factor fragment inhibitor in corn seeds: purification and characterization. Thrombosis Res**.,** 1980.

5. Rand M.D, Lock J. B, Veer C, Gaffney D. P, Mann K. G: Blood Clotting in Minimally Altered Whole Blood., 1996.

КЛОНИРОВАНИЕ И ЭКСПРЕССИЯ РЕКОМБИНАНТНОГО ИНГИБИТОРА ТРИПСИНА ИЗ КУКУРУЗЫ В РАСТВОРИМОЙ ФОРМЕ В *E.COLI*

Трубецков М.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Ингибитор трипсина из кукурузы, или CHFI (corn Hageman factor inhibitor), является эффективным и специфичным ингибитором активированного фактора свертывания крови XII. Это делает его перспективной кандидатурой для подавления свертывания *in vitro* и *in vivo* и использования в соответствующих исследованиях [1, 2].

При экспрессии в *E.coli* CHFI выпадает в осадок, формируя тельца включения. Рефолдинг позволяет получить активный белок, но приводит к значительным потерям CHFI (до 90%). Одним из самых эффективных методов получения растворимых форм белка является создание гибридных конструкций с белком тиоредоксин (Trx) [3]. Целью работы является получение гибридного белка Trx-CHFI в клетках *E.coli* и проверка его растворимости при экспрессии.

Для клонирования и экспрессии был использован вектор pET-28a (Novagen, USA). Ген Trx и CHFI сшивали с помощью ПЦР так, чтобы Trx находился на N-конце белка при экспрессии. Полученный ген клонировали по сайтам BamHI и HindIII, трансформировали в клетки *E.coli* Rosetta pLysS. Отбор клонов проводился с помощью ПЦР со специфичными к гену CHFI праймерами. В положительных клонах проводили экспрессию гибридного белка. Успешную экспрессию оценивали по электрофорезу. Растворимость проверяли стандартными методами.

В результате работы была создана генетическая конструкция pET-28a – Trx-CHFI. В положительных клонах при экспрессии синтезировался белок массой в 39 kDa, что соответствует теоретическим расчетам для полученной конструкции. Получено, что при оптимальной для E.coli температуре Trx-CHFI образует преимущественно растворимую форму. Результаты работы показывают, что создание генетических конструкций с использованием белка тиоредоксина существенно улучшает экспрессию белка, позволяя получать его в растворимой форме, тем самым открывая исследователю возможность правильной экспрессии эукариотических белков в клетках *E.coli*.

E-mail: trubetskov.mikhail@gmail.com

Литература

1. Hojima, Y. (1980) Hageman factor fragment inhibitor in corn seeds: purification and characterization // *Thromb Res. 20(2): 149-62.*

2. Hazegh-Azam, M. (1998) The Corn Inhibitor of Activated Hageman Factor: Purification and Properties of Two Recombinant Forms of the Protein // *Protein Expression and Purification Vol. 13, Issue 2, 143-149.*

3. Austin C. (2003) Novel approach to obtain biologically active recombinant heterodimeric proteins in Escherichia coli // *J Chromatogr B Analyt Technol Biomed Life Sci. 2003 Mar 25;786(1-2):93-107.*

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ И ОПТИЧЕСКАЯ ПЛОТНОСТЬ ВЫРАЩЕННОЙ ПРИ РАЗНЫХ РЕЖИМАХ ОСВЕЩЕНИЯ КУЛЬТУРЫ ЗЕЛЕНЫХ ВОДОРОСЛЕЙ SCENEDESMUS QUADRICAUDA

Харчева А.В. [1], Хунджуа Д.А. [2], Пукальчик М.А. [3]

МГУ им. М.В. Ломоносова, [1,2] физический факультет, [3] факультет почвоведения, Москва, Россия

Для быстрой диагностики функционального состояния фотосинтезирующих организмов успешно используются методы детектирования флуоресценции хлорофилла in

vivo. Флуоресценция хлорофилла в клетках растений имеет два характерных максимума на длинах волн 685 и 740 нм. В научной литературе считается, что отношение интенсивностей этих двух пиков зависит от общего содержания хлорофилла [3], видового различия растений, влияния антропогенного воздействия на растения и других факторов [1-2].

В работе ставилась задача выявить связь оптической плотности, интегральной по спектру интенсивности флуоресценции хлорофилла и отношения интенсивностей на длинах волн 685 и 740 нм с концентрацией клеток культуры Scenedesmus quadricauda. Эта культура зеленых ценобиальных протококковых водорослей широко используется в задачах биотестирования. Культивирование водорослей проводили при температуре 20-24^{o}C в люминостате с освещенностью 4000 люкс, как при постоянном освещении, так и с периодическим выключением освещения каждые сутки на 8 ч («переменное освещение»). Культуры разбавляли питательной средой для получения образцов с различной концентрацией клеток. Спектры оптической плотности и люминесценции измеряли с помощью спектрофотометра Unico и флуориметра Solar CM 2203.

Для спектров оптической плотности были получены различия для суспензий клеток, выращенных при разных режимах освещения. При одинаковой концентрации клеток значения оптической плотности на длине волны 475 нм для культуры, выращенной при постоянном освещении, превышают в 2,5 раза такие же значения для культуры, выращенной при переменном освещении. Интегральная интенсивность флуоресценции хлорофилла пропорциональна как концентрации клеток, так и значениям оптической плотности пробы. Пропорциональная зависимость наблюдается как для разных длин волн возбуждения (475 и 620 нм) клеток одной культуры, так и для культур, выращенных при разных режимах освещении. Однако коэффициент пропорциональности во всех этих случаях различен. Отношение интенсивностей флуоресценции хлорофилла на длинах волн регистрации 685 и 740 нм практически не зависит от концентрации пробы и от светового режима выращивания водорослей. Было получено, что для клеток культуры Scenedesmus quadricauda оно равно 3,1 ± 0,1.

Email:[1]harcheva.anastasiya@physics.msu.ru, [2]dasha.ok@list.ru,
[3]pukalchik.maria@gmail.com

Литература

1. Агеев Б.Г., Зотикова А.П., Капитанов В.А., Климкин А.В., Климкин В.М, Макагон М.М., Матвиенко Г.Г., Понамарев Ю.Н., Фатеева Н.Л. Комплексный стенд оптической диагностики биосистем // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т.20. № 1. С. 90 – 95.

2. Фатеева Н.Л., Климкин А.В., Бендер О.В., Зотикова А.П., Ямбуров М.С. Исследование лазерно-индуцированной флуоресценции хвойных и лиственных растений при азотном загрязнении почвы // Оптика атмосферы и океана. 2006. Т.19, № 2-3. С. 212–215.

3. Saito R., Kawahara T. D., Nomura A., Satomi T. Development and performance characteristics of laser-induced fluorescence imaging lidar for forestry applications // Forest Ecology and Management. 2000. V.128. P. 129–137.

ГЕОФИЗИКА

Председатель:
проф. Максимочкин Валерий Иванович

Зам. председателя:
доц., к.ф.-м.н. Илюшин Ярослав Александрович,
с.н.с., к.ф.-м.н. Будников Андрей Александрович,
м.н.с. Потанина Мария Георгиевна

Поздравляем победителей!

I место

Барбанова Е.С. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

II место

Перескок Д.С. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Шлычков Д.С. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

III место

Целебровский А.И. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМЫ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ АПВЕЛЛИНГЕ

Барбанова Е. С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Роль течений, обусловленных апвеллингом, в динамике озер и морей не ограничивается подъемом глубинных вод. При наличии движений вод иной природы влияние апвеллинговых потоков приводит к формированию систем стратифицированных течений, прогноз развития которых возможен лишь с учетом их взаимодействия. Изучение таких явлений направлено на решение как фундаментальных, так и прикладных задач, поскольку подобные системы течений могут существенно влиять на распределения примесей в водоемах и на развитие водных экосистем.

В данной работе представлены результаты исследований эволюции системы течений, включающей потоки, вызванные апвеллингом, волновые течения сейшевой природы и плотностные потоки в Волховской губе Ладожского озера. Приведены и сопоставлены с теоретическими распределения параметров течений и состава воды по глубине и во времени. Рассмотрены выявленные закономерности преобразований профилей этих характеристик и эволюции распределения коэффициента турбулентного обмена по глубине и во времени. Предложена методика расчета профиля турбулентной вязкости для системы течений с потоками, обусловленными апвеллингом.

Анализируемые результаты, по которым проверяются методы математического моделирования течений и переноса примесей, получены при участии автора в комплексных измерениях параметров течений и состава воды на Ладожском озере в августе 2011 года. Исследования проводились с применением многопараметрического зонда RCM-9 (Aanderaa) и других измерителей для регистрации вертикальных распределений скорости течения, температуры воды, концентраций взвеси и кислорода, а также электропроводности воды. Выполнялись многочасовые серии зондирований на срочных станциях, положение которых выбиралось по результатам плановой съемки по всей акватории юго-восточной части залива.

Основные результаты сводятся к следующим.

1. Обнаружено, что почти на всех рассмотренных вертикалях в придонном слое преобладал апвеллинг в виде холодного потока вверх по склону к верховьям залива, что вызвано сгонно-нагонным процессом.

2. Выявлена вихреволновая компонента скорости течения в апвеллинге, которая усиливалась сразу за его фронтальной зоной и приводила к появлению холодных прозрачных линз в приповерхностном слое.

3. Установлено, что зарегистрированный процесс апвеллинга обеспечивал очищение вод губы при умеренном ветре. Показано, что в период исследований взвеси приповерхностного слоя могли распространяться в открытое озеро, тогда как придонные взвеси, преимущественно, оседали на выходе из залива.

4. Предложена версия математической модели обнаруженной системы течений с учетом преобразований профилей коэффициента турбулентного обмена во времени, изменений тонкой структуры поля плотности воды и распределения масштаба турбулентности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (11-05-01146).

era117@yandex.ru

ГЛУБИННОЕ СТРОЕНИЕ ЛАККОЛИТА БЕШТАУ (ПЯТИГОРСКИЙ ВУЛКАНИЧЕСКИЙ ЦЕНТР)

Жостков Р.А.[1] , Дударов З.И.[2], Долов С.М.[2] Данилов К.Б.[3]

1 – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук,
2 – Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования. Кабардино-Балкарскийгосударственныйуниверситет им. Х.М. Бербекова,
3 – Институт экологических проблем Севера Уральского отделения Российской академии наук

Пятигорские лакколиты демонстрируют заметное кольцевое расположение тектонических и петро-геохимических признаков, проявляющихся и в особенностях строения гидротермальной системы Кавказских Минеральных Вод как непосредственные и закономерные элементы системы более высокого порядка, а именно, флюидно-магматической системы вулканического центра.

Показано, что такое расположение хорошо аппроксимируется системой концентрических изолиний, образующих в общем изометричную фигуру с центром, расположенным, примерно, в 10 км к западу от вершины Бештау над зоной перегиба поверхности мантии, а концентрация гидрокарбонатов в центре аномального участка превышает концентрацию их на периферии в шесть раз. На основе данных петро-геохимических и геологических исследований проанализирована действующая гидротермальная система с очевидными чертами ювенильного происхождения, длительность существования которой измеряется, по меньшей мере, первыми миллионами лет.

Представлены результаты профильных геофизических исследований лакколита Бештау (Пятигорский вулканический центр), которые были выполнены летом 2011 года с применением метода низкочастотного микросейсмического зондирования. Построен вертикальный геофизический разрез до глубины 30 км с использованием модифицированного алгоритма обработки первичных данных, что позволило улучшить результаты расшифровки и в последующей интерпретации более детально оконтурить глубинные геологические структуры.

Таким образом, выявлены связи гидрохимических свойств Кавказских Минеральных Вод со структурными и петро-геохимическими особенностями строения флюидно-

магматической системы Пятигорского вулканического центра и тем самым доказана принадлежность КМВ к гидротермальному элементу этой системы.

Получены новые данные о глубинном строении лакколита Бештау и выполнена их совместная интерпретация с более ранними данными геолого-геофизических и петрогеохимических исследованиями.

E-mail: shageraxcom@yandex.ru

Литература

1. Горбатиков А.В. Пат. РФ №2271554 // Бюл. Изобр. 2006, №7.

2. Данилов К.Б. Адаптация метода микросейсмического зондирования для выделения кимберлитовых трубок взрыва на территории Архангельской области // Вестник Поморского университета. Серия: Естественные и точные науки, 2010, № 4.

3. Масуренков Ю.П., Собисевич А.Л. Современная флюидно-магматическая система Пятигорского вулканического центра // ДАН (Геофизика). 2010. Т. 435. № 6. С. 815 – 820.

ОБЛАКА МУТНОСТИ В СИСТЕМАХ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ

Перескок Н.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Облака мутности – области в морях, озерах и водохранилищах, которые отличаются от окружающих вод повышенной концентрацией взвеси. Это широко распространенное явление, которое часто наблюдается в турбулентных стратифицированных течениях при их взаимодействии с другими потоками, а так же с крупномасштабными вихрями и внутренними волнами. Такие сочетания гидродинамических эффектов типичны для систем стратифицированных течений. Под системой стратифицированных течений понимается совокупность потоков, развивающихся на разных глубинах от поверхности до дна и взаимодействующих между собой. Входящие в эти системы придонные, приповерхностные течения и струи активно изучаются для решения проблем геофизической гидродинамики и задач, связанных с ее практическими приложениями. Среди важнейших прикладных задач выделяется разработка методов прогноза качества воды.

Несмотря на важность прогноза развития облаков мутности с учетом порождающих их процессов, теория этих явлений остается недостаточно развитой. Такое положение обусловлено как сложностью механизмов отдельных процессов, так и спорадичностью появления облаков. Решение данной проблемы возможно лишь при сочетании натурных исследований, статистического анализа результатов измерений и математического моделирования. В связи с этим цели данной работы были сформулированы следующим образом: выявление закономерностей формирования и развития облаков мутности в системах стратифицированных течений; оценка влияния облаков мутности на распределение характеристик состава воды; разработка методов расчета параметров облаков мутности.

Основные результаты исследований сводятся к следующим:

1. Выявлено 120 облаков мутности в различных системах стратифицированных течений по данным измерений на 7 полигонах.

2. Получены распределения характеристик облаков по их размерам и частоте появления. Выделены диапазоны наивероятнейших параметров облаков.

3. Получена обобщенная зависимость относительного вертикального размера облаков мутности от гидродинамической устойчивости течения. Установлено, что

а) для облаков мутности в струях имеет место рост толщины облака с увеличением устойчивости течения;

б) для облаков в придонном течении и других зонах вне струй выявлена спадающая зависимость от устойчивости течения в облаке.

4. Выявлена пропорциональность размера облака и соотношения устойчивостей придонного потока и течения в облаке.

5. Установлено, что вертикальная компонента турбулентной энергии в облаках, находящихся в придонном потоке и над ним, экспоненциально возрастает с увеличением динамической скорости. Это подтверждает гипотезу о формировании облаков мутности под влиянием вихреобразований, генерируемых у дна.

6. Выявлено (путем численного моделирования и анализа данных измерений), что к числу факторов, вызывающих появление облаков мутности, относятся а) повышение толщины придонного пограничного слоя и б) локальное повышение вертикальной компоненты средней скорости течения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-05-01146).

E-mail: teleskop1661@yandex.ru

ТЕРМОНАМАГНИЧЕННОСТЬ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Иванов А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Для изучения эволюции древнего геомагнитного поля применяется палеомагнитный метод [1]. Он основан на том, что по современной естественной остаточной намагниченности горных пород можно судить о направлении и величине древнего поля, в котором они образовывались. Так как первичная остаточная намагниченность изверженных горных пород имеет термоостаточную природу (TRM), то в методах оценки древнего поля используется сравнение величины и стабильности естественной остаточной намагниченности с термоостаточной намагниченностью, образованной в лаборатории.

Формирование намагниченности интрузивных и некоторой части эффузивных пород происходит при воздействии тектонических напряжений [2,3,4]. Изучение характера этого влияния может повысить достоверность выводов о древнем магнитном поле, основанных на изучении свойств естественной остаточной намагниченности, а также позволит судить о перераспределении механических напряжений в земной коре по изменению аномального геомагнитного поля.

Были проведены эксперименты по образованию термоостаточной намагниченности на образцах подводных базальтов, находящихся под воздействием квазивсестороннего сжатия. Такая намагниченность обозначена TRMp. Также исследовалась стабильность термоостаточной намагниченности, образованной под повышенным давлением к воздействию квазивсестороннего сжатия.

Проведено сравнение результатов эксперимента с теорией в рамках модели двухдоменного зерна [6] по следующей формуле:

$$\frac{I_{rT\sigma}}{I_{rT}} \approx 1 + 0{,}185\frac{2q-1}{q}\sigma\frac{2\lambda_{100}+\lambda_{111}}{K_1} \quad (1)$$

Здесь $I_{rT\sigma}$- термоостаточная намагниченность, созданная и измеренная под давлением, I_{rT}- TRM, созданная и измеренная при атмосферном давлении, q – параметр модели, приближенно равный в рассматриваемом случае 2, σ- величина прилагаемых напряжений в Па, λ_{100} и λ_{111}- постоянные магнитострикции образца, K_1- константа магнитной анизотропии. Постоянные магнитострикции и магнитной анизотропии были оценены

по литературным данным [7], исходя из измеренных точек Кюри. Результаты оценок приведены в таблице.

Таблица. Рассчитанные константы магнитострикции (λ_{100} и λ_{111}) и константы магнитной кристаллографической анизотропии (K_1). А также коэффициент $\frac{2\lambda_{100}+\lambda_{111}}{K_1}$

Образец	T_C, ^{0}C	λ_{100}, 10^{-6}	λ_{111}, 10^{-6}	K_1, 10^4Дж/м^2	$\frac{2\lambda_{100}+\lambda_{111}}{K_1}$
П72-6/5	211	150	94	-0,89	-4,40E-08
ББ51-25/3	78	220	87	-0,25	-2,10E-07

Сравнение результатов теоретического расчета и эксперимента показаны на рисунке.

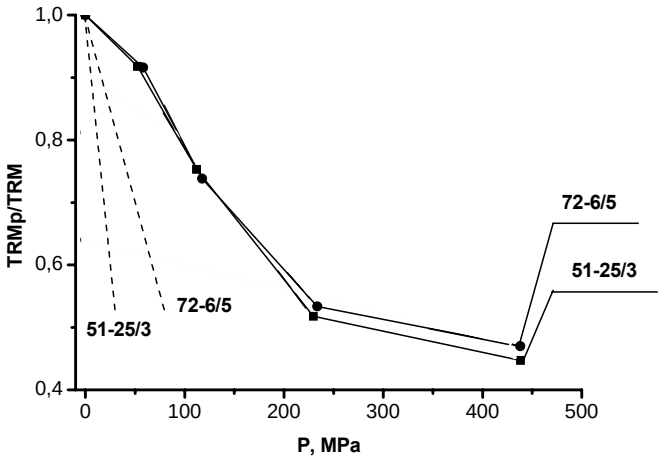


Рис. 1. Зависимость TRMp(p) для образца П72-6/5. Пунктиром нанесена теоретическая оценка.

Видно, что наблюдается расхождение результатов теоретического расчета и эксперимента. Возможно, это связано с тем, что формула (1) получена для случая одноосного сжатия, в то время, как эксперимент проводился при квазивсестороннем сжатии, оценки постоянных магнитострикции и магнитной анизотропии тоже имеют существенную погрешность. Стоит отметить, что на экспериментальной кривой заметен практически линейный участок до давлений примерно в 200 МПа.

Для образца 51-25/3 был получен график, аналогичный рис.1, отклонение теории от эксперимента больше, чем для П72-6/5, это, вероятно, связано с тем, что оценки констант магнитострикции и магнитной анизотропии проводились для 51-25/3 путём экстраполяции литературных данных (для П72-6/5 – путём интерполяции). Экспериментальные графики $I_{rTp}(P)$ для образцов практически совпадают.

На основе проведенных исследований, анализа результатов и сравнения с теорией были сделаны следующие выводы:

Величина термоостаточной намагниченности, образованной под давлением монотонно падает с ростом давления приложенного к образцу во время образования намагниченности. После снятия давления намагниченность частично восстанавливается. Данные эффекты качественно согласуются с теоретическими оценками в модели двухдоменного зерна [6].

Влияние давления на образование термоостаточной намагниченности не зависит от точки Кюри титаномагнетита исследованных базальтов в интервале $T_C = (78 – 211)^oC$.

E–mail: aa.ivanov@physics.msu.ru

Литература

1. Шебунин Е. И. Влияние напряжений на остаточную намагниченность насыщения подводных базальтов.

2. Валеев К. А., Абсалямов С. С. Магнитные свойства ансамбля мелких частиц магнетита в условиях высоких давлений и температур. Физика Земли. №3. 1983г. с.103-107.

3. Максимочкин В.И., Якупова А.М. Влияние сдвиговой деформации на магнитные минералы базальтов. Физика Земли, 2003. №5, с.60-64.

4. Максимочкин В.И. Термонамагничивание горных пород в условиях высоких давлений. Физика Земли. 1995г. №9.с.49-56.

5. Валеев К.А., Максимочкин В.И. Термоостаточная и индуктивная намагниченности магнетита и горных пород при квазивсесторонних давлениях до 400 МПа. Физика Земли. 1988г. №2. с.106-112.

6. Хасанов Н. А., Максимочкин В. И., Валеев К. А. Двухдоменная модель влияния давления на образование термоостаточной намагниченности. Физика Земли, 1999. №6, с. 82-88.

7. Трухин В. И., Гаранин В. К., Жиляева В. А., Кудрявцева Г. П. Ферримагнетизм минералов. М.: Издательство Московского Университета, 1983, 96 с.

УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КОНВЕКЦИИ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА В АТМОСФЕРЕ

Полянская Н.Е.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

Одними из наиболее важных элементов динамики атмосферы Земли являются процессы фазовых превращений атмосферной влаги. Выделение и поглощение теплоты ее фазовых переходов существенным образом влияет на атмосферные гидродинамические процессы, формируя условия их протекания. Особенно большое значение конвективные процессы в насыщенном влажном воздухе приобретают в тропических циклонах, энергетика которых в значительной степени обусловлена выделением теплоты фазовых переходов влаги.

Свободная конвекция – очень сложный и далеко еще не изученный до конца процесс. Очень сложен он в атмосфере, материи и ядре Земли. Это связано с огромными их размерами, вращением Земли и сложными тепловыми и плотностными полями внешних оболочек и внутренних областей планеты.

Движение воздушной частицы в стационарном состоянии для конвекции влажного воздуха описывается системой уравнений:

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho_e}\frac{\partial p}{\partial x}, \tag{1}$$

$$u\frac{\partial w}{\partial x}+w\frac{\partial w}{\partial z}=g\left(\alpha\Delta_0 T+\beta\Delta s_0-\left(\alpha\Delta\gamma-\beta b\right)\cdot z\right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial z}=0. \tag{3}$$

Для условия неглубокой конвекции можно ввести можно ввести функцию тока ψ:

$$u=-\frac{\partial\psi}{\partial z},\quad w=\frac{\partial\psi}{\partial x}. \tag{4}$$

Подставляя выражения для функции тока в уравнения (1) и (2), получаем решение уравнений конвекции в стационарном состоянии для влажного воздуха:

$$\frac{\partial\psi}{\partial z}\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z}-\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=-\frac{1}{\rho_e}\frac{\partial p}{\partial x}, \tag{5}$$

$$-\frac{\partial\psi}{\partial z}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial^2\psi}{\partial z\partial x}=g\left(\alpha\Delta\gamma-\beta b\right)\left(z_\rho-z\right). \tag{6}$$

Графики функции линии тока при следующих параметрах: $\alpha = \frac{1}{T_0}$, $T_0 = 273\text{К}$, $\beta = 0{,}608$, $\gamma = 6{,}5\cdot 10^{-3}\ ^\circ\text{С}/\text{м}$, $\gamma_\text{а} = 9{,}8\cdot 10^{-3}\ ^\circ\text{С}/\text{м}$, $u_0 = 1\text{м}/\text{с}$, при стремлении градиента массовой доли водяного пара к критическому значению $b_\text{cr} = 2\cdot 10^{-5}$.

$$b = 1{,}80\cdot 10^{-5}\text{м}^{-1} \qquad b = 1{,}85\cdot 10^{-5}\ \text{м}^{-1}$$

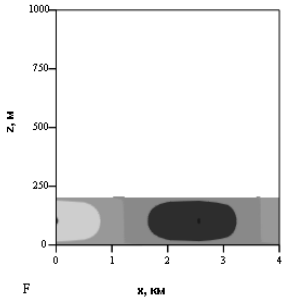


Рис. 1

$b = 1{,}88\cdot 10^{-5}\ \text{м}^{-1}$

Из графиков видно, что, чем ближе градиент массовой доли водяного пара принимает значение к критическому, тем выше становится размер возникновения конвекции.

Из условия $w = 0$ для уровня конвекции получили известный из одномерной адиабатической модели конвекции влажного воздуха результат:

$$z_w = 2z_\rho = 2\frac{\alpha\Delta_0 T + \beta\Delta s_0}{(\alpha\Delta\gamma - \beta b)}. \qquad (7)$$

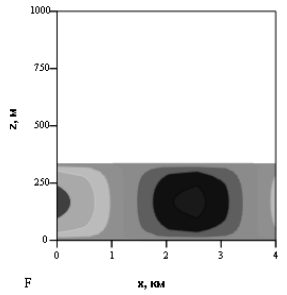


Рис. 2

$b = 1{,}9\cdot 10^{-5}\ \text{м}^{-1}$

Выражение для модуля скорости влажного воздуха:

$$c = \frac{\sqrt{g(\alpha\Delta\gamma - \beta b)}}{k}\sqrt{\frac{(z_\rho - z)^2}{[z(2z_\rho - z)]}\cos^2 kx + k^2 z(2z_\rho - z)\sin^2 kx}.$$

График распределения скорости влажного воздуха:

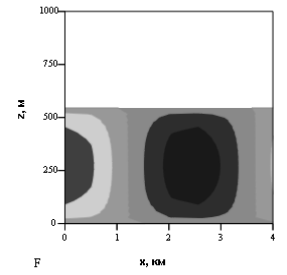


Рис. 3

Из графика видно, что распределение скорости для влажного воздуха имеет ячеистую структуру.

С учетом выражения для длины волны получаем выражения для определения горизонтального размера области возникновения конвекции для влажного воздуха $D = \lambda/2$:

$$D = \frac{\pi u_0}{\sqrt{g(\alpha\Delta\gamma - \beta b)}}. \qquad (8)$$

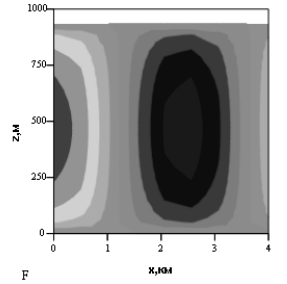


Рис. 4

Оценим область возникновения конвекции во влажной атмосфере при следующих значениях параметров:

$\gamma_\text{а} = 9{,}8\ ^\circ\text{С}/\text{км}$, $\gamma_\text{А} = 34{,}2\ ^\circ\text{С}/\text{км}$, $\gamma = 6\ ^\circ\text{С}/\text{км}$, $g = 9{,}8\ \text{м}/\text{с}^2$, $\alpha = 1/T_0 = 3{,}66\cdot 10^{-3}\ \text{K}^{-1}$, $\Delta_0 T = 5\ ^\circ\text{С}$, $\beta = 0{,}608$, $b = 1\cdot 10^{-5}\ \text{м}^{-1}$.

Получаем $D \cong 1{,}8\ \text{км}$. Таким образом, видно, что большое влияние на размер области возникновения конвекции оказывает массовая доля и ее градиент во влажной атмосфере.

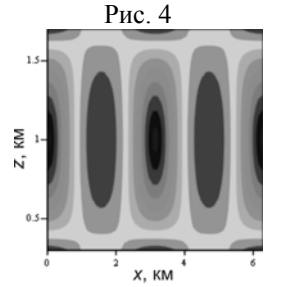


Рис. 5 График распределения скорости

Работа выполнена под научным руководством проф. Закиняна Р.Г.

E – mail: ninochka841@mail.ru

Литература

1. Алексеев В.В., Гусев А.М. Свободная конвекция в геофизических процессах. //Успехи физических наук, 1983, Т. 141, вып. 2, С. 311 – 342.

2. Семенченко Б.А. Физическая метеорология / Б.А. Семенченко. – М.: Изд-во МГУ, 2002. – 416 с.

ОЦЕНКА ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛУННЫХ ПРИЛИВОВ НА ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Рубай Д.В.

Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых, Росия

На физическом экспериментальном полигоне Владимирского государственного университета создана система многоканального синхронного мониторинга, отслеживания, хранения и обработки информации по электрическому и магнитному полю приземного слоя атмосферы с метеоданными.

Основной задачей является обнаружение воздействия лунных гравитационных приливов на геомагнитное поле пограничного слоя атмосферы. Такая задача решается с помощью методов спектрального оценивания с использованием больших временных рядов (годы непрерывных регистраций), так как мы имеем дело с частотным диапазоном $10^{-5} – 10^{-7}$ Гц и необходимой разрешающей способностью 10^{-7} - 10^{-9} Гц [1].

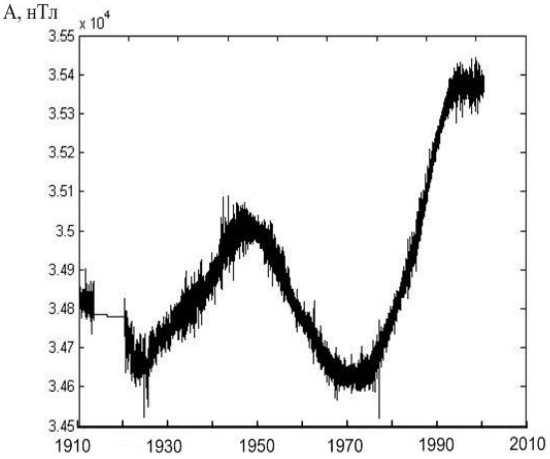


Рис. 1 – Пример базы данных по геомагнитной станции Какиока, компонента Z, 01.08.1913-31.07.2006

В геомагнитном поле приземного слоя атмосферы по большим массивам экспериментальных данных (рисунок 1) геомагнитных станций, расположенных на побережье Японии, Какиока (1913-2006 гг.) и Мемамбецу (1950-1999 гг.) благодаря достигнутой высокой разрешающей способности по частоте удалось выделить близкие по частоте приливы P1 и S1, выявлена годичная модуляция на термических солнечных приливах S1, S2, S3, S4.

Осуществлен расчет возмущений геомагнитного поля, вызванного приливами в ионосфере с изотропной и анизотропной проводимостью. По результатам разработанной на данном этапе модели оценка амплитуды геомагнитного поля на частотах солнечных приливов должна составлять (6 – 20) нТл, на частотах лунных приливов (0,18 – 1) нТл.

Пример результатов корреляционно-спектральной обработки (рисунок 2) данных геомагнитного поля по разнесенным в пространстве станциям с помощью программы корреляционно-квадратурного приемника дали: на частотах солнечных приливов (2 – 7) нТл, на частотах лунных приливов (0.004 – 0,4) нТл. Отношение сигнал/шум на частотах солнечных приливов составило (5-8), а на частотах лунных приливов (2-3), что говорит о недостоверном обнаружении лунных гравитационных приливов в геомагнитном поле с помощью спектрального анализа исходных временных рядов [1,2].

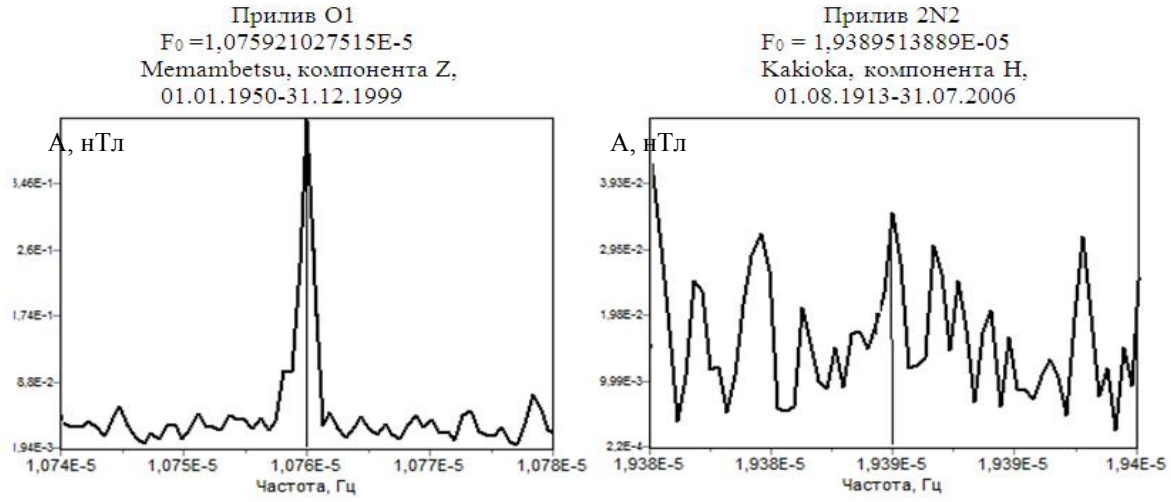


Рисунок 2 – Примеры результатов корреляционно-спектральной обработки

Работа осуществляется при поддержке гранта РФФИ 11-05-97518, ФЦП № 14.740.11.0407, ФЦП № 16.740.11.0185 и ГЗ № 5.2971.2011.

E-mail: gratish@yandex.ru

Литература

1. Грунская, Л. В. Солнечные и лунные приливы в геомагнитном поле/Л. В. Грунская, В. Н. Морозов, А. А. Закиров, Р. В. Рубай, Д. В. Рубай// Известия вузов. Физика. №2. – 2011. – с. 8–19

2. Грунская, Л. В. Лунно-солнечные приливы в геомагнитном поле/Л.В. Грунская, Д.В. Рубай // Тр. 9-й Междунар.науч.-техн. конф. «Физика и радиоэлектроника в медицине и экологии». – Владимир, 2010. – с. 505-507.

К РАСЧЕТУ СКОРОСТИ ВЕТРА ВДОЛЬ ПАРАЛЛЕЛИ В СТАЦИОНАРНОМ СЛУЧАЕ

Семенова Ю.А.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

На данный момент проблема прогнозирования скорости ветра все еще остается актуальной проблемой физики атмосферы [1].

В работе приводится решение уравнения Навье–Стокса для расчета скорости ветра в мезомасштабных процессах. Оценка влияния силы Кориолиса на вихревые движения протяженностью порядка 10 и 1000 км, показала, что характерное время процессов составляет 15 минут и 25 часов соответственно. Таким образом, при рассмотрении вихревых движений воздушных масс следует учитывать влияние силы Кориолиса для синоптических масштабов порядка 1000 км.

В задаче рассматривается система уравнений, представляющих собой проекции уравнения Навье–Стокса на декартовы оси координат совместно с уравнением неразрывности, записанных для стационарного случая. Решение проводится для частного случая зависимости составляющих скорости движения воздушных масс от соответствующей координаты, при этом учитывается, что движение происходит в горизонтальной плоскости вдоль параллели.

С учетом вышеуказанных предположений, полученное выражение при отсутствии вязкости преобразуется в уравнение Бернулли, решение которого позволяет сделать оценку скорости движения воздушных масс при заданном изменении давления вдоль горизонтальной прямой.

$$u = \sqrt{2\frac{p_0 - p_1}{\rho L}x}\,. \qquad (1)$$

Решая далее уравнение Навье - Стокса в проекции на горизонтальную ось для стационарного случая с учетом вязкого трения и при условии линейной зависимости давления от координаты получаем уравнение Риккати. Используя подстановку Коула-Хопфа, последнее может быть преобразовано в уравнение Эйри. Решение уравнения Эйри записывается с помощью функции Эйри первого рода. Возвращаясь к исходной функции для скорости движения воздуха, получаем зависимость последней от горизонтальной координаты при условии постоянства градиента давления вдоль параллели [2]. Сравнение результатов расчетов скорости воздуха для двух рассмотренных случаев указывает на необходимость учитывать вязкость при исследовании процессов движения воздушных масс.

Рассмотрим поведение функции Эйри в особых точках при $\xi \to \infty$, т.е. при $\xi >> 1$ (из [2] $\xi = a^{-1/3}x - 1$, $\frac{p_0 - p_1}{2\nu^2\rho L} = a$). В этом случае асимптотика функции Эйри имеет вид

$$\mathrm{Ai}(\xi) \cong \frac{e^{-\frac{2}{3}\xi^{3/2}}}{2\sqrt{\pi}\xi^{1/4}}.$$

Решение уравнения Эйри запишем в виде

$$\varphi(\xi) = C \cdot \mathrm{Ai}(\xi) = C\frac{e^{-\frac{2}{3}\xi^{3/2}}}{2\sqrt{\pi}\xi^{1/4}}.$$

Возвращаясь к исходным переменным, запишем

$$\varphi(x) = C\frac{e^{-\frac{2}{3}(a^{1/3}x-1)^{3/2}}}{2\sqrt{\pi}(a^{1/3}x-1)^{1/4}}.$$

Из условия

$$\varphi(1) = \frac{\mathrm{Ai}(1)}{\mathrm{Ai}(-1)},$$

найдем

$$\varphi(1) = C\frac{e^{-\frac{2}{3}}}{2\sqrt{\pi}} = \frac{\mathrm{Ai}(1)}{\mathrm{Ai}(-1)},$$

$$C = \frac{2\sqrt{\pi}e^{\frac{2}{3}}\mathrm{Ai}(1)}{\mathrm{Ai}(-1)}.$$

Тогда асимптотика функции Эйри запишется в виде

$$\varphi(\xi) = \frac{2\sqrt{\pi}e^{\frac{2}{3}}\mathrm{Ai}(1)}{\mathrm{Ai}(-1)}\frac{e^{-\frac{2}{3}\xi^{3/2}}}{2\sqrt{\pi}\xi^{1/4}} = \frac{\mathrm{Ai}(1)}{\mathrm{Ai}(-1)}\frac{e^{\frac{2}{3}(1-\xi^{3/2})}}{\xi^{1/4}}.$$

Возвращаясь к исходным переменным, запишем

$$\varphi(x) = \frac{\mathrm{Ai}(1)}{\mathrm{Ai}(-1)}\frac{e^{\frac{2}{3}\left[1-\left(a^{1/3}x-1\right)^{3/2}\right]}}{\left(a^{1/3}x-1\right)^{1/4}}. \qquad (2)$$

Отсюда подставляя (2) в (1), получаем

$$u = 2\nu\sqrt{ax},$$

$$u = 2\nu\sqrt{\frac{p_0 - p_1}{2\nu^2\rho L}x} = \sqrt{2\frac{p_0 - p_1}{\rho L}x}.$$

То есть мы получили такое же выражение, которое получилось выше из уравнения Бернулли (1) без учета силы вязкого трения. Из этого можно сделать вывод, что при $\xi \to \infty$, то есть на больших расстояниях силой вязкого трения можно пренебречь.

Работа выполнена при поддержке гранта по государственному контракту № 02740110739 по теме «Исследование интенсивных вихрей в атмосфере, сопровождающихся грозоградовыми явлениями».

E–mail: brilliance_wave@mail.ru

Литература

1. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, Ленинград: Гидрометиздат, 1986, Часть I, 704 с.

2. Семенова Ю. А., Закинян Р.Г. К расчету скорости ветра// Физическое образование в вузах. Приложение. 2012, Т. 18, №1. с. 54-57.

ВОЗМОЖНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ И НАПРАВЛЕНИЯ ДРЕВНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ СИБИРСКИХ ТРАППОВ

Целебровский А.Н.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Основной источник сведений о прошлом магнитного поля Земли – это различные горные породы. Горные породы обладают свойством намагничиваться в период остывания в процессе образования под действием магнитного поля Земли и сохранять приобретённую намагниченность (остаточную намагниченность) в последующие эпохи. Величина и направление этой намагниченности соответствуют магнитному полю, существовавшему в момент образования породы в этой точке земной поверхности. Палеомагнетизм даёт возможность изучать эволюцию геомагнитного поля замороженную в горных породах. В зависимости от условий формирования горные породы приобретают различную по интенсивности и по стабильности (то есть по способности противостоять размагничивающим воздействиям) намагниченность. Для палеомагнетизма наиболее существенна термоостаточная намагниченность (TRM), которая образуется при остывании горной породы в магнитном поле начиная с температуры выше температуры Кюри. В горных породах TRM возникает главным образом при охлаждении расплавов (лав, интрузий), то есть свойственна изверженным породам. Существуют ещё несколько видов остаточной намагниченности. Химическая остаточная намагниченность (CRM), возникающая при химических процессах, происходящих в магнитном поле. Вязкая остаточная намагниченность (VRM), образующаяся при длительном воздействии магнитного поля на породу (за счёт термоактивационных и диффузионных процессов), и, наконец, ориентационная остаточная намагниченность (DRM), образующаяся в осадочных породах (за счет магнитных зёрен из размытых кристаллических пород, уже обладающих намагниченностью, осаждающихся на дне водоёмов и рек, ориентируясь в магнитном поле Земли). При палеомагнитных исследованиях выясняют сначала виды намагниченности, которыми обладает данная порода, стремятся выделить первичную намагниченность (пользуясь, в частности, тем, что разные виды намагниченности поразному ослабевают при магнитной чистке, т. е. при размагничивании образцов породы растущим переменным магнитным полем или нагревом) и по ней определить древнее геомагнитное поле. В представленной работе проводилось исследование естественной остаточной намагниченности некоторых траппов: компонентного состава и стабильности к воздействию переменным магнитным полем.

После этого исследовались вязкие магнитные свойства, проводилось измерение гистерезисных характеристик и определение структурного состояния ферримагнитной фракции траппов. Определение фазового состояния ферримагнитной фракции и оценка степени ее измененности. По этим данным оценивалась палеоинформативность естественной остаточной намагниченности исследуемых траппов. В итоге исследуемые образцы были разделены на две группы: те, что можно использовать для решения палеомагнитных задач и те, которые подверглись изменениям, не позволяющим выделить информацию о древнем магнитном поле Земли. Обнаруженное на одном из образцов явление самообращения может свидетельствовать о том, что обратная по отношению к современному полю полярность его остаточной намагниченности образовалась в поле не обратной, а прямой полярности.

E–mail: tselebr@physics.msu.ru

Литература

1. Магницкий В. А., Трухин В. И., Катеренчук А. В., Жиляева В. А. и др. Исследование магнитно-минералогических свойств ферримагнитных включений в кимберлитах и траппах, Москва 1986 г.

2. Трухин В. И., Жиляева В. А., Шрейдер А. А.. Геомагнетизм тройственного сочленения литосферных плит Буве, Физика Земли, 2002 г. №8, стр. 6-28

3. Трухин В. И., Максимочкин В. И., Геомагнетизм и методы геомагнитных исследований, Москва 2009 г.

4. Трухин В. И., Безаева Н. С., Самообращение намагниченности природных и синтезированных ферримагнетиков, УФН 2006 г. т. 176, №5.

РАЗВИТИЕ СИСТЕМ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ С ВОЛНОВЫМИ ПОТОКАМИ

Шлычков Д.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В озерах, водохранилищах и мелководных зонах морей к числу основных типов течений относятся потоки, вызванные внутренними сейшами. Включение таких реверсивных течений в системы потоков, развивающихся на разных глубинах от поверхности до дна и взаимодействующих между собой, приводит к периодическим изменениям структур полей скорости и параметров состава воды. Периоды подобных изменений могут принимать значения от нескольких часов до величин порядка месяца в зависимости от устойчивости плотностной стратификации вод и горизонтального масштаба бассейна. Разработка математических моделей систем течений требует выявления закономерностей влияния соседних течений на динамику потоков, развивающихся на разных глубинах от поверхности до дна. Такой подход, включающий рассмотрение всей совокупности течений, и в том числе волновых потоков, как системы, развивается в данной работе.

Анализируются результаты измерений на продольных разрезах в водохранилищах Нурекском (1978, 1980, 1982 гг.), Иваньковском (1999 г.), Рузском (2000 г.), Вазузском (2002 г.), Истринском (2000, 2002 г.), в Петрозаводской губе оз. Онежского (2007, 2008 гг.) и в Волховской губе оз. Ладожского с участием автора (2009, 2011гг.). Цели работы: 1) выявление закономерностей взаимодействия потоков в системах с волновыми

течениями в водохранилищах и озерах с разными типами плотностного расслоения вод; 2) установление связей параметров взаимодействия потоков с характеристиками течений; 3) разработка математической модели системы течений с волновыми потоками.

При получении результатов, которые анализируются в работе, применялся комплекс аппаратуры для структурных исследований распределений параметров течений и состава воды. Комплекс включал различные зонды, градиентные установки и доплеровский профилограф течений. Параметры течений на разрезах изменялись в следующих диапазонах: длина разреза 4.2-64.3 км, средняя скорость по всей толще воды 3-13 см/с, интегральное число Ричардсона для придонного потока 3-20 и для струйного течения 4-440, средние скорости струйного и придонного течений до 20 см/с.

Основные результаты сводятся к следующим.

1. Выявлены, классифицированы и параметризованы связи расходов стоковых, дрейфовых, струйных, плотностных и волновых потоков, входящих в 9 систем стратифицированных течений в водохранилищах и озерах.

2. Обнаружены зависимости выявленных закономерностей взаимодействия течений, входящих в систему, с гидродинамической устойчивостью потоков и с характеристиками внутренних волн.

4. Предложена версия математической модели системы течений с волновыми потоками.

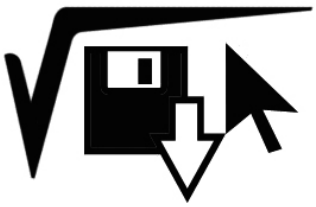
E–mail: 111dimok@rambler.ru

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (11-05-01146).

МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

Председатель подсекции:
проф. Ягола Анатолий Григорьевич,

Зам. председателя:
асс., к.ф.-м.н. Лукьяненко Дмитрий Витальевич



Поздравляем победителей!

I место

Козлов А.А. – аспирант физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

II место

Белов А.А. – студент физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Юшков Е.В. – аспирант физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

III место

Николаева О.А. – студентка физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛНОВОДОВ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Боголюбов Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Работа посвящена разработке и реализации эффективного численного алгоритма расчета основных характеристик волноводов со сложным заполнением (изотропным, анизотропным, киральным). Рассматривается полная векторная постановка задачи. В результате использования техники метода конечных элементов задача сводится к обобщенной алгебраической проблеме собственных значений для незнакоопределенных симметричных ленточных матриц высокого порядка. Для их факторизации, необходимой для последующего использования итерационных методов, используется специальной стратегия - метод Банча-Кауфман, который предоставляет возможность разрешить проблемы, связанные со спецификой данных матриц[1]. В работе предложена оригинальная схема формирования матрицы жесткости с помощью введения вспомогательных элементарных и опорных матриц. Несущие основную информацию элементарные матрицы «вмораживаются» определенным образом в опорные матрицы, что сводит процесс формирования матрицы жесткости к простому суммированию опорных матриц. В работе предложен также оригинальный метод оптимального хранения матриц, входящих в обобщенную алгебраическую проблему собственных значений. Их компактное хранение в строчном формате одним из стандартных методов неэффективно, поскольку при факторизации матрицы жесткости происходит заполнение внутри ее ленты и возможно уширение ленты. Оба эти явления носят несколько непредсказуемый характер, так что при взгляде на исходную матрицу определить, какие именно нулевые элементы на некотором шаге обратятся в ненулевые, практически невозможно. В работе используется оптимально подходящая к применяемому методу факторизации схема хранения: в виде прямоугольного массива хранится нижняя половина ленты причем строки переходят в строки, столбцы переходят в диагонали, параллельные главной диагонали, диагонали переходят в столбцы, обеспечивая оптимальную компактную схему хранения. В работе приведены примеры численной реализации разработанного алгоритма.

E-mail: russell67@yandex.ru

Литература:

1. *J.R.Bunch, D.J.Rose.* Sparse matrix computations. Academic Press: New York, 1976.

О ВОЛНОВОДЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ ВСТАВКОЙ

Белов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Поле u в плоском металлическом волноводе с нелинейной вставкой описывается задачей для уравнения Гельмгольца с парциальными условиями излучения:

$$\begin{cases} \Delta u + \lambda q(u,x,y)u = 0 \\ \int\limits_0^\pi \left(\dfrac{\partial u}{\partial x} + \gamma_n u \right)\Big|_{x=1} \psi_n(y)dy = 2\gamma_n A_n, n = 1,2,... \\ \int\limits_0^\pi \left(\dfrac{\partial u}{\partial x} - \gamma_n u \right)\Big|_{x=0} \psi_n(y)dy = 0, n = 1,2,... \\ u(x,0) = u(x,\pi) \end{cases}$$

где ψ_n - функции сечения волновода. Предполагается, что на неоднородность справа падают нормальные волны с амплитудами A_n. Будем считать, что функция q, описывающая свойства вещества, которым заполнен волновод, всюду равна единице, кроме участка 0<x<1 (нелинейной вставки), на котором

$q = q_0 + q_1 u + q_2 u^2$.

С тем, чтобы выявить эффекты, обусловленные нелинейностью, будем искать приближенное решение по методу Галеркина, ограничившись первыми двумя членами в разложениях по функциям сечения:

$u = u_1\psi_1 + u_2\psi_2, \quad q_i = q_i^1\psi_1 + q_i^2\psi_2$.

В результате исходная задача для уравнения в частных производных сводится к механической задаче о движении системы двух тел с гамильтонианом вида

$H = (u_1)' + (u_2)' + V(u_1,u_2)$.

Линейное преобразование неизвестных функций

$u_1 = Ap + Bq, u_2 = Cp + Dq,$

где A,B,C,D - коэффициенты, подлежащие определению, позволяет разделить переменные в гамильтониане H, т.е. привести его к виду

$H = H_1(p) + H_2(q)$.

В работе доказывается существование такого преобразования при определенных условиях на q_i^p. Это позволяет найти общее решение системы в квадратурах, берущихся в эллиптических функциях. Однако в отличие от задач механики здесь требуется еще удовлетворить парциальным условиям излучения: на левом конце $(x = 0)$ им удается удовлетворить по построению, а условия на правом конце $(x = 1)$ приводят к системе двух трансцендентных уравнений для определения новых констант интегрирования. В работе приводятся расчеты по полученным формулам и строятся графики решений по заданным постоянным интегрирования. Кроме того, доказывается многозначность решения при некоторых значениях падающих амплитуд и существование решений, соответствующих нулевым падающим амплитудам.

E-mail: belov_25.04.1991@mail.ru

1. Валовик Д.В. Задача о распространении электромагнитных ТМ-волн в слое с диэлектрической проницаемостью, зависящей от квадрата амплитуды электрического поля // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2008, том 48, номер 12, страницы 2186-2194.

2. Переломов А.М. Интегрируемые системы классической механики и алгебры Ли. Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика. 2002.

HOTFILE AND BOTTLENECK RECOGNITION IN THE DCACHE SYSTEM

Wehrberger C. G.

Georg-August-University Göttingen, Germany, II. Institute of Physics

The stable operation of Grid resources for the ATLAS experiment at the LHC strongly relies on the deployment of efficient and reliable monitoring systems and optimization techniques. One of those resources is dCache, a mass-storage management system particularly developed for high energy physics. For this purpose, the performance of dCache is studied exemplary for the ATLAS tier-2 centre GoeGrid in the course of this Bachelor's Thesis. Typical dCache usage patterns like the distribution of file sizes and characteristics like data transfer speeds and file access frequencies, especially for repeatedly accessed files (hotfiles) are analysed. Furthermore, a bottleneck recognition is performed in order to detect the limiting components of dCache at GoeGrid. The results of those analyses are the basis of recently created real-time monitoring software for the use at GoeGrid.

Keywords: Physics, WLCG, ATLAS, Grid Computing, GoeGrid, dCache, HappyFace, Hotfile, Bottleneck

E-Mail: c.wehrberger@stud.uni-goettingen.de

Literature (excerpt)

1. European Organization for Nuclear Research (CERN), URL http://public.web.cern.ch/public/

2. M. Delfino, L. Robertson, Solving the LHC Computing Challenge: A Leading Application of High Throughput Computing Fabrics combined with Computational Grids, CERN-IT-DLO-2001-003 (2001)

3. J. Meyer, A. Quadt, P. Weber, ATLAS Tier-2 at the Compute Resource Center GoeGrid in Göttingen, (accepted for) Journal of Physics: Conference Series (2011)

4. M. de Riese, P. Fuhrmann, T. Mkrtchyan, M. Ernst, A. Kulyavtsev, V. Podstavkov, M. Radicke, N. Sharma, D. L. andTimur Perelmutov, T. Hesselroth, G. Behrmann, T. Zangerl, P. Millar, O. Syngea, A. Petersen, The dCache Book for 1.9.12-series (2011), URL http://www.dcache.org/manuals/Book-1.9.12/Book-a4.pdf

5. M. Ernst, P. Fuhrmann, M. Gasthuber, T. Mkrtchyan, C. Waldman, dCache, a distributed storage data caching system, CHEP2001 Conference Notes pages 152–156 (2001)

6. V. Büge, V. Mauch, G. Quast, A. S. an dArtem Trunov, Site specific monitoring of multiple information systems - the HappyFace Project, Journal of Physics Conference Series 219, 062057 (2010)

7. G. Jahn, Meta-Monitoring of the Grid Resource Centre GoeGrid with HappyFace, Bachelor's Thesis, Georg-August University Göttingen (2011)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ

Домбровская Ж.О.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Фотонными кристаллами называются материалы, которые характеризуются периодическим изменением показателя преломления с периодом, сравнимым с длиной световой волны, что приводит к образованию в спектре электромагнитного поля, прошедшего через кристалл, полностью запрещенных зон.

Объектом исследования является двумерный фотонный кристалл, который моделируется набором диэлектрических стержней-параллелепипедов, размещенных в узлах прямоугольной сетки. Модифицируя его структуру, изменяя размеры стержней и их диэлектрическую проницаемость, можно создавать различные оптические устройства [4]: волноводы, разветвители, резонаторы и т.д.

Численный алгоритм позволяет рассчитать значения векторов напряженностей электромагнитных полей в любой точке области в необходимый момент времени. Распространение волн в кристалле описывается уравнениями Максвелла.

Для определения спектра системы в определенном диапазоне частот используется метод конечных разностей во временной области, основанный на явной разностной схеме [2, 5]. Расчетную область разделяют на две подобласти: полного и рассеянного полей со специальными условиями на границе между ними. Эта граница служит для генерации в области полного поля плоской волны от бесконечно удаленного источника. При решении нестационарных задач возникает проблема ограничения области, в которой строится решение, поэтому ставятся поглощающие граничные условия (метод идеального согласованного слоя [6]).

Наряду с задачей анализа структур на основе фотонных кристаллов большое значение имеет решение задачи синтеза подобных систем. Для ее решения используется подход, предложенный в классической работе А.Г. Свешникова и А.С. Ильинского [3]. Чтобы построить систему с заданными техническими свойствами, производится многократное решение прямой задачи с направленно изменяемыми параметрами. Для минимизации целевого функционала удобно применить метод Нелдера-Мида.

Результатом данной работы является программа, моделирующая прохождение электромагнитного импульса через фотонно-кристаллические волноведущие системы. Полученные результаты хорошо согласуются с исследованиями, представленными, например, в [1].

В настоящее время ведется разработка алгоритма для решения обратной задачи синтеза волноведущих систем на основе фотонных кристаллов.

E–mail: dombzhanna@yandex.ru

Литература

1. Боголюбов А.Н., Буткарев И.А., Дементьева Ю.С. Численное моделирование двумерных фотонных кристаллов // Журнал Радиоэлектроники. 2006, № 5.

2. Калиткин Н.Н. Численные методы. СПб.: БХВ-Петербург, 2011.

3. Свешников А.Г.. Ильинский А.С. Задачи проектирования в электродинамике // ДАН. СССР, 1972. Т. 204, №5, с. 1077-1080.

4. Johnson, S.G., Joannopoulos, J.D. Designing synthetic optical media: photonic crystals // Acta Materialia, 2003, № 51. p. 5823–5835.

5. Sullivan, D.M. Electromagnetic simulation using the FDTD method. New York: IEEE, 2000.

5. math.mit.edu (Массачусетский технологический институт, отделение математики). Johnson, S.G. Notes on perfectly matched layers (PMLs), 2010. (http://math.mit.edu/~stevenj/18.369/pml.pdf).

ВЕКТОРНАЯ МОДЕЛЬ ВОЛНОВОДА С ВХОДЯЩИМИ РЕБРАМИ НА КОНЕЧНОМ УЧАСТКЕ

Ерохин А.И.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В работе рассматривается векторная модель бесконечного волновода, имеющего на конечном участке входящие ребра. С помощью таких ребер можно моделировать наличие дефектов на поверхности системы, стыки волноводов, а также щупы возбуждающие волновод. Волноведущие системы с данной геометрической особенностью также широко используются в качестве фильтров для пассивного микроволнового устройства или настроечного элемента в нем [5, 6].

Для исследования рассматриваемой системы приближенное решение построенной модели, как и в случае скалярной постановки задачи [1], ищется с помощью неполного метода Галеркина. Векторный базис, по которому раскладывается решение, строится на основе собственных функций спектральных задач Дирихле и Неймана для оператора Лапласа в сечении.

Так как поперечное сечение нерегулярной части волновода имеет входящие углы, в общем случае не совпадающие с координатным сектором, то для решения спектральных задач необходимо применять численный метод. Также известно [2], что наличие входящих углов может приводить к появлению сингулярности в решении данных задач, что значительно осложняет численный расчет. Поэтому для расчета функций сечения в работе строится асимптотика решения по гладкости, в которой аддитивно выделяются особенности до требуемого класса гладкости остаточного члена. Далее, используя аналитически выделенные сингулярности в качестве пробных функций, проводится расчет спектральных задач методом конечных элементов [4].

С помощью техники, предложенной в [3], доказывается существование и единственность приближенного решения, а также его сходимость к точному решению.

E–mail: forlector@mail.ru

Литература

1. Боголюбов А.Н., Ерохин А.И., Могилевский И.Е. Математическое моделирование цилиндрического волновода с деформацией боковой поверхности // Вестник Моск. ун-та, Сер. 3. Физика. Астрономия. 2011. N 6. С. 127-130.

2. Назаров С.А., Пламеневский Б.А. Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей. М., 1991.

3. Свешников А.Г., Могилевский И.Е. Математические задачи теории дифракции. М., 2010.

4. Сьярле Ф. Метод конечных элементов для эллиптических задач. М., 1980.

5. Mohamed Yahia, Jun W. Tao, et al. Ridged Waveguide Filter Optimization Using the Neural Networks and a Modified Simplex Method // International Journal of Innovation, Management and Technology. 2010. V. 1. No 3. P. 259-263. ISSN: 2010-0248

6. Santiago Cogollos, Stephan Marini, et al. Efficient Modal Analysis of Arbitrarily Shaped Waveguides Composed of Linear, Circular, and Elliptical Arcs Using the BI-RME Method // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2003. V. 51. No 12. P. 2378-2389.

АНАЛИЗ ПАТТЕРНОВ СИНХРОНИЗАЦИИ СИСТЕМ СЦЕПЛЕННЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ПОМОЩЬЮ ЛОКАЛЬНОГО КРИТЕРИЯ СТОХАСТИЧНОСТИ

Козлов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Представление в виде систем сцепленных отображений позволяет исследовать популярные в настоящее время явления синхронизации [3] различных физических,

биологических, химических, технологических и социальных систем, выявляя интересные особенности их динамики: паттернообразование, самоорганизацию, пространственно-временной хаос и др. [4,5]. В свете появления еще более общего метода моделирования биологических (нейронные сети, эволюция ДНК, клеточные процессы) и искусственных (интернет, WWW) систем, состоящего в построении сложных сетей [6], а также рассмотрения систем с сильной диффузионной связью, описание поведения таких систем до сих пор остается открытой и важной проблемой [7].

Исследование динамики систем сцепленных отображений требует анализа как их локального поведения, так и динамики всей системы в целом. Обычный анализ таких систем предполагает расчет таких характеристик как энтропия, ляпуновские показатели, пространственное распределение и др., а также рассмотрение отдельных состояний системы, однако, вышеупомянутые методы не являются эффективными для восстановления коллективной динамики и паттернов синхронизации системы. В данной работе используется альтернативный метод [1,2], основанный на выявлении периодичности траекторий элементов системы на отдельных отрезках времени длины T, на каждом из которых применяется локальный критерий стохастичности: 1) сравнение со специально построенными рядами, состоящими из периодически повторяющихся подпоследовательностей периода p (от 1 до $T/2$) элементов исходного ряда путем вычисления среднеквадратичного отклонения отличающихся элементов l; 2) нахождение величины минимального отклонения L и соответствующего значения P, являющегося периодом, который приближает данный отрезок ряда.

Таким образом, посредством вычисления L и P для всех отрезков длиной T для всех точек системы локальный критерий стохастичности позволяет быстро выявлять области синхронизации в пространственно-временной динамике системы сцепленных отображений, что было показано при исследовании различных паттернов коллективного поведения одномерной цепочки и двумерной решетки диффузионно-связанных логистических отображений даже в условиях высоких параметров нелинейности и связи.

E–mail: kozlov@polly.phys.msu.ru

Литература

Лоскутов А.Ю., Прохоров А.К., Рыбалко С.Д. Динамика неоднородных цепочек связанных квадратичных отображений//Теор. и матем. физика, Т.132, 2002, с.105-125

Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Основы теории сложных систем / М.: РХД, 2007

Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Science / Cambridge University Press, 2003

Kaneko K. Spatiotemporal chaos in one- and two-dimentional coupled map lattices// Physica D 37, 1989, p. 60-82

Kaneko K. Overview of Coupled Map Lattices // Chaos 2, №3, 1992, p. 279

Reka A., Barabasi A. Statistical mechanics of complex networks // Reviews of Modern Physics, vol. 74, 2002, p. 47-97

Lai-Sang Young Chaotic phenomena in three settings: large, noisy and out of equilibrium// Nonlinearity 21, 2008, p. 245-252

МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ

Коняев Д.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время метод конечных элементов широко применяется для решения дифференциальных уравнений в частных производных. Основным преимуществом данного метода является возможность его применения в случае достаточно сложных

областей, дифракция на которых и рассматривается в данной работе. Работа посвящена программе реализованной для решения задачи дифракции на сложных плоских областях.

Алгоритм можно разбить на две основные части: генерация треугольной сетки и собственно использование метода конечных элементов.

Для генерации треугольной сетки используется метод граничной коррекции, который позволяет строить сетки высокой степени однородности. Входными данными при этом являются границы областей. Первая заданная граница задаёт основную область, остальные – вырезаемые подобласти, и подобласти, заполняемые согласованной сеткой. При этом все введённые границы должны быть замкнутыми и не иметь точек изломов (в каждой точке границы должна существовать касательная). Общие сведения об алгоритмах генерации сеток изложены в [1,2,3,4].

Вторая часть программы – реализация метода конечных элементов для решения задачи дифракции в заданных описанным способом областях. С методом конечных элементов можно ознакомиться в [5]. Этот метод в свою очередь можно разбить на два основных этапа: сборка матриц дискретной задачи и решение системы линейных уравнений.

Необходимо отметить, что получаемые матрицы могут обладать весьма большой размерностью, которая напрямую зависит от числа узлов. Это свойство матриц вносит серьёзные ограничения как на их хранение в памяти вычислительной машины, так и на выбор метода решения получившейся системы линейных уравнений. Первая проблема становится менее существенной, если обратить внимание на то, что матрицы содержат огромное количество нулей. В программе для хранения разреженных матриц большой размерности и операций над ними используется разреженный строчный формат, с которым можно ознакомиться в [6].

Вторая проблема, которая в принципе тоже следствие первой, решается путём обращения к итерационным методам решения систем линейных алгебраических уравнений. Действительно, при использовании итерационных методов нет необходимости, как, например, в методе Гаусса хранить верхне-треугольную матрицу. В программе для решения систем линейных алгебраических уравнений используется Обобщённый метод минимальных невязок (GMRES). Суть метода и алгоритм изложена в [7].

Тестирование программы проводилось на задаче имеющей точное аналитическое решение, а именно задаче дифракции скалярной волны на бесконечном цилиндре [8].

E-mail: konyaev@physics.msu.ru

Литература

1. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трёхмерной триангуляции сложных пространственных областей: итерационные методы // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2006, в печати.

2. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трёхмерной триангуляции сложных пространственных областей: прямые методы // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2006, в печати.

3. Шайдуров В.В. Многосеточные методы конечных элементов // М., Наука, 1989.

4. Frey P.J., George P.L. Mesh Generation Application to Finite Elements //HERMES Science Europe Ltd, 2000.

5. Стренг Г. Фикс Дж. Теория метода конечных элементов // Издательство «МИР», Москва, 1977.

6. Писсанецки С. Технология разреженных матриц // Москва «МИР», 1988.

7. Баландин М.Ю. Шурина Э.П. Методы решения СЛАУ большой размерности // Новосибирск, издательство НГТУ, 2000.

8. Хёнл К. Мауэ А. Вестпфаль К. Теория дифракции // Издательство «МИР», Москва 1964.

ПРИМЕНЕНИЕ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОДА-ВОЗДУХ

Николаева О.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В данной работе моделируется суточное изменение температуры приповерхностного слоя океана. Процессы, происходящие на границе раздела вода-воздух, осуществляемые в глобальном масштабе в природе, играют ключевую роль в тепло - и массообмене между океаном и атмосферой и являются одним из основных факторов, определяющих климатическую систему Земли. Поэтому проблема моделирования этих процессов весьма актуальна.

Здесь предложено две математические постановки задач, описывающих температуру приповерхностного слоя – модель с адвекцией и модель без адвекции.

Модель с адвекцией:

$$\varepsilon\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\frac{\partial u}{\partial t}\right)=-u\frac{\partial u}{\partial x}*\varphi(t)+B(u,x,t), \qquad x\in[0;1],\ \ t\in[0;\infty)$$

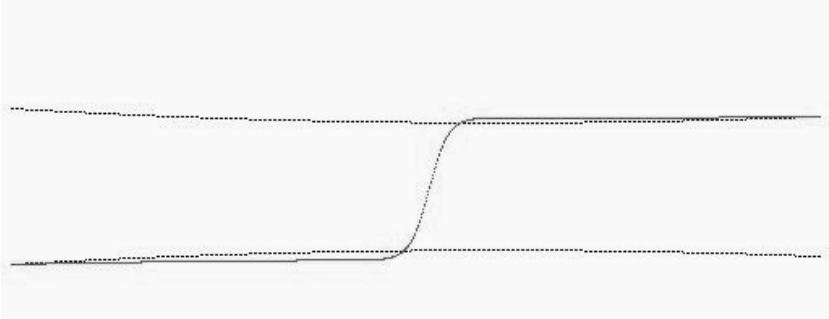
$$u(0,t)=u^0(t), u(1,t)=u^1(t).$$

Модель без адвекции:

$$\varepsilon^2\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\frac{\partial u}{\partial t}\right)=u(u^2*\varphi^2(t)-1), \qquad x\in[0;1],\ \ t\in[0;\infty)$$

$$u(0,t)=-\varphi(t), \qquad u(1,t)=\varphi(t).$$

Здесь u(x,t) – функция, описывающая температуру воды. Функция $B(u,x,t)$ определяет значения температуры по разные стороны от раздела сред, а $\varphi(t)$характеризует суточное изменение температуры среды. ε – малая величина. Решения указанных задач имеют вид контрастной структуры типа ступеньки (КСТС), то есть представляют собой решение с наличием резкого переходного слоя между двумя устойчивыми состояниями. Примерный вид КСТС представлен на рисунке.



E-mail:nikolja3004@gmail.com

Литература

1. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. – А.Б.Васильева, В.Ф.Бутузов. М., «Высшая школа», 1990.

2. «Контрастные структуры в задачах со сбалансированной адвекцией» - дипломная работа Ягремцева А.В, Физфак МГУ 2011г.

3. «Математическая обработка экспериментальных данных, полученных при исследовании приповерхностного слоя океана» - дипломная работа Быстровой А.В, Физфак МГУ 2010г.

РЕШЕНИЕ В ВИДЕ КСТС ДЛЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Петровская Е.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Рассмотрим сингулярно возмущенную начально-краевую задачу для системы двух параболических уравнений с разными степенями малого параметра ε ($\varepsilon > 0$) при производных:

$$\begin{aligned} &\varepsilon^4\left(u'' - \frac{\partial u}{\partial t}\right) = f(u,v,x,\varepsilon),\ \ \varepsilon^2\left(v'' - \frac{\partial v}{\partial t}\right) = g(u,v,x,\varepsilon), \quad x \in [0,1] \\ &u'\big|_{x=0} = u'\big|_{x=1}\,0, \quad v'\big|_{x=0} = v'\big|_{x=1} = 0, \\ &u(x,0,\varepsilon) = u^0(x,\varepsilon),\ \ v(x,0,\varepsilon) = v^0(x,\varepsilon). \end{aligned} \tag{1}$$

f, g - достаточно гладкие функции.

Пусть выполнены следующие условия:

Условие А1. Уравнение $f(u,v,x,0) = 0$ имеет решение $u = \varphi(v,x)$ и $f_u(\varphi(v,x),v,x,0) > 0,\ (v,x) \in \bar{\Omega} = I_v \times [0;1]$.

Условие А2. Уравнение $h(v,x) \equiv g(\varphi(v,x),v,x,0) = 0$ имеет три корня $v = v^i(x)$, $i = 1,2,3$, причем всюду в $\bar{\Omega}$ выполнены неравенства $v^1(x) < v^2(x) < v^3(x)$; $h_v(v^i(x),x) > 0,\ i = 1,3;\ h_v(v^2(x),x) < 0,\ x \in [0,1]$.

Условие А3. (Условие квазимонотонности). Пусть $f_v(u,v,x,0) \le 0$, $g_u(u,v,x,0) < 0$, всюду в области $(u,v,x) \in I_u \times I_v \times [0,1]$.

Для задачи (1) стандартными методами [1] построена асимптотика решения в виде контрастной структуры типа ступеньки.

Решения системы параболических уравнений при достаточно большом t становятся близки к решению стационарной задачи:

$$\begin{aligned} &\varepsilon^4 u'' = f(u,v,x,\varepsilon),\ \ \varepsilon^2 v'' = g(u,v,x,\varepsilon), \quad x \in [0,1] \\ &u'\big|_{x=0} = u'\big|_{x=1}\,0, \quad v'\big|_{x=0} = v'\big|_{x=1} = 0. \end{aligned} \tag{2}$$

Сформулированы условия существования решения стационарной задачи (2) в виде КСТС. Построена и обоснована асимптотика решения. При обосновании асимптотики применялся асимптотический метод дифференциальных неравенств [3].

E-mail: petrovskayaev17@mail.ru

Литература

1. А.Б. Васильева, В.Ф. Бутузов. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.:Высш. школа, 1990.

2. В.Ф. Бутузов, И.В. Неделько. Контрастная структура типа ступеньки в сингулярно возмущенной системе эллиптических уравнений с разными степенями малого параметра. //Ж. вычисл. матем. и матем. физики, 2000, Т.40, №6, с. 877-893.

3. Нефедов Н.Н. Метод дифференциальных неравенств для некоторых классов нелинейных сингулярно возмущенных задач с внутренними слоями. // Дифференц. уравнения. 1995.Т. 31, №7. С. 1142-1149.

4. В.Ф. Бутузов. Контрастные структуры типа всплеска в параболической системе двух сингулярно возмущенных уравнений. //Ж.вычисл. матем. и матем. физ. 1997. Т. 37, №4, с. 415-428.

О НЕКОТОРЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ СИСТЕМ «ЧЕЛОВЕК-МАШИНА-СРЕДА»

Побегайло П.А.

ООО «ЛИДЕР», Москва, Россия

Еще более сорока лет назад известный советский психолог писал [1 и др.]: «Современная наука все более полно охватывает многообразные отношения и связи человека с миром… В системе тех или иных связей человек изучается с разных сторон… Исключительно важное значение имеет исследование человека как основной производительной силы общества, субъекта труда и ведущего звена в системе «человек-машина»… Подобного многообразия подходов к изучению человека еще не знала история науки…».

Подтверждением этим словам служит дальнейшее развитие науки в нашей стране. Вопрос исследования человека занял важное место как в гуманитарных науках (философия, социология и т.д.), так и в естественных и технических дисциплинах (теория управления, инженерная психология, эргономика и пр.).

Многие самые последние работы методического характера (в первую очередь в области эпистемологии и в когнитивных науках) указывают на то, что вопрос исследования человека во всех его проявлениях будет наиболее важным в наступившем веке, и от успешности решения этого вопроса будет зависеть будущее всей нашей цивилизации (например, работы [2, 3, 6]). Основой для этих многогранных и междисциплинарных исследований является физика.

Однако, очевидно, что в рамках нашей работы невозможно охватить все грани проблемы исследования человека. Необходимо сузить проблемное поле.

В связи с этим, а также из-за того, что Россия еще долгое время (не одно десятилетие) будет державой добывающей природные ископаемые, мы занимаемся двумя вопросами:

- перенос известных методов синтеза активных систем виброизоляции космических объектов [4, 7, 8 и др.] на мобильные машины, в частности горные для открытых горных работ;
- уточнением подходов к моделированию человека оператора мобильной машины как элемента системы «человек-машина-среда».

Оба этих вопроса на сегодня достаточно актуальны (на практике, в эксплуатации и при проектировании), и без их достаточно полного решения дальнейшее совершенствование отечественного машиностроения в части создания мобильных машин представляется весьма затруднительным.

Решение первого вопроса ведется на базе идей и методов, разработанных академиком Фроловым К.В. и профессором Синёвым А.В., в тесном сотрудничестве с последним. В данное время осуществляется уточнение основных математических моделей и идет разработка основных алгоритмов для реализации этих моделей на компьютере (в первую очередь, речь идет об активных системах виброизоляции кинематического принципа действия, например, об электрогидравлической системе).

Второй вопрос тесно связан с первым, хотя иногда может рассматриваться и самостоятельно. Так как в наших условиях не представляется возможным выполнение экспериментальных исследований, приходиться опираться на известные работы в области моделирования человека оператора (например, работа [9]).

В данное время решается задача по созданию программы, позволяющей моделировать человека оператора мобильной машины как непосредственное нелинейное звено системы управления (в первом приближении, как часть привода мобильной машины).

Указанные в данной работе вопросы тесно связаны и с нашими предыдущими докладами на настоящей конференции, в частности с вопросами синтеза неформальных аксиоматических теорий для конкретных прикладных областей [5 и др.].

petrp214@yandex.ru

Литература

1. Ананьев Б.Г. Человек как предмет познания. СПб.: Питер, 2010.

2. Малинецкий Г.Г. Чтоб сказку сделать былью… Высокие технологии – путь России в будущее. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2012.

3. Мамчур Е.А. Образы науки в современной культуре. М.: «Канон+» РООИ «Реабилитация», 2008.

4. Пашков А.И., Рыбак Л.А., Синёв А.В. Синтез активных систем виброизоляции на космических объектах. М.: Янус-К, 1997.

5. Побегайло П.А. К вопросу о совершенствовании методологии создания профессионально ориентированного программного обеспечения // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2010». Секция Физика. Подсекция Математики и информатики / МГУ имени М.В. Ломоносова. М., 2010.

6. Пружинин Б.И. Ratio serviens? Контуры культурно-исторической эпистемологии. М.: Российская политическая энциклопедия (РОССПЭН), 2009.

7. Синёв А.В. Методы расчета и проектирования систем виброзащиты человека – оператора. Автореф. дисс. … докт. техн. наук. М., 1979.

8. Синёв А.В. и др. Системы виброзащиты с использованием инерционности и диссипации реологических сред. М.: Наука, 2004.

9. Цибулевский И.Е. Человек как звено следящей системы. М.: Наука, 1981.

ВОЗМОЖНОСТЬ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ МОДЕЛИ ИЗИНГА ДЛЯ БЛОЧНЫХ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ

Теретёнков А. Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Блочные клеточные автоматы с соседством Маргулиса имеют широкое применение в физике в силу того, что для них легко выделяются подпространства правил, обратимые во времени и сохраняющие число клеток того или иного цвета. Однако интересно, при каких условиях другие глобальные законы сохранения могут быть выражены в терминах локальных правил. Данная работа сконцентрирована на законе сохранения энергии модели Изинга: чёрные и белые клетки решётки рассматриваются как различные ориентации спинов. Мною было показано, что не существует ни одного правила блочных клеточных автоматов с соседством Маргулиса, кроме тождественного и дополнительного, сохраняющих энергию для модели Изинга для любой размерности пространства (если только решётка не достаточно мала, чтобы стать сравнимой с размером блока). Кроме того, построен явный пример правил (не только тождественных и дополнительных) с более широким соседством (большим, чем 3 клетки), опять-таки для любых размерностей пространства, которые сохраняют энергию модели Изинга на любом шаге. Хотя действие этих правил на одном шаге тривиально и сводится к циркуляции энергии внутри блока, за счёт сдвига выбора разбиения на блоки в процессе эволюции обмен энергией может происходить между различными частями решётки при достаточно больших размерах блока. Рассмотрен также и случай, когда размер блока 3 клетки в каждом измерении. Таким образом, общим выводом является тот факт, что для обмена энергией при условии её глобального сохранения правила не должны быть слишком локальными (указываются конкретные критерии). Также обсуждаются возможности дальнейшего обобщения полученных результатов.

taemsu@mail.ru

Литература

1. Feynman R. (edited by Hey T. and Allen R.), Feynman Lectures on Computation, Cambridge, Massachusetts, 1999
2. Toffoli T., Margolus N., Invertible cellular automata: A review, Physica D 45, 1990.
3. Wolfram S., A New Kind of Science , Wolfram Media, Inc., 2002
4. Wolfram S., A New Kind of Science. Notes from the book, Wolfram Media, Inc., 2002.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПОСТОЯННОМ ВО ВРЕМЕНИ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Чуриков М.В.

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

Задача о движении математического маятника в гравитационном поле хорошо изучена. В данной работе рассматривается движение магнитного диполя, наделенного массой, в постоянных во времени гравитационном и магнитных полях. В рамках такой модели записывается уравнение движения, представляющее дифференциальное уравнение второго порядка. Численное решение уравнения ищется итерационным методом Эйлера. Решение может быть использовано для моделирования движения в магнитном поле как с гравитационным полем, так и без. Что может быть использовано для построения устройства для измерения массы в условиях отсутствии силы тяжести.

Написана программа (Рис.1), моделирующая рассматриваемое движение в реальном времени. Интерфейс программы позволяет менять параметры полей и маятника, что отражается на движении маятника. Результаты численного моделирования показывают эффекты, наблюдаемые в реальном эксперименте. Проведен анализ погрешностей численного решения.

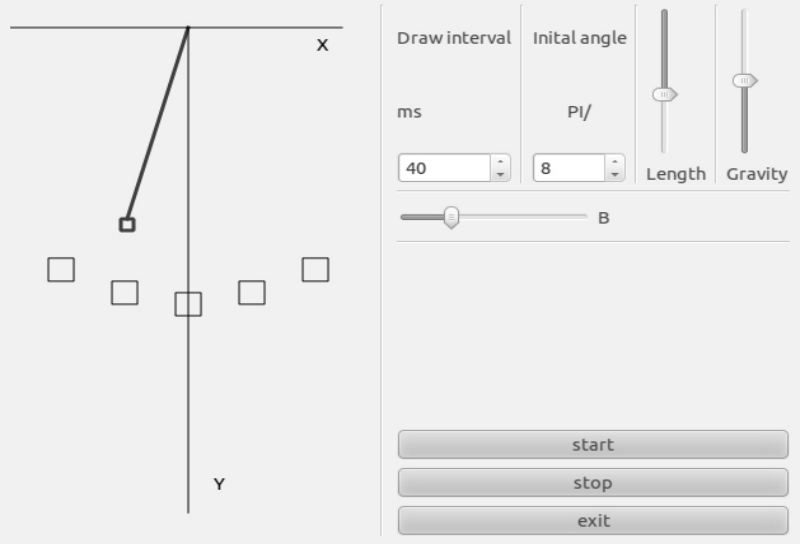


Рис.1 — Рабочее окно программы, моделирующей движение маятника в постоянном магнитном поле

E-mail: mikhail.churikov@gmail.com

Литература

1. В.С. Рябенький. Введение в вычислительную математику. ФИЗМАТЛИТ 2008, ISBN 978-5-9221-0926-0.
2. В.И. Косарев. 12 Лекций по вычислительной математике. МФТИ 2000. - 224 с. ISBN 5-89155-053-9.
3. А.С. Кингсеп, Г.Р. Локшин, О.А. Ольхов. Основы физики. Курс общей физики: Учебн. В 2 т. Т. 1. Механика, электричество и магнетизм, колебания и волны, волновая оптика. ФИЗМАТЛИТ 2001, ISBN 5-9221-0163-3.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ПАРАМЕТРАМ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НЕЙРОСЕТЕВЫМИ МЕТОДАМИ

Широкий В.Р.

МГУ им. М.В.Ломоносова, НИИ ЯФ им Д.В.Скобельцына, Москва, Россия

Существуют различные геомагнитные индексы, описывающие силу геомагнитных возмущений, возникающих вследствие взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. Одним из таких индексов является экваториальный индекс Dst [1]. В докладе рассматриваются различные подходы к обработке данных и построению моделей прогнозирования индекса Dst. Для создания моделей используются данные о параметрах солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, измеряемые на орбите космического аппарата ACE [2], и предыдущие значения самого индекса Dst. Прогнозирование производится на 1 час вперед, на основании 24-часового погружения временных рядов входных данных.

Предлагаются пути решения проблем наличия пропусков в данных и сильного количественного дисбаланса примеров, описывающих возмущённое и невозмущённое состояние магнитосферы, с целью улучшения качества работы прогнозирующих моделей. Описываются процесс подготовки данных с учетом указанных проблем, а также процедура генерирования дополнительных данных для построения более качественных моделей. Предлагается способ разбиения имеющихся данных для оценки качества созданных моделей.

На основании результатов предыдущих исследований [3] было решено использовать в качестве входных данных для работы моделей массивы среднечасовых данных индекса Dst, параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля за последние сутки. Представлены результаты прогнозирования, полученные с помощью моделей, построенных на данных, в которых погружение временного ряда производилось после следующих вариантов обработки данных:

Без обработки

Прореживание данных

Частичное восстановление данных и прореживание

Частичное восстановление данных, прореживание и генерирование дополнительных данных

Произведено сравнение качества построенных моделей с тривиальными моделями – линейной интерполяцией по 2 последним среднечасовым значениям и моделью, дающей в качестве прогноза текущее среднечасовое значение индекса Dst.

Проанализированы полученные результаты и предложены пути дальнейшего улучшения качества построенных моделей.

E-mail: shiroky@srd.sinp.msu.ru

Литература

1. http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html (Geomagnetic Equatorial Dst index Home Page).

2. http://www.srl.caltech.edu/ACE/ (Advanced Composition Explorer, ACE).

3. А.Г. Гужва, С.А. Доленко, И.Г. Персианцев, В.Р. Широкий. Нейросетевые методы прогнозирования геомагнитных возмущений по параметрам солнечного ветра // Сб. тр. XIV всерос н.-т. конф. “Нейроинформатика-2012”. 23–27 января 2012 г. М., НИЯУ МИФИ, Т. 3, С. 65-75.

О РАЗРУШЕНИИ РЕШЕНИЙ СИСТЕМ ТИПА КОРТВЕГА-ДЕ ФРИЗА.

Юшков Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова,физический факультет, Москва, Россия

В данной работе мы исследовали вопрос глобальной во времени разрешимости начально-краевых задач и задачи Коши для обобщенных систем уравнений типа Кортвега-де Фриза (КДФ). Большинство систем такого типа являются аппроксимацией дву-

мерных уравнений Эйлера, описывающих распространение волн идеальной жидкости на свободной поверхности горизонтальных каналов.

Используя метод нелинейной емкости, предложенный С.И. Похожаевым и Е. Митидьери [5], мы получаем достаточные условия разрушения и оценку снизу на время разрушения для наиболее интересных случаев КДФ-систем: парной системы Кортвега-де Фриза типа Буссинеска [1]:

$$\begin{cases} h_t + u_x + (hu)_x + \frac{1}{6}u_{xxx} = 0, \\ u_t + h_x + uu_x + \frac{1}{6}h_{xxx} = 0 \end{cases}$$

и ее симметричного варианта [2]:

$$\begin{cases} h_t + u_x + \frac{1}{2}(hu)_x + \frac{1}{6}u_{xxx} = 0, \\ u_t + h_x + \frac{3}{2}uu_x + \frac{3}{2}hh_x + \frac{1}{6}h_{xxx} = 0. \end{cases}$$

Кроме того, развивая этот метод, мы исследуем эффект разрушения для задачи в полупространстве и задачи Коши на примере обобщенной симметричной многокомпонентной системы типа КДФ:

$$\partial_t u_k + \partial_x \left(\frac{1}{2} u_k \sum_{j=1}^{N} a_{kj} u_j + \partial_x^2 u_k \right) = 0, \quad k = 1, \dots, N,$$

описывающей взаимодействие частицеподобных волн – солитонов [4], и на примере уравнения КДФ пятого порядка:

$$u_t + uu_x + u_{xxx} + u_{xxxxx} = 0,$$

описывающего поведение гравитационно-капилярных волн и так же имеющего решение в виде солитонов специального вида [3].

E-mail: yushkov.msu@mail.ru

Литература

1. J.L Bona, V.A. Dougalis, D.E. Mitsotakis, “Numerical solution of Boussinesq systems of KdVKdV type: II. Evolution of radiating solitaru waves”, J. Nonlinearity 21 (2008) 1-24.

2. J.L Bona, Chen M., Saut J.-C., “Boussinesq equations and other systems for small-amplitude long waves in nonlinear dispersive media: I. Derivation and linear theory”, J. Nonlinear Sci. 12283-328, 2002.

3. J.P. Boyd, “Weakly non-local solitons for capillary-gravity waves: fifth-degree Kortweg-de Vries”, equation Physica D 48 129-46, 1991.

4. R. Grimshaw, N. Joshi, “Weakly nonlocal solitary waves in a singularly perturbed Korteweg-de Vries equation”, SIAM, J.Appl.Math. 55 124-35, 1995.

5. S.I. Pokhozhaev "On the nonexistence of global solutions for some initial-boundary value problems for the Kortwe-de Vries equation”, Differ. Equ., 47:4(2011), 488-493.

КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАДАЧАХ СО СБАЛАНСИРОВАННОЙ АДВЕКЦИЕЙ

Ягремцев А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе исследуются вопросы существования и устойчивости стационарных и нестационарных решений с внутренними слоями задачи

$$\begin{cases} \varepsilon\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t}\right) = A(u,x)\frac{\partial u}{\partial x} + B(u,x), \quad 0 < x < 1, \quad t > 0; \\ u(0,t) = u^0, \quad u(1,t) = u^1, \\ u(x,0) = u_{init}(x), \end{cases} \tag{1}$$

где $A(u,x)$ и $B(u,x)$ – достаточно гладкие функции, $\varepsilon>0$ – малый параметр. Первое уравнение (1) называют уравнением реакция-адвекция-диффузия.

Пусть выполняется следующее условие

(А1) Вырожденное уравнение

$$A(u,x)\frac{du}{dx} + B(u,x) = 0$$

с дополнительным условием

$u(0) = u^0$ имеет решение $u = \varphi^{(l)}(x)$, а с дополнительным условием

$u(1) = u^1$ – решение $u = \varphi^{(r)}(x)$, причем

$$\varphi^{(l)}(x) < \varphi^{(r)}(x), \; x \in [0,1]$$

и

$$A\left(\varphi^{(l)}(x), x\right) > 0, \quad A\left(\varphi^{(r)}(x), x\right) > 0, \quad x \in [0,1].$$

$$\begin{cases} \varepsilon\frac{d^2 u}{dx^2} = A(u,x)\frac{du}{dx} + B(u,x), \\ u(0) = u^0, \quad u(1) = u^1. \end{cases} \tag{2}$$

Стационарная задача (2) изучалась в ряде работ (см. [1] и ссылки в этой работе), где, в частности, изучались контрастные структуры. При этом предполагалось, что уравнение

$$I(x) \equiv \int\limits_{\varphi^{(l)}(x)}^{\varphi^{(r)}(x)} A(u,x)du = 0 \tag{3}$$

имеет простые корни. Там же было показано, что при этих условиях стационарная задача (2) может иметь решения с внутренними переходными слоями, локализованными вблизи точек, являющихся корнями уравнения (3). Однако в ряде приложений возникает ситуация, когда $I(x)\equiv 0$ в области рассмотрения. Такая ситуация представляет интерес и с точки зрения теории сингулярных возмущений. В этом случае мы называем задачу (1) задачей со сбалансированной адвекцией.

(А2)Пусть выполнено условие

$$I(x)\equiv 0, \; x\in[0,1],$$

причем

$$\int\limits_{\varphi^{(l)}(x)}^{s} A(u,x)du > 0, \quad \forall s \in \left(\varphi^{(l)}(x), \varphi^{(r)}(x)\right), \quad x \in [0,1].$$

Отметим, что в отличие от ранее рассмотренных задач для (1) нами применяется подход, основанный на асимптотическом методе дифференциальных неравенств, позволяющий наряду с существованием контрастной структуры установить ее устойчивость по Ляпунову как стационарного решения параболического уравнения в (1) (см. [2, 6, 7]). Этот подход реализуется в два этапа: построение формальной асимптотики и ее модификация для построения нижнего и верхнего решений задачи (1).

В данной работе отдельно описаны стационарная и нестационарная задачи. Для каждой из них применен описанный выше метод.

Пусть выполнены следующие условия:

(А3) Пусть существует единственная точка $x_0\in(0,1)$ – решение уравнения

$$H(\hat{x})\big|_{x_0} \equiv \left(H^{(l)}(\hat{x}) - H^{(r)}(\hat{x})\right)\big|_{x_0} = 0.$$

(А4) Пусть выполняется неравенство:

$$\left.\frac{\partial H}{\partial \hat{x}}\right|_{x_0} < 0,$$

где H – известная функция.

Формальная асимптотика строится по методу пограничных функций (см. [1]) в виде рядов по степеням ε:

$$U(x,\varepsilon) = \bar{u}(x,\varepsilon) + Q(\xi,\varepsilon) = \bar{u}_0(x) + \varepsilon\bar{u}_1(x) + \ldots + Q_0(\xi) + \varepsilon Q_1(\xi) + \ldots \qquad (4)$$

Здесь $\bar{u}_i(x), i = 0,1...$ – регулярные члены асимптотики, а $Q_i(\xi)$ – функции, описывающие переходный слой, ξ – растянутая переменная, $\xi = \frac{x-\hat{x}}{\varepsilon}$;

В работе доказана следующая теорема.

Теорема. При выполнении условий (A1) – (A4) при достаточно малом $\varepsilon > 0$ существует решение $u(x,\varepsilon)$ стационарной задачи (2), для которого функция $U_n(x,\xi)$ является равномерным на отрезке [0,1] асимптотическим приближением с точностью порядка $O(\varepsilon^{n+1})$.

Доказательство теоремы проведено с помощью метода дифференциальных неравенств [4].

Аналогично рассматривается нестационарная задача (начально-краевая задача с условиями Дирихле):

$$\begin{cases} \varepsilon\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t}\right) = A(u,x)\frac{\partial u}{\partial x} + B(u,x), \quad 0 < x < 1, \quad t > 0; \\ u(0) = u^0, \quad u(1) = u^1, \\ u(x,0) = u_{init}(x) \end{cases} \qquad (5)$$

где A(u,x) и B(u,x) – достаточно гладкие функции, $\varepsilon > 0$ – малый параметр.

Для нестационарной задачи также строится формальная асимптотика и доказывается теорема существования и единственности решения.

1. А.Б. Васильева, В.Ф. Бутузов. *Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений*. М.: Вычшая школа, 1990

2. Н.Н. Нефедов. Метод дифференциальных неравенств для некоторых классов нелинейных сингулярно возмущенных задач с внутренними слоями, *Диффер. Уравн.*, 1995, том 31, № 7, СС 1142-1149

3. А.Б. Васильева, А.А. Плотников. Асимптотическая теория сингулярно возмущенных задач. М.: Физический факультет МГУ, 2008

4. В.Т. Волков, Н.Н. Нефедов. Развитие асимптотического метода дифференциальных неравенств для исследования периодических контрастных структур в уравнениях реакция – диффузия. *Ж. Выч. Мат. и Мат. Физ.,* 2006, том 46, №4, с. 615-623.

5. Н.Н. Нефедов, Ю.В. Божевольнов. Движение фронта в параболической задаче реакция-диффузия *Ж. Выч. Мат. и Мат. Физ.,* 2010, том 50, №2, с. 276-285.

6. Н.Н. Нефедов. Общая схема асимптотического исследования устойчивых контрастных структур. *Нелинейная динамика*, 2010, т. 6, №1, с.181-186.

7. А.Б. Васильева, В.Ф. Бутузов, Н.Н. Нефедов. Сингулярно возмущенные задачи с пограничными слоями. *Труды математического института им. В.А. Стеклова*, 2010, т. 268, с. 268-283.

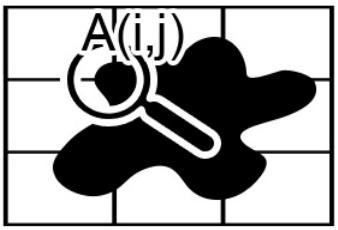
8. В.Ф. Бутузов, А.Б. Васильева, Н.Н. Нефедов. Контрастные структуры в сингулярно возмущенных задачах, Фундаментальная и прикладная математика, 1998, т. 4, №3, с. 799-851

9. Н.Н. Нефедов, И.А. Дащинский. Исследование распространения резких переходных слоев в параболических уравнениях с адвективным членом. *Труды семнадцатых математических чтений РГСУ* (28-31 января 2008 года), 2008, с. 97-100.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Председатель:
проф. Чуличков Алексей Иванович

Зам. председателя:
м.н.с. Шишаков Виталий Владимирович
м.н.с. Зубюк Андрей Владимирович



Поздравляем победителей!

I место

Бухаров Д.Н. – аспирант Владимирского государственного университета им. А.Г. и Н.Г. Столетовых

II место

Чемарина Ю.В. – к.ф.-м.н. Тверского государственного университета
Чижов М.Е.– аспирант ИБРАЭ РАН

III место

Преснова А.П. – студентка физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

ДРЕЙФ БРОУНОВСКОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЕРИОДИЧЕСКИ СУЖАЮЩЕЙСЯ ТРУБКЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕЙСЯ СО ВРЕМЕНЕМ СИЛЫ

Антипов А.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной физико-химической инженерии, Москва, Россия

Изучение механизмов преобразования различных форм энергии в направленное механическое движение является одним из приоритетных направлений фундаментальных исследований в целом ряде научных дисциплин. В первую очередь, это относится к молекулярной биологии, одна из насущных задач которой состоит в том, чтобы понять как энергия, освобождаемая в результате биохимических реакций, используется для функционирования молекулярных белковых моторов и насосов, которые играют ключевую роль в протекании целого ряда биологически значимых процессов. Не менее важно решение этой проблемы для развивающихся нанотехнологий, где существует острая потребность в создании устройств, которые, будучи обеспечены энергией или информацией, способны совершать контролируемое движение на наноуровне. Один из наиболее перспективных подходов основан на сравнительно недавно установленном факте: в пространственно-периодических системах с нарушенной зеркальной симметрией направленный дрейф частиц может возникать под действием неравновесных флуктуаций или регулярно повторяемых возмущений с нулевым средним (так называемый ratchet effect). Теоретические модели, обеспечивающие реализацию этого эффекта, получили название броуновских моторов.

В данной работе представлена и детально проанализирована оригинальная модель такого мотора [1,2]. Рассмотрен дрейф броуновской частицы в периодически сужающейся трубке, обусловленный периодически меняющейся со временем продольной силой, в среднем равной нулю (см. рис. 1). Показано, что под действием этой силы частица движется в направлении, обратном приложенной к ней постоянной силе нагрузки. Предложенная модель представляет собой броуновский мотор, способный совершать

работу против силы нагрузки, преобразуя энергию вносимых возмущений в направленное движение. Этот мотор обладает рядом особенностей: (1) он опирается на асимметрию формы, а не потенциала, как в большинстве моделей, обсуждавшихся ранее; (2) этот механизм наиболее эффективен в ситуации, когда амплитуда движущей силы велика, обеспечивая возможность неограниченной скорости дрейфа и силы остановки. (3) он способен в определенных условиях обеспечить достаточно высокий к.п.д.; (4) этот механизм, в отличие от предложенных ранее, трактуем аналитически, что является поистине уникальным свойством для такого рода систем.

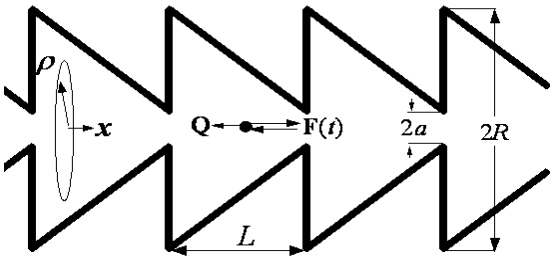


Рис.1. Схема модели энтропийного мотора. Частица движется в периодически сужающейся трубке (L – период, R и a – наибольший и наименьший радиусы, соответственно) под действием постоянной силы нагрузки Q и переменной силы $F(t)$. Сила $F(t)$ принимает два значения F и $-F$, мгновенно сменяющих друг друга через время τ, так что ее среднее значение за период 2τ равно нулю

При большой амплитуде движущей силы, когда обсуждаемый эффект максимален, получены аналитические решения для основных характеристик мотора: скорости дрейфа, силы остановки (величины нагрузки, обнуляющей эффект) и эффективности преобразования энергии вносимых возмущений в направленное движение. В области своей применимости эти решения находятся в прекрасном согласии с результатами компьютерного моделирования, выполненного методом броуновской динамики (см. рис. 2).

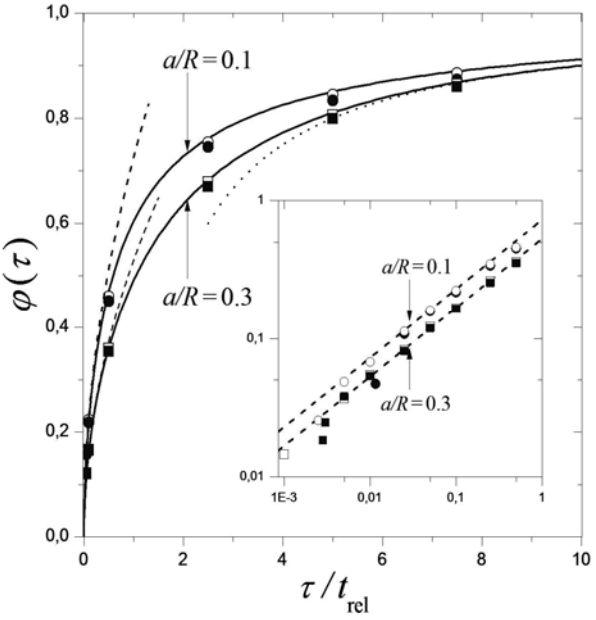


Рис. 2. Сопоставление аналитических и численных результатов, характеризующих рост скорости дрейфа частицы с увеличением времени переключения τ. Сплошные кривые представляют аналитические зависимости $\varphi(\tau)$, (характеризующие затухание скорости дрейфа при нулевой нагрузке с ростом частоты переключений), при $a/R = 0.1$ (верхняя кривая) и $a/R = 0.3$ (нижняя кривая). Пунктирные (точечные) кривые иллюстрируют асимптотическое поведение $\varphi(\tau)$ при малых (больших) τ. Результаты компьютерного моделирования представлены значками в зависимости от величины параметра безразмерной силы $f=(k_BT)^{-1}FL$: светлыми при $f = 10^5$ и темными при $f = 10^4$; кружки отвечают $a/R = 0.1$, квадратики – $a/R = 0.3$ Вставка содержит результаты для малых τ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта № 10-03-00393).

E–mail: 89636941963antipov@gmail.com

Литература

1. Zitserman V.Yu., Berezhkovskii A.M., Antipov A.E., Makhnovskii Yu.A.. Communication: Drift velocity of brownian particle in a periodically tapered tube induced by a time-periodic force with zero mean: Dependence on the force period. J. Chem. Phys., v. 135 (2011), 121102.

2. . Махновский Ю.А, Зитцерман В.Ю., Антипов А.Е.. Направленный транспорт броуновской частицы в периодически сужающейся трубке. Представлено в ЖЭТФ (2011).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ИОННОГО ЗАТВОРА СПЕКТРОМЕТРА ПОДВИЖНОСТИ ИОНОВ

Бисярин Н.Н.

.Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, Россия

Ионный затвор является одним из элементов спектрометра подвижности ионов, оптимизация и эффективное использование которого позволит существенно повысить разрешающую способность метода. Ионный затвор располагается в дрейфовой трубке спектрометра подвижности ионов между источником ионов и коллектором и предназначен для формирования и инжекции пакета ионов в область дрейфа, в которой под действием электрического поля пакет разделяется на группы по подвижности. Для этой цели может применяться несколько различных типов ионных затворов.

В данной работе проведено компьютерное моделирование поля в области трех различных типов конструкции ионных затворов для спектрометра подвижности ионов с источником коронного разряда. Первый тип: ионный затвор, образованный сеточным и охранным электродами. Второй тип: затвор Бредбери-Нильсена, представляющий собой два изолированных друг от друга набора параллельных проволочек, расположенных в одной плоскости. Третий тип: двойной сеточный затвор – два параллельных сеточных электрода, расположенных напротив друг друга на расстоянии 2 мм. Ионный затвор может находиться в двух состояниях: закрыт и открыт. В закрытом состоянии между электродами затвора приложено запирающее напряжение, препятствующее прохождению ионов. Когда потенциалы электродов выравниваются, затвор открыт. Выбор для моделирования описанных выше типов затворов обусловлено их широким применением в спектрометрах ионной подвижности и активным обсуждением в научных работах.

Моделирование проведено с помощью пакета программ SIMION 7.0. Исходными данными модели являются геометрия электродов и потенциалы на них. Геометрия модели трубки дрейфа является осесимметричной и соответствует использованной в эксперименте. Разность потенциалов между электродами затвора равнялась запирающей разности потенциалов в закрытом состоянии и составляла несколько вольт в открытом состоянии из-за не идеальности реализованной системы переключения. В результате моделирования получены продольный профиль распределения потенциала и напряженности электрического поля на оси дрейфовой трубки спектрометра подвижности ионов и поперечный профиль в сечении ионного затвора. Исследовано влияние диаметра сечения трубки дрейфа и ионного затвора на распределение электрического поля.

Для конструкции первого типа наблюдается существенное провисание потенциала от края к оси дрейфовой трубки в поперечном профиле и его уменьшение при уменьшении диаметра сечения затвора, в отличие от второго и третьего типов, где провисание практически отсутствует. Следует отметить, что ввиду указанного выше свойства для затвора первого типа изменяется глубина потенциальной ямы, создаваемой в области затвора, в продольном профиле распределения потенциала с уменьшением диаметра трубки дрейфа. Для затвора второго типа из-за сеточной структуры наблюдается периодичное изменение потенциала и напряженности электрического поля в поперечном сечении ионного затвора. В результате чего возникает зависимость эффективности прохождения ионами затвора от начальной поперечной координаты дрейфа.

Анализ продольного и поперечного профилей распределения потенциала и напряженности позволяет сделать следующие выводы:

- эффективность запирания ионного потока затвором первого типа определяется поперечными размерами трубки дрейфа;

- в ионном затворе третьего типа наблюдается равномерный профиль распределения потенциала в сечении затвора, что говорит о равномерном воздействие на поток и отсутствии выраженной зависимости эффективности прохождения ионами затвора от начальной поперечной координаты, т.о. уменьшается разброс начальных энергий ио-

нов, и, следовательно, улучшается разрешение пиков по сравнению с затворами первого и второго типов;

- конфигурация поля, создаваемая затворами первого и третьего типа, в силу наличия потенциальной ямы обеспечивает предварительное накопление ионного пакета перед инжекцией в область дрейфа, в отличие от затвора второго типа, в котором ионный поток отклоняется и нейтрализуется на элементах затвора.

E-mail: n.n.b@list.ru

Автор выражает глубокую признательность к.ф.-м.н., директору ООО «Шибболет» Черняку Евгению Яковлевичу за всестороннее содействие.

ПЕРВОПРИНЦИПНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА СТРУКТУРУ СУЛЬФАТА КАЛИЯ

Бугаева И.А.

Кемеровский государственный университет, физический факультет, Кемерово, Россия

Сульфаты щелочных металлов обладают уникальными электрическими, оптическими и механическими свойствами и находят многочисленные применения в оптоэлектронике и лазерной технике. Целью данного исследования является изучение влияния гидростатического давления на структурные и электронные свойства кристалла K2SO4.

В настоящей работе вычисления геометрии и электронной структуры кристалла K_2SO_4 выполнены при помощи пакета CRYSTALL09 в рамках теории функционала электронной плотности (DFT) с градиентной аппроксимацией обменно-корреляционного функционала PWGGA[1, 3].

На первом этапе проведена полная структурная оптимизация сульфата калия по условиям минимизации полной энергии и межатомных сил. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными приведено в таблице:

	a, Å	b, Å	c, Å	V, Å^3
Эта работа	7.497	5.649	9.947	421.3
Эксп. [2]	7.485	5.726	10.067	431.5

Как видно из таблицы, имеет место удовлетворительное совпадение расчетных параметров решетки с экспериментальными. Отклонение по объему составляет -2.4%.

Оптимизация геометрии кристалла позволяет проследить за изменением его структурных параметров под давлением в интервале -2…15 ГПа. Постоянные решетки a, b, c уменьшаются (рис. 1). Следовательно, объем кристалла с увеличением давления также уменьшается (рис. 2). При отрицательных давлениях постоянные решетки и объем кристалла K_2SO_4 возрастают.

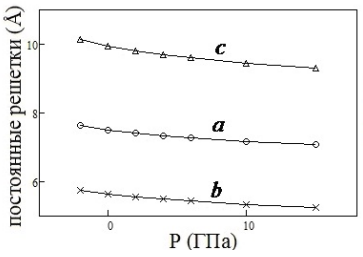


Рис. 1. Зависимость постоянных решетки K_2SO_4 от давления

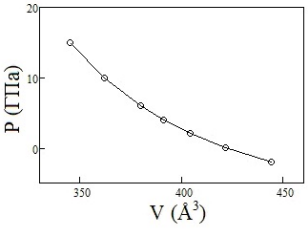


Рис. 2. Зависимость давления от объема

С увеличением давления все межатомные расстояния уменьшаются. Расстояния S-O практически не изменяются с увеличением давления, тогда как кратчайшие расстояния между атомами K1-O и K2-O уменьшаются существенно.

Величины, характеризующие параметры химической связи (заряды и заселенности областей перекрывания) также оказываются чувствительны к давлению. Величины зарядов атомов определялись вычитанием из полной заселенности атома заряда его ядра.

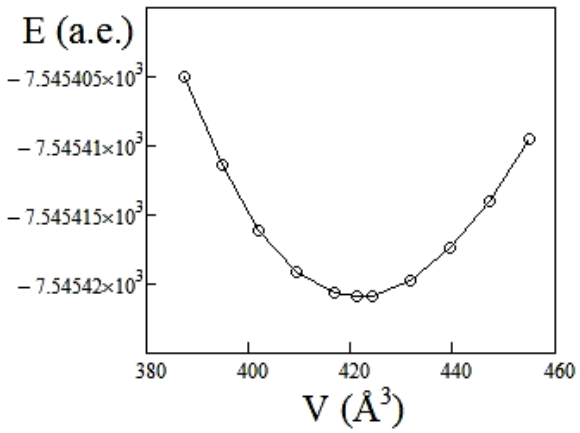


Рис. 3. Зависимость полной энергии K_2SO_4 от объема

Установлено, что заряды атомов калия с увеличением давления уменьшаются, достигая минимального значения при P=6 ГПа, затем увеличиваются. При этом заряд атома серы уменьшается. Отрицательные заряды атомов кислорода O_1 и O_3 увеличиваются, а заряд атома O_2 уменьшается.

Заселенность перекрывания между атомами K и O с увеличением давления слабо изменяется (P<2 ГПа), при больших давлениях наблюдается уменьшение величин заселенностей областей перекрывания. С другой стороны, заселенность перекрывания между атомами S и O уменьшается практически по линейному закону.

Также с помощью процедуры EOS пакета CRYSTALL09 получена зависимость полной энергии K_2SO_4 от объема (рис. 3). Видно, что любое отклонение от равновесного объема приводит к увеличению энергии. Рассчитан равновесный объем V_0=421.3 Å^3, модуль всестороннего сжатия B=43.4 ГПа и его производная по давлению B′=5.4.

E-mail: inkas88@yandex.ru

Литература

1. Dovesi R., Saunders V.R., Roetti C., Orlando R., Zicovich, Wilson C.M., Pascale F., Civallezi B., Doll K., Harrison N.M., Buch I.J., D'Arco Ph., Liunell M. CRYSTAL 09 User's Manual. – Torino:University of Torino. 2010.

2. McGinnety J A. Redetermination of the structures of potassium sulphate and potassium chromate: the effekt of electrostatic crystal forces upon observed bond lengths// Acta Crystallographica B. 1972, № 28. p. 2845-2852.

3. Perdew J.P, Wang Y. Accurate and simple analytic representation of the electron gas correlation energy // Phys. Rev. B. 1992, № 45. p. 13244-13251.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ОСАЖДЕНИЯ АБЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В СХЕМЕ ПРЯМОГО ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ

Бухаров Д.Н., Кучерик А.О., Кутровская С.В.

Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовы , Владимир, Россия

В данной работе рассмотрены результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов распространения и осаждения лазерно-индуцированной плазмы в задаче абляции из лазерно-индуцированного плазменного факела [1].

Достаточно удобным и простым способом моделирования движения продуктов лазерной абляции является использование подходов в рамках гидродинамической модели [2]. Расчет гидродинамической модели в первом приближении позволяет определить области с достаточно большими концентрациями продуктов лазерной абляции. Процесс осаждения моделируется на основе принципов молекулярной динамики.

Гидродинамическая модель распространения продуктов лазерной абляции описывается стационарными уравнениями Навье–Стокса для задачи с плоской геометрией. Математическая модель – система безразмерных дифференциальных уравнений и граничных условий для функции тока и вихря [4].

В рамках используемой нами молекулярно-динамической модели процесс осаждения описывается системой безразмерных уравнений Ньютона, причем для учета взаимодействий между осаждаемыми атомами и атомами подложки используется потенциал Леннарда–Джонса [3].

Математическая модель движения атома представляет собой задачу Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений, для решения которой используется схема с перешагиванием

Проведенные расчеты и сравнения с данными эксперимента показали, что данный подход с достаточной достоверностью моделирует реальный эксперимент и может быть использована для оценки характерных размеров осажденного слоя.

Email: kucheric@vlsu.ru

Литература

1. Герке М.Н., Кутровская С.В., Кучерик А.О., Прокошев В.Г., Аракелян С.М.. Формирование углеродных субмикронных и наноструктур на поверхности холодной подложки при воздействии лазерного излучения на поверхность углеродосодержащих материалов в атмосферном воздухе //Квантовая электроника, Т.38, 2008, №1 с.73-76.

2. Бордовский Г.А. и др. Физические основы математического моделирования: Уч. Пособие для вузов./Г.А. Бордовский, А.С. Кондратьев, А.Д.Р. Чоудери.- М.: Издательский центр «Академия», 2005. – 320 с.

3. Зализняк В.Е. Основы вычислительной физики. Часть 2. Введение в методы частиц. – Москва – Ижевск: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика: Институт компьютерных исследований, 2006. – 156 с.

4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.

НЕЛИНЕЙНЫЕ МОДЕЛИ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ

Грачев Д.А.

Научный сотрудник, кандидат физико-математических наук
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

Уравнения со случайными коэффициентами играют важную роль при описании многих процессов и явлений в случайных средах [1,2]. При этом соответствующие задачи для уравнений в частных производных нередко удается свести к исследованию семейства линейных стохастических уравнений с обычными производными [2,3]. Например, поведение турбулентного динамо можно моделировать уравнением Якоби

$$\frac{d^2y}{dx^2} + K(x)y = 0, \quad y(0) = 0, \quad y'(0) = 1 \tag{1}$$

со случайным коэффициентом $K(x) = K(x,\omega)$ [4,5]. Еще одним показательным примером подобного рода служит простейшее уравнение

$$\frac{dy}{dx} + a(x)y = 0, \quad y(0) = 1 \tag{2}$$

со случайным коэффициентом $a(x) = a(x,\omega)$, которое рассматривалось в [1] в контексте так называемого эффекта перемежаемости.

В настоящей работе мы представляем результаты аналитического и численного исследований нелинейных уравнений

$$\frac{d^2y}{dx^2} + \frac{K(x)}{1+y^m}y = 0, \qquad \frac{dy}{dx} = \frac{a(x)}{1+y^m}y + ky, \quad k = const, \tag{3}$$

которые возникают из (1) и (2) добавлением члена со степенной нелинейностью и стабилизационного члена ky соответственно.

Проведенное исследование уравнений (3) показало, что имеет место начальный прогрессивный рост статистических моментов решений, который при $x \to \infty$ в зависимости от параметров задачи либо меняется на степенной, либо затухает. Численно демонстрируется наличие стабилизации, предсказанное аналитически для типичных реализаций решений. Обсуждаются возможные пути преодоления трудностей, связанных с выводом замкнутых моментных уравнений.

E–mail: gdmath@mail.ru

Литература

1. Зельдович Я.Б., Молчанов С.А., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. Перемежаемость в случайной среде // Успехи физических наук. 1987, №152 (1). С. 3-32.

2. Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D. The Almighty Chance / Singapore, World Scientific. 1991.

3. Молчанов С.А., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. Кинематическое динамо в случайном потоке // Успехи физических наук. 1985, №145 (4). С. 593-628.

4. Artyushkova M.E., Sokoloff D.D. Modeling small-scale dynamo by the Jacobi equation// Magnetohydrodynamics. 2006, №42 (1). P. 3-19.

5. Грачев Д.А. Тензорный подход к проблеме усреднения дифференциальных уравнений с δ-коррелированными случайными коэффициентами // Математические заметки. 2010, №87 (3). С. 359-368.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Джамалудинов Р. Г-К.

Московский Государственный Университет Инженерной Экологии,, Москва, Россия

Одним из необходимых условий работы фотоэлектрического преобразователя (ФЭП) является наличие в полупроводниках неоднородностей структуры и акцепторных примесей, которые накапливают заряды в объеме и на межфазных границах [2,3]. Поэтому наиболее перспективными для ФЭП солнечной энергии являются аморфный и поликристаллический пористый кремний.

Накопление зарядов на дефектах различной природы позволяет использовать отбракованные пластины, в которых плотность дислокаций не превышает $\sim 10^5$ см$^{-2}$ [2]. Для точного измерения плотности электрически активных дефектов структуры в отбракованных кремниевых пластинах может быть использован атомно-силовой микроскоп (АСМ) [3].

В слоях SiO_2 толщиной ~ 0,1 мкм при всех известных технологиях всегда имеются микродефекты (дислокации, поры, трещины), наличие которых увеличивает фотогальванический ток в солнечных батареях [1].

В работах А.Ф. Иоффе была установлена связь между фотоэдс, диффузией носителей заряда в полупроводниках и электронным равновесием на границе металл-полупроводник. Приконтактное электрическое поле было учтено в модели фотоэдс Н.Ф. Мотта. Фототок возникает в результате генерации противоположных по знаку носителей тока. Вследствие градиента температурного и электрического полей, а также неоднородностей структуры, происходит разделение зарядов и возникает объемная фотоэдс.

Чувствительность зонда АСМ настолько высока, что позволяет измерять силу взаимодействия между атомами. АСМ измеряет концентрацию примесей (активных центров захвата зарядов) в пределах $10^{15} - 10^{19}$ ñì $^{-3}$ в области измерения (10-30) нм [3].

Иголочка на конце кантилевера и слой воздуха образует с поверхностью кристалла воздушный конденсатор. Между электродами конденсатора («иголка - атомы на поверхности кристалла») возникают силы отталкивания. Измерения этих сил позволяют определить распределение и количество электрически заряженных (активных) микро – и макродефектов на поверхности ионных кристаллов [3]. Силы отталкивания определяются через прогиб кантилевера.

Емкость воздушного конденсатора вычисляется по формуле [3]:

$$C_z = \frac{\varepsilon^T \varepsilon_0 S}{d}, \tag{1}$$

где $\varepsilon^T \varepsilon_0$ - относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 - диэлектрическая постоянная, S – площадь, d – расстояние между зондом и кристаллом.

Поверхностная ёмкость кристалла:

$$C_{x,y} = \frac{\varepsilon^T \varepsilon_0 S}{L_Ä}, \tag{2}$$

где $L_Ä$ - дебаевская длина экранирования; x, y - нижние индексы – обозначают систему координат на поверхности пленки.

$$L_Ä = \sqrt{\frac{\varepsilon^T \varepsilon_0 kT}{e^2 n}}, \tag{3}$$

где $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ [Дж/Кл] – постоянная Больцмана, T – температура, e – заряд электрона, n – концентрация электрически активных дефектов, характеризующая плотность поверхностных состояний.

Приравнивая правые части (1) и (2) с учетом (3) получим формулу для вычисления концентрации дефектов n

$$n = \frac{\varepsilon^T \varepsilon_0 kT}{e^2 d^2}. \tag{4}$$

При $\varepsilon^T = 12, \varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ [Ô / ì], $T = 300K, d = 10^{-6}$ ì , $n = 17{,}2 \cdot 10^{13}$ ñì $^{-3}$. Такая концентрация несовершенств структуры является допустимым для ФЭП солнечной энергии в электрическую.

***

Приведена формула для определения допустимой концентрации электрически активных дефектов в отходах промышленного производства кремния, используемых в солнечных батареях.

Литература

1. Арипов Х.К. Основные закономерности токообразования и формообразования вольт-амперных характеристик в солнечных элементах, диодах и транзисторах. Автореф. дисс. на соиск. уч. ст. д.ф.-м.и., М.,1998.

2. Павлов А.С. Исследование и разработка технологии и конструкции кремниевых солнечных элементов. Автореф. дис. на соиск. уч. ст. к.т.н., - М.,1997.

3. Коровкина Н.М. Развитие методов атомно-силовой микроскопии для контроля электрофизических параметров объектов микроэлектроники. Автореф. дис. на соис. уч. ст. к.т.н., - СПб.,2006

E-mail: rdzhamaludinov@gmail.com

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ВОДОРОДА В ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЯХ НАНЕСЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ.

Евтеева Н.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Наличие модифицированных поверхностных слоев может оказывать существенное влияние на процессы взаимодействия материалов с водородом. К настоящему времени накоплен обширный материал по исследованию структурно-фазовых превращений в сталях и титановых сплавах при облучении импульсным электронным пучком. Активно исследуется влияние формируемых в процессе облучения структур на механические свойства и коррозионную стойкость металлов и сплавов [2]. Но в то же время не до конца понятен механизм взаимодействия водорода с поверхностью облучённой импульсным электронным пучком. Для решения поставленной задачи необходимо проведение теоритического исследования путем расчета концентрации водорода в исследуемом образце с пленками, облученными импульсном электронном пучком.

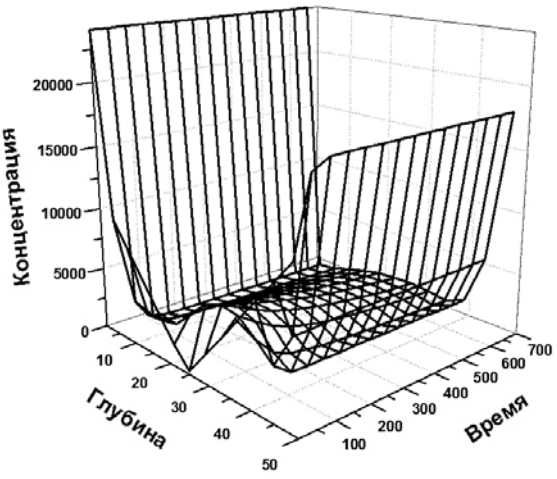


Рисунок 1 Распределение концентрации водорода в образце с защитными покрытиями

В данной работе, используя подход [1], произведен расчет сорбции водорода в образцах с тонкими пленками методом конечных разностей, причем пленки рассматриваются как защитные покрытия. В расчетах взяты разные граничные условия, которые делят область расчета на три части, центр - основной образец, а на краях, имитация тонкого защитного покрытия. В расчетах использовались разные коэффициенты диффузии водорода на краях и в центре образцов, так как структура поверхности металла облученного импульсным электронным пучком отличается от изначальной структуры образца. На рисунке представлен пример распределения концентрации водорода в образцах с тонкими защитными пленками с начальным распределением (C_H) в виде линии, сходящейся к центру образца.

E-mail: evteeva@tpu.ru

Литература

1. Евтеева Н.А., Черданцев Ю.П., Лидер А.М., Чернов И.П., Гаранин Г.В., Дуброва Н.А., Пушилина Н.С. Моделирование процесса термостимулированной десорбции водорода в металлах и сплавах численными методами // Известия Томского политехнического университета; 2010. Т.317 №. 2. С. 147 – 152.

2. Пушилина Н. С. , Чернов И. П. Модификация поверхности циркониевого сплава Zr1 %Nb импульсным электронным пучком // Известия вузов. Физика. 2011 Т. 54. №. 11/2. С. 176-180.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЕРМОГАЗОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕФТЯНОЙ ПЛАСТ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Исаева А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Признанным на сегодняшний день инструментом оценки эффективности различных технологий разработки нефтяных месторождений является вычислительный экспе-

римент [1]. В настоящей работе компьютерный эксперимент использован для изучения механизма одной из наиболее перспективных на сегодняшний технологий увеличения нефтеотдачи – термогазового воздействия на нефтяной пласт [2, 3].

Математическая модель термогазового воздействия представляет собой начально-краевую задачу, описывающую неизотермическое многофазное течение в пористой среде. В рамках данной работы рассмотрена упрощенная математическая модель процесса. Для упрощенной модели программно реализован алгоритм построения численного решения соответствующей начально-краевой задачи. В рамках вычислительного эксперимента исследована зависимость поведения решения от значений некоторых параметров задачи.

Для изучения влияния неопределенности параметров математической модели в задачу введены элементы геостатистического формализма [4, 5]. Показано, как предложенный подход может применяться для решения практических задач проектирования разработки нефтяных месторождений с использованием термогазового воздействия. В частности, рассмотрена проблема оценки влияния неопределенности фильтрационно-емкостных свойств нефтяного пласта на потенциальную эффективность термогазового воздействия.

E-mail: avisaeva@mail.ru

Литература

1. Watts, J.W. Reservoir Simulation: Past, Present and Future // SPE Computer Applications. 1997. N. 9(6). P. 19–28.

2. Alvarado, V., Manrique, E. Enhanced Oil Recovery: An Update Review // Energies. 2010. N. 3. P. 1529–1575.

3. Боксерман А.А., Ямбаев М.Ф. Термогазовый метод увеличения нефтеотдачи. В Трудах ВНИИнефть, вып. 192: Теория и практика разработки нефтяных месторождений. М. 2003.

4. Пытьев Ю.П., Чуличков А. И. Методы морфологического анализа изображений. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2010.

5. Cressie, N., Wikle, C. Statistics for Spatio-Temporal Data. Wiley: New Jersey. 2011.

6. Deutsch, C. Geostatistical Reservoir Modeling. Oxford Univ. Press. 2002.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Казак О.В.

Донецкий национальный университет, *физико-технический* факультет,
Донецк, Украина

Электровихревые течения (ЭВТ) – это особый тип магнитогидродинамических течений, возникающий под действием электромагнитных сил при пространственной неоднородности тока проводимости в жидком проводнике. ЭВТ наблюдаются в целом ряде технологических и природных процессов. Поэтому выявление закономерностей и особенностей ЭВТ имеет большое теоретическое и практическое значение. Особый интерес ЭВТ вызывают в ДППТ с подовым электродом, получивших в последнее время широкое распространение. Эти печи имеют ряд преимуществ по сравнению с печами, работающими на переменном токе: экологическая безопасность, экономическая целесообразность, повышение производительности и улучшение условий труда.

Для численного моделирования ЭВТ адаптирована модель магнитной гидродинамики, в которой расплав металла считается немагнитным и хорошим проводником, конвективный ток не учитывается, физические характеристики расплава однородны и изотропны по всему объему и зависят от температуры, расплав является несжимаемой жидкостью. Компьютерное моделирование ЭВТ рассматривалось как задача мультифизики, решение которой выполняется поэтапно: 1-й этап – моделирование электромагнитных полей; 2-й этап – моделирование электровихревых течений, 3-й этап – моделирование электровихревых течений с учетом конвекции. Для программной реализации разработанного алгоритма были выбраны пакеты ANSYS и CFX.

Для отладки методов и подходов моделирования ЭВТ расчеты были проведены для ламинарного течения, результаты которого сравнивались с известным решением [1]. Затем расчеты проводились для турбулентных течений, экспериментально исследованных на лабораторной установке [2]. Для верификации полученных данных аналогичные расчеты проводились в пакете COMSOL. На каждом этапе результаты расчетов сравнивались с известными теоретическими и экспериментальными данными и расчетами другими пакетами. Хорошее совпадение результатов, полученных разными методами и пакетами, как между собой, так и с теоретическими и экспериментальными данными по всем характеристикам ЭВТ на разных режимах в различных установках говорит о надежности методов и достоверности полученных результатов.

На следующем этапе, используя отработанные методы и подходы, были изучены электровихревые течения для целого ряда электросталеплавильных печей постоянного тока с подовым электродом [3-6]. За основу выбрана промышленная печь ёмкостью 100 тонн разработки фирмы «DANIELI» цилиндрической формы [7]. На рис. 1 приведено векторное и контурное поле силы Лоренца в непосредственной близости подового электрода [3, 4]. На рис. 2 приведено векторное и контурное поле скорости движения расплава, обусловленное силой Лоренца, с учетом термогравитационной конвекции [5, 6]. Здесь 1 – защитный слой футеровки, 2 – расплав металла, 3 – верхний и подовый электроды, 4 – слой шлака. При расчетах выявлены существенные градиенты модуля силы Лоренца в области подовых электродов. Значение силы Лоренца достигало 30% от объемной силы тяжести. Движение расплава при этом носит вихревой характер. Вихрь зарождается в расплаве в области подовых электродов и затем поднимается вверх. Максимальная скорость движения расплава – 0,5 м/с.

Исследования проводились как для осесимметричных цилиндрических печей, так и для новейших печей сложной геометрической формы, в том числе и для 420 тонной печи фирмы DANIELI [6, 7]. В результате расчетов получены распределения электромагнитных и гидродинамических полей в объеме расплава во время выплавки металла. Выяснено, что ЭВТ оказывает существенное влияние на процессы в печи, как позитивное (интенсивное перемешивание металла), так и негативное (повышенный износ футеровки в области подовых электродов). Результаты расчетов сравнивались с аналитическими оценками, расчетами различными программными пакетами и экспериментальными данными по повышенному износу футеровки [8]. Хорошее согласование данных, полученных разными способами, говорит о достоверности результатов компьютерного моделирования.

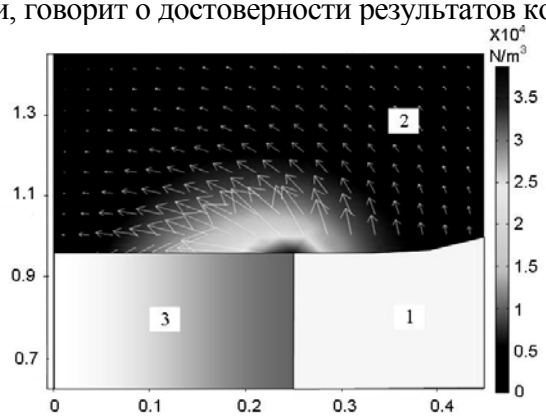


Рис. 1

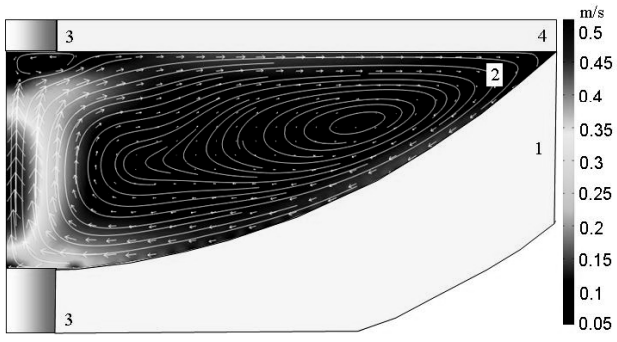


Рис. 2

Анализ результатов компьютерного моделирования ЭВТ в металлургических печах позволил предложить методы для снижения скорости движения расплава в непосредственной близости подовых электродов, где действие ЭВТ негативно, и предложить рекомендации по оптимизации работы печей.

E–mail: olegkazak@yandex.ru

Литература

1. Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Электровихревые течения. Рига: Зинатне, 1985. – 315 с.

2. Ivochkin Yu., Oksman A., Kazak O., Teplyakov I., Zhilin V. Numerical and experimental investigation of the electrovortex flow in hemispherical container under action of external magnetic field // 8th International PAMIR Conference on fundamental and applied MHD. Borgo, Corsica, France September 5-9, 2011. – P. 85-88.

3. Kazak O., Semko O. Modelling Vortex Fields in Metal Smelting Furnaces // The International Journal of Multiphysics. – 2010. Volume 4. Number 4. – P. 351-358.

4. Kazak O., Semko O. Electrovortex field in DC arc steel making furnaces with bottom electrode // Ironmaking and Steelmaking. – 2011, Volume 38. Number 4. – P. 273-278.

5. Казак О.В., Семко А.Н. Электровихревое движение расплава в печах постоянного тока с подовым электродом // Инженерно-физический журнал. – 2011. Том 84. №1. – С. 209-217.

6. Kazak O., Semko O. Modelling magnetohydrodynamic processes in DC arc steel making furnaces with bottom electrodes // Ironmaking and Steelmaking. – 2011. Volume 38. Number 5. – P. 353-358.

http://www.danieli.com

Зайцев В.А., Медовар Л.Б. Подовые электроды дуговых печей постоянного тока // СЭМ №2 2009 г. – С. 3-8.

ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИДРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА В ОТКРЫТЫХ КАНАЛАХ НА БАЗЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Мамолина А.П.

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А. Балаковский институт техники, технологии и управления, Балаково, Россия

Для построения математической модели преобразователя расхода (ПР) проведен полный факторный эксперимент [1], в котором в качестве факторов приняты следующие величины: x_1 - напряжение питания, подаваемое на рабочий электрод, В; x_2 - расстояние между электродами, см; x_3 - угол между электродами.

Параметром оптимизации является крутизна статической, характеристики. Для исследуемого ГЭПР область определения факторов следующая: x_1 - 10 ÷ 80 В; x_2 – 0,5 ÷ 12 см; x_3 - 0° ÷ 45°. Результаты эксперимента представлены в таблице 1. I_{max} - ток, измеряемый при нулевом расходе воды $Q_0 = 0$ см^3/с; I_{min} - ток, измеряемый при расходе воды $Q_{max} = 41.7$ см^3/с. Определим коэффициенты линейной модели (функция отклика):

$$y = b_0 + b_1x_1 + b_2x_2 + b_3x_3,$$

Коэффициенты определим по следующей формуле:

$$b_j = \frac{\sum_{i=1}^{N} x_{ij} + y_j}{N}.$$

Таблица 1

Результаты экспериментов

№ опыта	U, В	d, мм	α°	I_{max}, мА				I_{min}, мА			
				1	2	3	4	1	2	3	4
1	80	120	0	27,8	26,2	27	26,4	22,2	21,5	22,9	22,4
2	10	120	0	13,6	13,3	12,8	13	12,1	12	11,9	12,1
3	10	5	0	16,4	16,2	16,1	16,1	15,2	15,1	15	15
4	80	5	0	36,8	36,1	36,5	36,3	33	33,2	33,4	33,1
5	80	120	45	37	36,8	36,6	37	34	33,5	33,6	33,7
6	10	120	45	6,2	6,9	6,5	6,5	4,7	4,6	4,6	4,4
7	80	5	45	33,2	33	33,1	32,9	28,6	29	27,9	28,5
8	10	5	45	15,1	14,8	15	15,2	14,1	14,3	14,2	14,3

Линейная модель имеет вид:

$$y = 0.175 + 0.035 \cdot x_1 - 0.0308 \cdot x_2 + 0.0318 \cdot x_3.$$

Анализ модели [2], позволяет сделать следующие выводы:

так как коэффициент b_1 имеет наибольшее значение, то фактор x_1 (напряжение между электродами) более чем другие факторы влияет на параметр оптимизации;

2) коэффициенты b_1 и b_3 имеют знак плюс, следовательно с увеличением факторов x_1 (напряжение между электродами) и x_3 (угол между электродами) параметр оптимизации должен увеличиваться. Коэффициент b_2 имеет знак минус, значит фактор x_2 (расстояние между электродами) оказывает отрицательное влияние на параметр оптимизации;

3) данные выводы соответствуют физической природе эксперимента.

Результаты обработки экспериментальных данных следующие: однородность дисперсий определена с помощью критерия Фишера, полученная величина сравнивается с табличной величиной F-критерия.

$$\frac{S^2_{\max}}{S^2_{\min}} = \frac{0.62}{0.095} = 6.52.$$

Табличное значение F-критерия равно 9.3 при уровне значимости 0,95. Следовательно, дисперсии однородны. Дисперсия параметра оптимизации:

$$S^2_{(y)} = \frac{\sum_1^N \sum_1^n \left(y_{iq} - \bar{y}_i\right)^2}{N(n-1)} = \frac{0.0037}{24} = 0.000125,$$

где i = 1, 2, ..., N; q = 1, 2, ..., n.

Дисперсия адекватности (S^2_{ay}):

$$S^2_{ay} = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta y_i^2}{f} = \frac{0.004}{4} = 0.001.$$

Для проверки адекватности модели используется F-критерий Фишера, который определяется по формуле:

$$F = \frac{0.001}{0.000125} = 8.$$

Табличное значение F-критерия для $f_1 = 4$ и $f_2 = 3$ равно 9.1. Так как рассчитанное значение не превышает табличного, то модель можно считать адекватной. Дисперсия коэффициента регрессии:

$$S^2_{(bj)} = \frac{S^2_{(y)}}{N} = \frac{0.000125}{8} = 0.0000157.$$

Доверительный интервал b_j

$$\Delta b_j = \pm t \cdot S(b_j) = \pm 3.182 \cdot 0.0039 = 0.012.$$

Коэффициент значим, если его абсолютная величина больше доверительного интервала.

$$(b_0) = 0.175; (b_1) = 0.035; (b_2) = -0.0308; (b_3) = 0.0318.$$

Можно сделать вывод о том, что все коэффициенты значимы.

Выбран лучший опыт из предыдущей серии и проведен повторный эксперимент для построения статической характеристики. Данные повторного эксперимента (средние значения трех параллельных опытов) занесены в таблицу 2 .

Таблица 2

Экспериментальные данные

$\bar{Q}, \frac{см^3}{с}$	0	16.7	31.2	41.7
$\bar{I}, мА$	19.2	14.5	12.2	11.1

Крутизна статической характеристики равна:

$$Y = \frac{\Delta I}{\Delta Q} = \frac{19.2 - 11.1}{41.7 - 0} = 0.19,$$

где: $\Delta I = I_{max} - I_{min}$; $\Delta Q = Q_{max} - Q_0$.

Хочу выразить благодарность своему научному руководителю доценту кафедры «Технология и автоматизация машиностроения» к.т.н. Г.М. Садчиковой (БИТТУ, филиал СГТУ им. Гагарина Ю.А., г. Балаково).

E-mail: anutka_adm@mail.ru

Литература

1. Адлер Ю.П., Маркова Е.В., Грановский Ю.В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. М.: Наука, 1976.

2. Жирабок А.Н. Планирование эксперимента для построения математических моделей // Соросовский образовательный журнал, Серия 7, 2001. No. 9. С.121-127.

СЛУЧАЙНО-ВОЗМУЩЕННЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ЭЙЛЕРА ДЛЯ ВРАЩЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА И МЕТОД МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ

Миронов П.П.

Ульяновский Государственный Университет, Ульяновск, Россия

В докладе излагается общий подход к анализу случайно-возмущенных конечномерных нелинейных динамических систем с помощью метода максимальной энтропии [1-4]. В основе подхода лежит метод Рейнольдса для усреднения уравнений случайно-возмущенной системы по ансамблю. Как известно, система усредненных уравнений Рейнольдса для нелинейных уравнений оказывается незамкнутой вследствие наличия высших моментов случайных величин в усредненных уравнениях. В предлагаемом подходе замыкание уравнений Рейнольдса производится с помощью метода максимальной энтропии, гарантирующего, что полученные с его помощью уравнения для моментов дают распределение с максимально большим числом микросостояний (микротраекторий системы), с помощью которых реализуется каждая усредненная траектория системы. Это обеспечивает максимальную наблюдаемость таких траекторий.

В работе излагаются результаты применения такого подхода к стохастическим уравнениям Эйлера для вращения твердого тела, а также для их обобщений, таких как модель кинетики радиационного образования неоднородностей на поверхностях материалов [5] и модель Вольтерра-Лотки для двухвидовой популяции [1].

Система уравнений Эйлера для вращения твердого тела имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} N_1 &= I_1\dot{\omega}_1 + (I_3 - I_2)\omega_2\omega_3, \\ N_2 &= I_2\dot{\omega}_2 + (I_1 - I_3)\omega_3\omega_1, \\ N_3 &= I_3\dot{\omega}_3 + (I_2 - I_1)\omega_1\omega_2, \end{aligned} \qquad (1)$$

где ω_1, ω_2, ω_3 – компоненты угловой скорости, I_1, I_2, I_3 – компоненты момента инерции, N_1, N_2, N_3 – компоненты внешнего вращающего момента. В случае свободного вращения со случайными шумами усредненная по методу Рейнольдса система принимает следующий вид:

$$\dot{W}_1 = \frac{I_2 - I_3}{I_1} W_2 W_3 + \frac{I_2 - I_3}{I_1} R_{23},$$
$$\dot{W}_2 = \frac{I_3 - I_1}{I_2} W_3 W_1 + \frac{I_3 - I_1}{I_2} R_{13}, \qquad (2)$$
$$\dot{W}_3 = \frac{I_1 - I_2}{I_3} W_1 W_2 + \frac{I_1 - I_2}{I_3} R_{12}$$

Здесь W_1, W_2, W_3 - усредненные по ансамблю значения угловых скоростей, R_{12}, R_{13}, R_{23} - ковариации в системе. Система (2) содержит 3 уравнения с шестью неизвестными. Для ее замыкания используется метод максимальной энтропии.

Для данной модели вычислены уравнения усредненной динамики и проанализированы условия устойчивости решений.

E-mail: museum86@mail.ru

Литература

1. Журавлев В.М., Миронов П.П. Динамика случайно-возмущенной системы Вольтерра-Лотки и метод максимальной энтропии // Нелинейный мир. 2011. Т. 9. No. 4. С. 201-212.

2. Журавлев В.М., Шляпин В.А. Принцип вторичного максимума энтропии и уравнения Рейнольдса в стохастической динамике одномерных нелинейных систем // Нелинейный мир. 2008. Т. 6. No. 7. С. 352-363.

3. Журавлев В.М. Турбулентность течений несжимаемой жидкости вблизи локального равновесия и принцип вторичного максимума энтропии // ЖТФ. 2009. No 1. С. 16-27.

4. Журавлев В.М., Шляпин В.А. Метод сопряженных функций в стохастической динамике одномерных нелинейных систем и принцип вторичного максимума энтропии // Прикладная математика и механика. Ульяновск: УлГТУ. 2009. С. 72-88.

5. Светухин В.В., Голованов В.Н., Рисованый В.Д. Сборник статей. Моделирование поведения под облучением реакторных материалов. Ульяновск: УлГУ, 2007.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОБОДНОЙ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ В ДВУХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ

Пиманов В.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, факультет Вычислительной Математики и Кибернетики, Москва, Россия.

Работа посвящена численному моделированию свободной тепловой конвекции в двумерной прямоугольной области. Предложен численный метод решения системы уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска. Метод основан на конечно-разностной аппроксимации системы уравнений в естественных переменных на разнесенной неравномерной сетке. Для аппроксимации производных по времени используется полу-неявный метод [1]. Проведено численное моделирование тестовой задачи о конвекции в квадратной полости в диапазоне чисел Релея 10^3-10^8 при числе Пранделя 0.71. Проведено сравнение результатов с известными тестовыми расчетами [2].

Pimanov-Vladimir@yandex.ru

Литература

[1] N. Nikitin. Finite-difference method for incompressible Navier–Stokes equations in arbitrary orthogonal curvilinear coordinates, J. Comput. Phys. 217, 759–781 (2006).

[2] D.C. Wan, B.S.V. Patnaik, and G.W. Wei. A new benchmark quality solution for the buoyancy-driven cavity by discrete singular convolution, Numerical Heat Transfer, Part B, 40: 199-228, 2001.

ГАРАНТИРУЮЩЕЕ УПРАВЛЕНИЕ В ЗАДАЧЕ ПРИМЕНЕНИЯ АНТИВИРУСНЫХ ПРЕПАРАТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Преснова А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

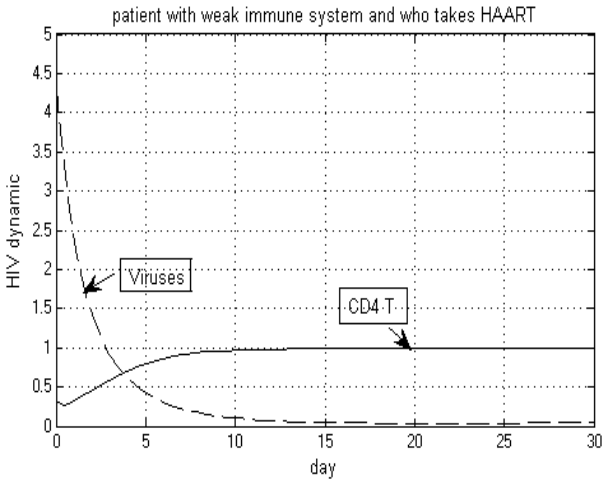
Данная работа посвящена проблеме использования современных математических и информационных методов для управления восстановлением иммунной системы человека. При постановке математической задачи требуется найти количественные характеристики состояния здоровья у ВИЧ-инфицированного человека, позволяющие сформулировать нашу цель в количественном выражении. В случае ВИЧ-инфекции таким количественным показателем является концентрация CD4 Т-клеток в крови [3]. Выделяются три категории тяжести заболевания, определяемые уровнем концентрации CD4 Т-клеток в крови больного: 1) более 600 ед/мм^3, 2) 200-600 ед/мм^3, 3) менее 200 ед/мм^3. У больных третьей категории развивается СПИД, приводящий к летальному исходу. Задача продления жизни больного состоит в том, чтобы иммунная система достигала этой границы как можно позже. Поэтому является важным не только разработка соответствующих лекарственных средств, но и разработка методологии их применения к пациентам с различными поражениями иммунной системы.

Рассматривается следующая математическая модель динамики иммунной системы ВИЧ-инфицированного человека с параметрами, зависящими от состояния[4,5,6]:

$$\frac{d}{dt}x(t) = \lambda - dx(t) - \beta\eta(t)x(t)y(t),$$
$$\frac{d}{dt}y(t) = \beta\eta(t)x(t)y(t) - ay(t) - \left[\rho_1 z_1(t) + \rho_2 z_2(t)\right]y(t),$$
$$\frac{d}{dt}z_1(t) = \left[c_1 y(t) - b_1\right]z_1(t),$$
$$\frac{d}{dt}w(t) = \left[c_2 x(t)y(t) - c_2 q y(t) - b_2\right]w(t),$$
$$\frac{d}{dt}z_2(t) = c_2 q y(t) w(t) - h z_2(t)$$

Для достижения поставленной цели, для построения управляющих воздействий при наличии возмущений (вирусы), используем теорию гарантированного управления [1,2], основанную на методах теории дифференциальных игр.

Решения, полученные в данной работе, указывают на возможность получения положительных результатов в проблеме продления жизни ВИЧ-инфицированных больных за счет новых методов планирования применения лекарственных препаратов.



Моделирование проведено в пакете программ Matlab.

Здесь представлен график переходного процесса при гарантированном управлении, который наглядно демонстрирует, что при наличии активных управляющих воздействий система успешно справляется с критическими начальными условиями и приводит систему в долгосрочное устойчивое состояние, то есть облегчает и продлевает жизнь ВИЧ-инфицированным больным.

E–mail: anechkar1@yandex.ru

Литература

1. Афанасьев В.Н. Концепция гарантированного управления в задачах управления неопределенными объектами // Изв. РАН.ТиСУ. —2011.— №1. С. 24-31.

2. Афанасьев В.Н. Управление нелинейными объектами с параметрами, зависящими от состояния // А и Т. —2011.— №4. С. 43-56.

3. Величенко В.В., Притыкин Д.А. Социология, информатика и динамика ВИЧ-инфицированной системы человека и оптимальные стратегии лечения // Тр. XII Байкальской междунар. конф. — Иркутск. 2001.— Том 6. С. 110-117.

4. Chang H., Astrofi F. Control of HIV Infection Dynamics by the Enhancement of the Immune System. // Proc. 17th World Conf. IFAC, Seoul, Korea, July 6-11. P.14217-12222.

5. Chang H. and Astolfi A. Immune response's enhancement via controlled drug scheduling // Proc. of Conference on Decision and Control. — 2007.— P.3919-3924.

6. Wodarz D. Helper-dependent vs. helper-independent CTL responses in HIV infection: implications for drug therapy and resistance // J. of Theoretical Biology.— 2001.— P. 447-459.

ВИБРОЗАЩИТА НАУЧНОГО ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ВЫСОКОТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Смирнов В.А.

Московский Государственный Строительный Университет, Москва, Россия

В настоящее время увеличилось виброшумовое загрязнение территорий технопарков и исследовательских лабораторий, при котором проведение современных экспериментов, изготовление высокоточного оборудования или изделий оказывается затруднительным. Вибрации основания даже микронного уровня могут нарушить работу электронного микроскопа или привести к браку образца на литографическом столе. В отечественной практике [1] и за рубежом [2] установлены базовые критерии виброзащиты для различных типов высокоточного оборудования. Они регламентируют максимальную скорость колебаний 0,001 мм/с — [1] или СКЗ виброскорости 3 — 12 мкм/с — в соответствии с [2]. Следует отметить, что в спектре вибрационного фона города — рис. 1 преобладают низкие частоты (0,5 — 10 Гц).

Рис. 1. Типичный спектр низкочастотных колебаний города.

Для эффективной виброзащиты от низкочастотных колебаний желательно иметь крайне низкую частоту собственных колебаний виброзащитной системы. Наибольшей эффективностью обладают системы с частотой собственных колебаний ниже 1 Гц. Применение линейной виброзащитной системы с собственной частотой менее 1 Гц сопряжено с большими трудностями — для достижения заданных характеристик необходимо либо

увеличение массы инерционного блока либо применение упругих элементов с большой статической осадкой. В последнее время, габариты таких виброзащитных систем значительно возросли, следуя за увеличением точности оборудования, что порой приводит к невозможности монтажа таких систем в существующих зданиях. Более того, эффективность линейных виброзащитных систем остается малой в сравнении с нелинейными аналогами. В работах [3,4,5] исследован новый тип виброзащитных систем с квазинулевой жесткостью (ВСКЖ). На основе статического анализа виброзащитной системы, построена её типовая жесткостная характеристика, в зависимости от параметров системы и применяемых материалов. В работе оказалось возможным выразить жесткостные параметры системы через уравнение Дюффинга для жесткого осциллятора и получить частоты свободных колебаний виброзащитной системы. Она составляет 0,1 — 0,5 Гц в зависимости от параметров системы [5]. На рис. 2 проведено сравнение эффективности линейной виброзащитной системы и ВСКЖ по коэффициенту виброизоляции.

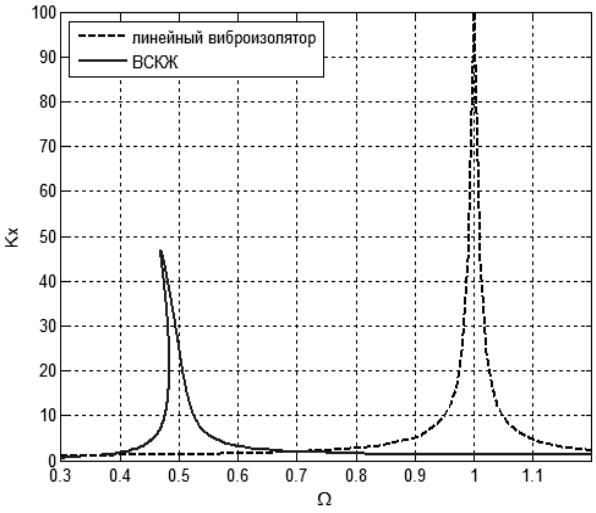


Рис. 2. Сравнение эффективности линейной виброзащитной системы и ВСКЖ

Используя программные комплексы МКЭ проведено сравнение эффективности применения однокаскадной линейной виброзащитной системы для трансмиссионного электронного микроскопа с инерционным блоком массой 60 т. по критерию виброзащиты VC-E (СКЗ виброскорости 3 мкм/с в диапазоне 1-100 Гц) с ВСКЖ, в котором вместо инерционного блока применяется лёгкий металлический распределительный короб.

Результаты модального анализа обеих систем представлены на рис. 3 а) и б) (первая собственная частота виброзащитной системы).

а)0,8 Гц б) 0,02 Гц

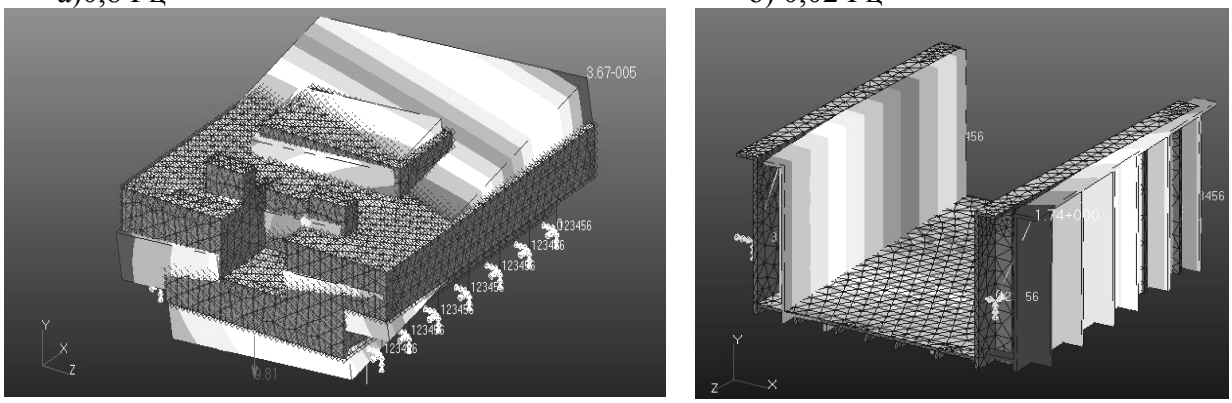


Рис. 3. Сравнение первой частоты для линейной виброзащитной системы а) и ВСКЖ б)

В результате расчётов показано, что ВСКЖ с лёгким металлическим коробом обладает большей эффективностью в диапазоне частот 1 — 100 Гц выполняя требования критерия VC-E при внешнем воздействии типа рис. 1. Это обеспечивает требуемые условия эксплуатации для широкого класса высокоточного оборудования.

E-mail: belohvost@list.ru

Литература

1. Рекомендации по виброзащите несущих конструкций производственных зданий/ЦНИИСК им. В.А. Кучеренко. – М., 1988. – 217 с

2. "Evolving Criteria for Research Facilities: Vibration," (with Hal Amick, Michael Gendreau, and Todd Busch), Proceedings of SPIE Conference 5933: Buildings for Nanoscale Research and Beyond, San Diego, CA, July 31-August 1, 2005.

3. Смирнов В.А. «Кинематическая виброзащита объектов, чувствительных к вибрации». Промышленное и гражданское строительство в современных условиях. Материалы Международной научно - технической конференции студентов./ Моск. гос. строит. ун-т. - М.: МГСУ, 2011

4. Мондрус В.Л., Смирнов В.А. «Виброзащита высокоточного оборудования от низкочастотных колебаний». ACADEMIA. Архитектура и строительство. №1. – М. 2011.

5. Мондрус В.Л., Смирнов В.А. "Определение частот свободных колебаний нелинейного виброизолятора", Международная научно - практическая конференция "Теория и практика расчета зданий, сооружений и элементов конструкций. Аналитические и численные методы": Сборник трудов/ Мос. Гос. Строит. Ун-т. - М., МГСУ, 2011 - с. 271 – 277.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ВБЛИЗИ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ В ВЯЗКОМ ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ

Солёная О.А., Шугаев Ф.В.

МГУ им. Ломоносова, фический факультет Москва, Россия

Вихревые структуры (вихревые кольца и вихревые трубки) и их взаимодействие друг с другом определяют основные свойства турбулентного течения. До настоящего времени в большинстве работ авторы ограничиваются случаем несжимаемой среды [1,2].

Ниже рассмотрено нестационарное течение вблизи вихревых колец кругового и эллиптического поперечного сечения на основе полных уравнений Навье-Стокса для вязкого теплопроводного газа. Метод численного решения системы уравнений Навье-Стокса состоит в следующем. Рассматриваемые уравнения можно представить в виде двух подсистем.

Первая подсистема относится к трём компонентам завихрённости. Вторая подсистема определяет величины $\ln\rho, div\,\vec{v}, T,$ где $\rho, \vec{v}, T$ – плотность, скорость, температура, соответственно. Величина скорости определяется, если известны её ротор и дивергенция. Для решения применён метод параметрикса. Используется итерационная процедура. В уравнениях мы сохраняем только первые производные по времени и вторые производные по координатам. Нелинейные члены, содержащие первые производные по координатам, рассматриваются как источники. Если n – ая итерация известна, тогда известны коэффициенты при старших производных. Таким образом, уравнения, определяющие $(n+1)$ – ю итерацию, становятся линейными. Далее мы предполагаем, что коэффициенты при производных являются функциями только времени, а координаты рассматриваются в качестве параметров. Замена параметров на координаты производится при построении фундаментального решения [3]. Выполнив преобразование Фурье, мы получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Для решения системы используется интегральный оператор Вольтерра. Далее производится обратное преобразование Фурье и строится фундаментальная матрица решений. Задача с начальными данными для расчёта течения такова. В начальный момент задаётся распределение завихрённости внутри вихревого кольца. После чего рассчитывается распределение различных величин (скорости, плотности, температуры) в произвольный момент времени.

Как показывают расчёты, течение носит осциллирующий характер. Частота осцилляций уменьшается с течением времени.

Литература.

1. Morton T.S.. The velocity field within a vortex ring with a large elliptical cross-section. Journal of Fluid Mechanics, 2004, 503, 247-271.

2. . Копьёв Ф.,. Чернышов С.А. Колебания вихревого кольца. Успехи физических наук, т.170, №7, с.713-742.

3. Friedman A.. Partial differential equations of parabolic type. 1964, Prentice Hall, New York.

ПУТИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ СИСТЕМЫ ГАЗОУДАЛЕНИЯ ДУГОВЫХ СТАЛЕПЛАВИЛЬНЫХ ПЕЧЕЙ

Тимошенко Н.С.

.Донецкий национальный университет, физический факультет, Донецк, Украина

В дуговых сталеплавильных печах (ДСП) выплавляется около 40% мирового производства стали. Этот способ выплавки является вторым после конвертерного. Современная технология плавки в дуговых сталеплавильных печах (ДСП) сопровождается выходом из печи до 350 м^3 пылегазовой среды на тонну стали при содержании пыли в ней до 60 г/м^3. Потери металла через пылегазовую среду достигают 4-5% от массы исходной шихты [2].

В работе рассмотрены существующие конструкции системы газоудаления и последующей обработки пылегазовой смеси, выходящей из рабочего пространства ДСП. Обзор литературы показал, что основное внимание уделяется совершенствованию системы фильтрации уже отведенных из печи газов, но практически отсутствуют исследования газовых потоков между рабочим пространством печи и газоотводящм патрубком [3]. Таким образом, интенсивность отсоса газа, степень разряжения, необходимая для оптимального режима работы патрубка, изучены мало.

Актуальной задачей, решаемой в данной работе, является уменьшение выноса пыли из ДСП с учетом газодинамических процессов, происходящих в печи во время плавки. Зная поле скоростей, величину давления и температурный режим в области выведениях газовой смеси из рабочего пространства, можно существенно усовершенствовать процесс газоотсоса и предложить оптимальную конструкцию газоотводящей системы. Это позволит снизить расходы материалов и энергии, уменьшить нагрузку на блок рукавных фильтров газоочистки и увеличить ресурс их работы.

Традиционная система газоудаления сосредоточенна в сечении газоотводящего патрубка, который всасывает запыленный газ с большой скоростью. В работе [1] была разработана концепция свода ДСП с системой распределенного газоудаления. Она предусматривает формирование тороидальной камеры, в которой поддерживается разрежение, передаваемое через газоотводящий патрубок от дымососа. Благодаря такой конструкции технологические газы всасываются равномерно. По сравнению с традиционным газоотсосом, система распределенного газоудаления, располагает значительно большей поверхностью. Это позволяет существенно снизить скорость газового потока в печи и создает условия для снижения выноса пыли при прочих равных условиях.

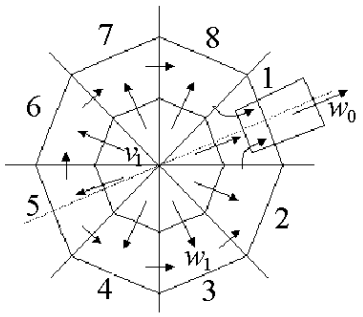


Рис. 1. Модель свода с системой распределенного газоудаления

На рис.1 приведена модель свода ДСП с системой распределенного газоудаления, состоящая из восьми секций, расположенных симметрично относительно газоотводящего патрубка.

Движение газа моделировалось в рамках теории вентиляции, в которой газ считается несжимаемым, а параметры течения усредняются по всему поперечному сечению газохода.

Из уравнения баланса массы для *i*-ой секции, условия равномерного отсоса пылегазовой среды через каждую секцию и уравнения Бернулли было получено рекуррентное соотношение для определения площади щелей каждой секции:

$$\sigma_{i+1} = \frac{\sigma_i}{\sqrt{1 + \frac{\mu^2}{F^2}\left((i+1)^2 - i^2 + \frac{\lambda}{4}\frac{S_\delta}{F} i^2\right)\sigma_i^2}}.$$

Здесь Q_i и w_i - расход и скорость через поперечное сечение секции, σ_i - эквивалентная площадь щели, v_i - скорость приходящего газа, p - статическое давление, ρ - плотность газа, λ - коэффициент сопротивления, S_δ, F - площадь боковой поверхности и сечения секции.

Сравнительный анализ показал, что вынос пыли из ДСП при использовании свода с системой распределенного газоудаления в 1,5-2 раза меньше, чем для традиционной системы газоудаления.

Для математического обоснования предложенной конструкции, планируется создание модели, которая характеризует гидродинамические процессы, происходящие в газоотводящей системе. Работа по созданию модели проводится в пакете прикладных программ COMSOL. Расчеты, проведенные в программе, предполагается сравнить с данными, полученными на экспериментальной установке.

В данный момент проводится эксперимент на упрощенной модели воздуховода, сконструированного таким образом, что всасывание газа происходит равномерно, т.е. соответствует вышеописанной конструкции свода. Результатом эксперимента будет поле скоростей, характеризующее интенсивность всасывания воздуха данной установкой. Полученные данные лягут в основу модели, характеризующей систему распределенного газоудаления и покажут степень ее эффективности.

nadinochka_tim@mail.ru

Литература

1. Тищенко П.И. Повышение эффективности первичного газоудаления при модернизации дуговых сталеплавильных печей / Тищенко П.И., Тимошенко С.Н., Дунь Н.Б.//Бюллетень научно-технической и экономической информации «Черная металлургия». 2006, №2.

2. Kuhn R. Continuous off-gas measurement and energy balance in electric arc steelmaking/ R.Kuhn, H.Geck, K.Schwerdtfeger. - ISIJ International. 2005, Vol.25, №11. pp.1587-1596.

3. Y.Toulouevski, I.Zinurov. Innovation in Electric Arc Furnaces. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2010.

НОВЫЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ НЕСТАЦИОНАРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Чемарина Ю.В.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия

Построение математических моделей самогравитирующих конфигураций скалярного поля является одним из актуальных направлений современной теории гравитации. В общей теории относительности скалярное поле с минимальной связью описывается действием

$$\Sigma = \frac{1}{8\pi}\int\left(-\frac{S}{2} + \langle d\phi, d\phi\rangle - 2V(\phi)\right)\sqrt{|g|}\, d^4x.$$

Здесь скобки $\langle\ ,\ \rangle$ обозначают скалярное произведение относительно метрики g, S – скалярная кривизна, $V(\phi)$ – потенциал самодействия скалярного поля ϕ.

Математическая теория сферически-симметричных стационарных конфигураций скалярного поля достаточно развита и основывается на методе обратной задачи [2, 4, 5]. Но для нестационарного случая, когда поле ϕ зависит и от радиуса сферы r, и от временной переменной t, соответствующие методы практически не развиты. Подавляющее большинство известных нестационарных решений получено с помощью чис-

ленных методов [1, 3]. В настоящем исследовании предложен новый подход к построению и исследованию нестационарных сферически-симметричных конфигураций скалярного поля, позволяющий получать точные аналитические решения.

Предложенный метод основан на редукции уравнений Эйнштейна и последующем переходе к координатной карте $(\phi, r, \theta, \varphi)$, что возможно только в нестационарном случае. В данных координатах метрика пространства-времени приобретает вид

$$ds^2 = 4\frac{r^2 f\, d\phi^2 + r\,\partial_\phi f\, d\phi\, dr + (2\,r^2 V + r\,\partial_r f + f - 1)\, dr^2}{(\partial_\phi f)^2 - 4f(2\,r^2 V + r\,\partial_r f + f - 1)} - r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2\right).$$

Входящая в выражения для метрических коэффициентов функция $f(\phi, r) = -\langle dr, dr\rangle$ является инвариантом, характеризующим тип решения. При этом полная система уравнений Эйнштейна сводится к одному единственному динамическому уравнению скалярного поля

$$\frac{1}{\sqrt{|g|}}\partial_i\left(\sqrt{|g|}g^{ij}\partial_j\phi\right) + V'_\phi = 0.$$

Последнее уравнение, записанное в координатах (ϕ, r) для приведенной выше метрики, позволяет получать как численные, так и точные аналитические решения. В частности, для функции $f(\phi, r) = 1 + r^2 m(\phi)$ получено решение обратной задачи в виде интегральных формул, позволяющих восстанавливать потенциал поля $V(\phi)$ и метрику по заданной функции $m(\phi)$.

Предложенный метод является новым. Он отличается инвариантностью подхода и может быть использован для аналитического и численного построения математических моделей нестационарных конфигураций самогравитирующего скалярного поля, в том числе при моделировании процесса гравитационного коллапса.

E–mail: tchemarina@mail.ru

Литература

1. Семыкин А.А., Цирулёв А.Н. Математическое моделирование гравитационного коллапса скалярного поля ковариантными рядами в нормальных координатах // Вестник ТвГУ. Сер. "Прикладная математика". 2009. №8. С. 5-16.

2. Соловьев Д.А., Цирулев А.Н., Чемарина Ю.В. Математические модели гравитирующих конфигураций с фантомным скалярным полем // Вестник ТвГУ. Сер. "Прикладная математика". 2011. №35. С. 7-17.

3. Hamade R.S., Steward J.M. The spherically symmetric collapse of a massless scalar field // Class. Quant. Grav. 1996. V.13. p. 497-512.

4. Nikonov V.V., Tchemarina Ju.V., Tsirulev A.N. A two-parameter family of exact asymptotically flat solutions to the Einstein-scalar field equations // Class. Quant. Grav. 2008. V.25. 138001.

5. Tchemarina Ju.V., Tsirulev A.N. Spherically symmetric gravitating scalar field. The inverse problem and exact solutions // Gravitation and Cosmology. 2009. Vol.15. No.1. p. 94-95.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ В РАБОТЕ КАТАЛИТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ.

Чижов М.Е.

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук, Москва, Россия

Основным на сегодняшний день решением по обеспечению водородной безопасности в помещениях АЭС является каталитическое окисление водорода, осуществляемое пассивными каталитическими рекомбинаторами водорода (ПКРВ). ПКРВ работает по принципу рекомбинации водорода с кислородом на катализаторе, без дополнительного

подвода энергии и без управляющих сигналов на включение. ПКРВ представляет собой металлический корпус, чаще прямоугольного сечения. В нижней части корпуса размещается катализатор в картридже. Открытыми верхним и нижним концами рекомбинатор свободно сообщается с окружающей газовой атмосферой. При больших концентрациях водорода возможно воспламенение водородо-воздушной смеси, при этом существенную роль играет распределение теплоотдачи в рекомбинаторе.

В отсутствии математической модели работа рекомбинатора исследуется экспериментально на стендовых установках. В этом случае получение закономерностей процессов тепло- и массопереноса требует большого количества экспериментов, а вопрос оптимизации конструкции корпуса представляет сложную многопараметрическую задачу.

Разработанная ранее математическая модель [1] тепло и массообмена водородосодержащей среды в плоском канале с химическими превращениями на твердых поверхностях была протестирована на численном расчете образца пассивного каталитического рекомбинатора водорода РВК-315, производства ЗАО ИНПК «Русские энергетические технологии», с различной геометрией катализатора. В работе так же исследовано влияние теплопроводности катализатора и переменности свойств газовой среды на процессы тепло- и массопереноса. Некоторые результаты вычислений представлены на Рис. 1 и 2.

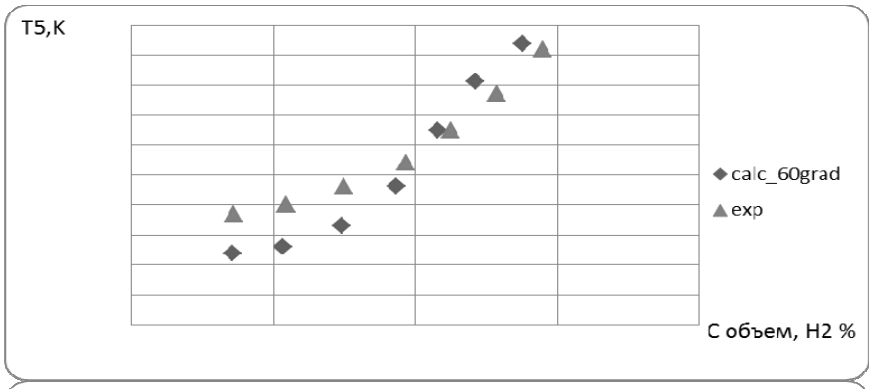


Рис. 1. Зависимости температуры посередине сечения короба на высоте 200 мм над каталитическим блоком от концентрации на входе рекомбинатора, полученные с помощью кода Fluent на наклонных (calc_60grad) стержнях и полученные на стенде ВТИ (exp.

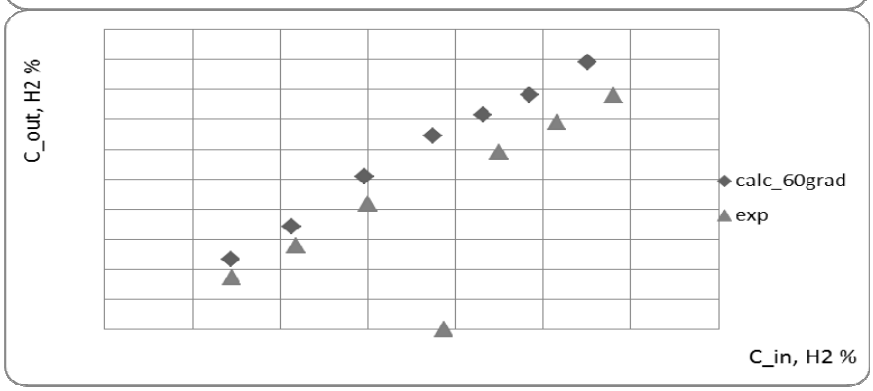


Рис. 2. Зависимости концентрации на выходе рекомбинатора от концентрации на входе, полученные с помощью кода Fluent на наклонных (calc_60grad) стержня, и полученные на стенде ВТИ (exp)

Полученные сравнительные характеристики результатов численного расчета с экспериментальными данными, полученными на стенде ОАО «ВТИ». Погрешность расчетов не превысила 7 %.

Автор выражает благодарность Григоруку Д.Г, к.ф-м.н, зав. лаб. ОАО ВТИ и Кондратенко П.С., доктору физ. –мат. наук, профессору, зав. лаб. ИБРАЭ РАН

Maxak@yandex.ru

Литература

Григорук Д.Г., Кондратенко П.С., Никольский Д.В., Чижов М.Е. Конвективный теплообмен с химическими превращениями в вертикальном канале, Теплоэнергетика, № 6, июнь 2011, С. 63-68

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ С ОСОБЕННОСТЬЮ НА ГРАНИЦЕ

Чудакова Е.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Волноведущие системы, имеющие входящие ребра, находят широкое применение в различных областях техники. Подобные объекты могут быть использованы для моделирования наличия дефектов поверхности системы, а также в качестве фильтров. С математической точки зрения существование угловых точек в сечении волновода приводит к особенностям в решениях краевых задач, что существенно осложняет применение численных методов для расчета подобных систем. Также большой интерес представляют коэффициенты прохождения и отражения падающей волны в распространяющиеся моды для участка, содержащего неоднородность.

Для расчета полей, возникающих внутри волновода, используется неполный метод Галеркина. Применение неполного метода Галеркина к области переменного сечения приводит к необходимости многократного вычисления собственных функций оператора Лапласа в различных плоских областях. Использование явного вида особенности собственных функций в окрестности входящего угла позволяет заметно увеличить скорость сходимости.

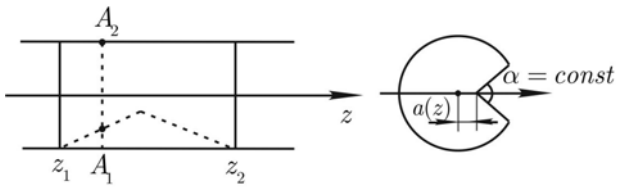


Рис.1 Постановка задачи

Написанная программа позволяет моделировать задачу возбуждения акустического волновода с локальной неоднородностью поверхности, содержащей входящий угол, различными падающими нормальными волнами. Исследованы коэффициенты отражения, прохождения и дисперсии для различных соотношений размера неоднородности ($z_1 z_2$) и длины падающей волны.

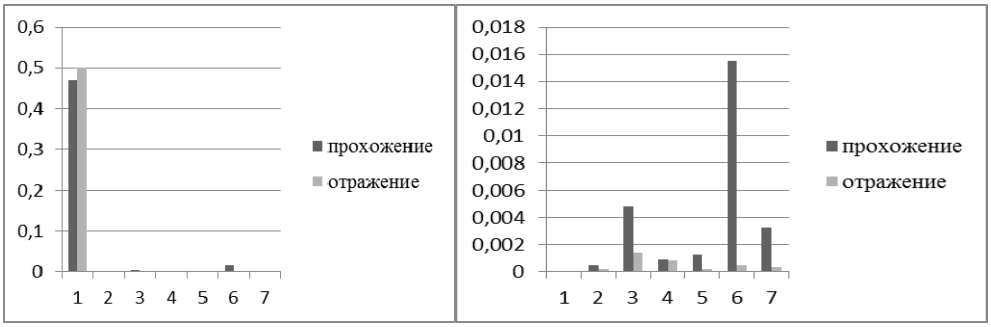


Рис. 2 Гистограмма распределения энергии между отраженной и проходящей волной в многомодовом режиме для падающей волны первой моды. Длина неоднородности $l = 0.2\ см$, длина падающей волны $\lambda = 1\ см$

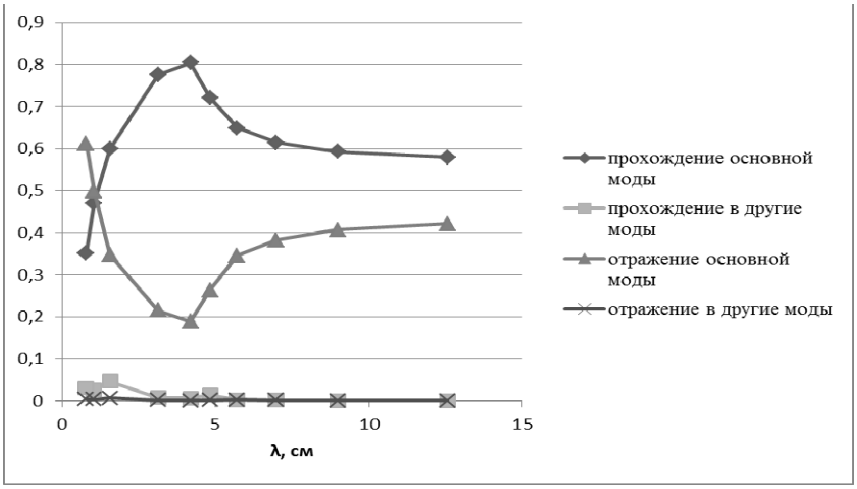


Рис. 3 Зависимости коэффициентов отражения и прохождения основной моды, а также преобразования в другие моды в зависимости от длины падающей волны. Длина неоднородности $l = 0.2\ см$

E–mail: artenik@gmail.com

Литература

1. Боголюбов А.Н., Ерохин А.И., Могилевский И.Е. Математическое моделирование волновода с деформацией боковой поверхности // Вестник Моск. ун-та,. Сер. 3 Физика Астрономия. №6, с. 127-130 2011.

2. Оганесян Л.А., Руховец Л.А. Вариационно-разностные методы решения эллиптических уравнений.—Ереван: Издательство Академии Наук Армянской ССР, 1979.

3. Свешников А.Г., Могилевский И.Е. Математические задачи теории дифракции М. 2010.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ КОЛМОГОРОВА-ПЕТРОВСКОГО-ПИСКУНОВА В ОКРЕСТНОСТИ ОСОБЫХ ТОЧЕК

Быков А.А.[1], Шарло А.С.[2]

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В работе рассматривается начально-краевая задача для обобщенного уравнения Колмогорова-Петровского-Пискунова,

$$\varepsilon^2 u_t + \varepsilon^2 V_0 u_x - \varepsilon^4 \mu_0 u_{xxt} - \varepsilon^2 k_0 u_{xx} + f(u,x,\varepsilon) = 0,\ x \in (a,b),\ t \in (0,T] \qquad (1)$$

$$u(a,t,\varepsilon) = u_a,\ u(b,t,\varepsilon) = u_b,\ u(x,0,\varepsilon) = u^0(x,\varepsilon).$$

Нас интересует решение типа контрастной структуры. Контрастная структура (КС) состоит из пятен, разделенных внутренними переходными слоями (ВПС), толщина каждого из которых много меньше диаметра области. В неоднородных средах каждый ВПС перемещается со скоростью, которая определяется кривизной ВПС, величиной асимметрии плотности источников, а также пространственной неоднородностью плотности источников. В данной работе исследуется эволюция КС в окрестности точек, в которых скорость дрейфа обращается в нуль.

При помощи метода пограничных функций для нестационарной задачи [1] найдена и решена система уравнений, определяющих скорость дрейфа ВПС в нулевом, первом и втором приближении.

Решение представляется асимптотическими рядами слева и справа от опорной точки ВПС, которая в данной работе выбирается как решение уравнения $u(x,t,\varepsilon) = \psi(x)$, где $\psi(x)$ - произвольная гладкая функция, множество значений которой находится между наименьшим и наибольшим корнями уравнения $f(u,x,\varepsilon) = 0$. Показано, что система уравнений, описывающая дрейф ПВС, обладает свойством инвариантности по отношению к виду функции $\psi(x)$. В нулевом приближении координата точки перехода определяется следующей задачей Коши:

$$\dot{x}_0(t) = \frac{V_0 - 3k_0 \dfrac{U_x(x_0)}{U(x_0)}}{\mu_0 \dfrac{2\gamma U^2(x_0)}{5k_0} + 1}, \qquad x_0(0) = x_{00},$$

где x_{00} - начальное положение фронта. Выведены и решены уравнения первого и второго приближений в особых точках, для которых $\dot{x}_0(t) = 0$. Исследованы режимы прохождения и останова ВПС в особых точках.

E-mail: [1] abkov@yandex.ru,
[2] sharlo@physics.msu.ru

Литература

1. Божевольнов Ю.В., Нефедов Н. Н. Движение фронта в параболической задаче реакция-диффузия // Журнал вычислительной математики и математической физики.– 2010. Т.50, № 2. С.276-285.

2. Korpusov M.O., Ovchinnikov A.V., Sveshnikov A.G. On blow up of generalized of Kolmogorov-Petrovkii-Piskunov equation // Nonlinear Analysis. -2009. 1 May.

ПРИМЕНЕНИЕ LES ПОДХОДА К ЧИСЛЕННОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ ГИПЕРЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ВОГНУТОГО УГЛА

Шелехов Г.С.

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

Турбулентные течения встречаются во многих прикладных задачах. В настоящее время одним из основных методов исследования таких течений является численное моделирование. Наибольший прогресс достигнут в моделировании несжимаемых и низкоскоростных течений на основе RANS и LES подходов. В случае высокоскоростных течений, где необходимо учитывать сжимаемость и газодинамические особенности, подобный уровень результатов моделирования еще не достигнут. Взаимодейсвие турбулености с ударными волнами приводит к наличию интенсивных нестационарных процессов, поэтому наиболее перспективным подходом представляется моделирование крупных вихрей (LES подход)

Существует большое количество LES моделей, однако применимость их для высокоскоростных течений недостаточно хорошо изучена. Более того, такие модели не учитывают ряд эффектов, характерных для высокоскоростных сжимаемых течений.

В работе рассматривается реализация LES моделей Смагоринского и ADS [1] в программном комплексе расчета высокоскоростных течения на основе уравнений Навье-Стокса, разработанных в ИПМех РАН. Обсуждаются некоторые особенности реализации. Приводятся результаты численного моделирования турбулентного течения в сжимающем угле для чисел Маха от 3 до 6 [2]. Дается сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и результатами прямого численного моделирования [3].

Благодарю моего научного руководителя И.А. Крюкова за наставления и помощь.

E–mail: grigory.shelekhov@gmail.com

Литература

1. E. Garnier, N. Adams, P. Sagaut: Large Eddy Simulation for Compressible Flows, 2009, p 81-104

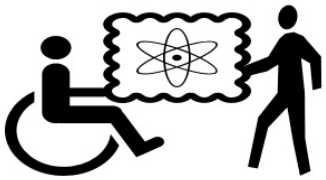
2. M.J. Ringuette et al: Experimental Study of a Mach 3 Compression Ramp Interaction at $Re_\theta = 2400$ // AIAA J., 2009, 47, 2, 373-385

3. M. Wu, M.P. Martin: Direct numerical simulation of supersonic turbulent boudary layer over a compression ramp // AIAA J., 2007, 45, 879-889.

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции:
проф. Пирогов Юрий Андреевич,

Зам. председателя:
асс., к.ф.-м.н. Сергеева Ирина Александровна



Поздравляем победителей!

I место

Жалялов А.С. – студент физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

II место

Губский И.Л. – студент Российского национального исследовательского медицинского университета им. Н. И. Пирогова

Ли Кисун – аспирант физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

III место

Папок И.М. – студентка физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Лысак Ю.В. – студентка НИЯУ МИФИ

ЭВОЛЮЦИЯ ГЛИАЛЬНЫХ ОПУХОЛЕЙ ПО ДАННЫМ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ

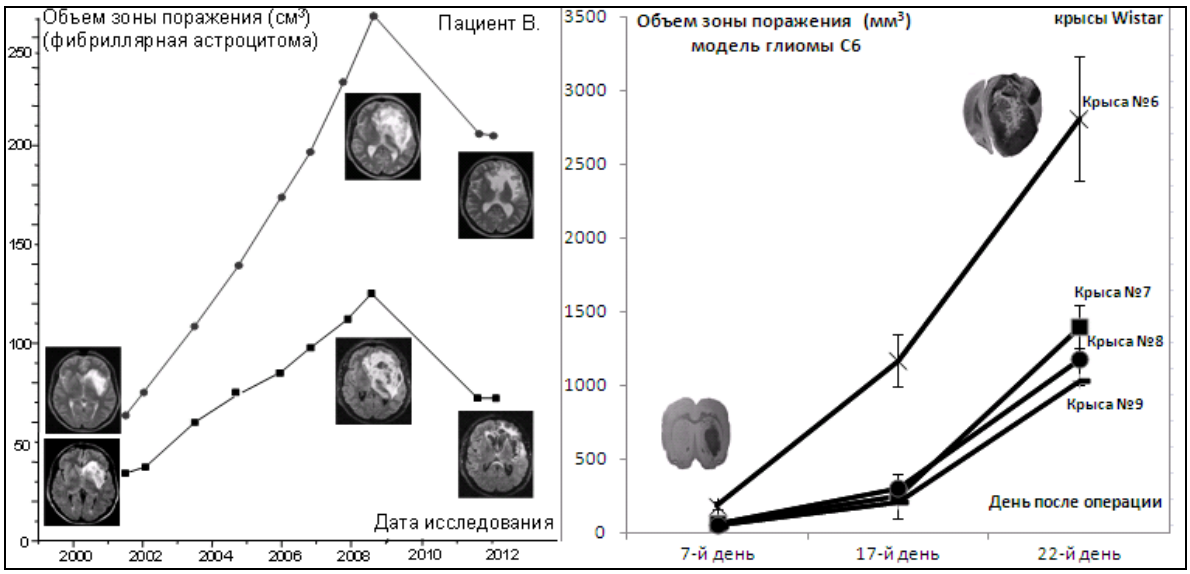
Верхоглазова Е.В.[1], Гуляев М.В.[1], Юсубалиева Г.М. [2]

[1]МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
[2]ГНЦ социальной и судебной психиатрии им. В. П. Сербского, Москва, Россия

По данным МРТ, полученным в ЦМТС МГУ, проанализирована эволюция глиальных опухолей человека (фибриллярной астроцитомы и анапластической олигодендроглиомы) и лабораторной крысы (глиома С6). Предложен способ сопоставления динамики развития опухоли для разных биологических объектов на основе естественных эталонов.

Особенностью исследования является то, что динамика опухолей человека отслеживалась в течение длительного, более 7 лет, периода роста опухоли. А астроцитома – при ее естественном развитии (без хирургического и другого медицинского вмешательств). Ранее оценки динамики проводились по косвенным данным и охватывали сравнительно короткие периоды наблюдения (1-2 года). В результате получены данные, позволяющие количественно оценить среднюю скорость роста зоны поражения при астроцитоме - 30 $см^3$ в год - рис.1а.

Для оценки общего объема зоны поражения использованы Т2-взвешенные изображения, для расчета объема глиозной трансформации – изображения от режимов МРТ-сканирования с одновременным подавлением сигналов воды и жира [1]. Излом графика и последующий спад объясняется успешно проведенным лечением – радиотерапией. Аппроксимируя линейную зависимость для начального периода развития опухоли можно определить дату заболевания (1999 г.) и сопоставить с ее с датой, когда пациент впервые начал ощущать головные боли (1998 г.). Незначительное расхождение в датах объясняется тем, что на начальном этапе опухоль развивается менее быстрыми темпами, что наиболее наглядно выявляется при исследованиях глиальных опухолей у малых животных.



а) б)

Рис.1. а) эволюция астроцитомы у человека (верхний график – общий объем зоны поражения- кистозная и глиозная трансформации, нижний – объем зоны глиозной трансформации), Tomikon S50 (0,5 Тл); б) динамика роста модели С6 у крыс Wistar, Biospec 70/30 (7Тл)

Недостаточная эффективность существующих методов лечения опухолей глиального ряда является следствием их быстрого инвазивного роста и отсутствия чётких границ опухоли при обычных нейровизуализационных исследованиях. В этой связи актуальным является разработка новых методов направленной диагностики и терапии, в том числе, основанных на применении молекулярных систем, селективных по отношению к очагу глиомы.

В рамках таких исследований была проанализирована динамика развития глиомы С6 у крысы Wistar-Furth. Глиома была спровоцирована введением клеточных штаммов в головной мозг животного [2-4]. Специфика моделирования данного процесса на малых животных в том, что за короткое время можно проследить развитие опухоли до весьма значительных размеров - даже больше объема головного мозга. На рис.1б приведены несколько графиков, показывающих динамику развития глиомы С6. Можно отметить значительную вариабельность роста опухоли, возможно, связанную с индивидуальными особенностями объектов исследований.

Из графиков следует, что средние скорости роста зоны поражения у человека и крысы оказываются соизмеримыми – соответственно, 80 и 50-130 мм^3/сутки.

Представляет интерес рассмотреть способ сопоставления скоростей роста объема глиальной опухоли G=dV/dt для разных типов биологических объектов, основанный на естественных объемно-временных эталонах V_0 и T_0. То есть, оценивать динамику по коэффициенту K, входящему в выражение для G, если его представить в виде $G=d(V/V_0)/d(t/T_0)(V_0/T_0)=K(V_0/T_0)$. Эталоны не должны быть слишком вариабельными для конкретного животного или человека. Поэтому в качестве временного эталона (T_0) нельзя, например, использовать продолжительность жизни, но можно задать длительность вынашивания плода. В качестве объемного эталона (V_0) можно использовать объем мозга.

Применительно к человеку и крысе получаются: K=0.017 и K=0.6-1.8, соответственно. По величине K можно судить об эффективности моделирования, имея в виду способность за короткое время отследить значительный прирост опухоли.

Близкие значения абсолютного прироста опухоли человека и глиомы С6 крысы указывают на адекватность моделирования, а существенная разница в относительном приросте опухоли у крысы по сравнению с человеком – ее на эффективность.

E–mail: velena85@inbox.ru

Литература

1. Анисимов Н.В., Буренчев Д.В., Корецкая С.С. и др. Математические операции с МРТ изображениями // Медицинская визуализация, 2010, №1, С. 117-123.

2. Баклаушев В. П., Юсубалиева Г. М., Гурина О. И., Чехонин В. П. Комбинированный иммунопероксидазный анализ в визуализации клеточных элементов гематоэнцефалического барьера // Клеточные технологии в биологии и медицине, 2006, № 4, С. 198-201.

3. Чехонин В.П., Баклаушев В.П., Юсубалиева Г.М. и др. Моделирование и иммуногистохимический анализ глиомы С6 // Клеточные технологии в биологии и медицине, 2007, № 2, С. 65-73.

4. Баклаушев В.П., Юсубалиева Г.М., Куприянов Д.А. и др. Высокопольная магнитно-резонансная томография экспериментальной С6 глиомы у крыс // Медицинская физика, 2010, №1 (45), С. 65-69.

5. Nagamatsu S., Nakashimi Y., Inoue N., et al. C6 glioma cell growth is related to glucose transport and metabolism // Biochem. J., 1996, 319, P. 477-482.

6. Saleh M., Stacker S.A., and Wilks A.F. Inhibition of Growth of C6 Glioma Cells in Vivo by Expression of Antisense Vascular Endothelial Growth Factor Sequence // Cancer Research, 1996, 56, P. 393-401.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ SWI РЕЖИМА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ОПУХОЛЕЙ VEGF СПЕЦИФИЧНЫМ T_2 КОНТРАСТНЫМ АГЕНТОМ МЕТОДОМ МРТ

Губский И.Л.[1], Абакумов М.А.[1], Шеин С.А[1], Нуколова Н.В.[1,2], Х. Вишваспрао[3], М. Сокольски-Папков[3], Кабанов А.В.[3,4]

РНИ медицинский университет им. Н. И. Пирогова, Москва, Россия,
[2] ГНЦ социальной и судебной психиатрии им. В.П. Сербского», Москва, Россия,
[3] Медицинский Центр Университета Небраски, Омаха США,
[4] МГУ имени М.В.Ломоносова, химический факультет

T_2 контрастные агенты (КА), в отличие от T_1 КА более распространённых в нашей стране, ускоряют T_2* и T_2 время релаксации [1], тем самым их оценка производится с помощью специальных импульсных последовательностей отличных от используемых с T_1 КА. Обычно это градиентное T_2* ВИ (взвешенное изображение), однако существует метод более чувствительный к изменению T_2* времени релаксации ткани – SWI (Susceptibility Weighted Imaging).

SWI – импульсная последовательность в МРТ, обладающая сильной взвешенностью по магнитной восприимчивости [2], что позволяет хорошо контрастировать венозную кровь, геморрагии и депо железа. SWI как метод обладает еще большей восприимчивостью к изменению T_2* времени релаксации ткани, нежели градиентное T_2* ВИ и поэтому позволяет качественнее визуализировать накопление контрастного вещества.

Цель работы заключалась в нахождении оптимальных параметров режима SWI для наиболее эффективного контрастирования опухоли, а также в оценке диагностической значимости данного контрастного агента.

В данной работе в качестве T_2 контрастного агента использовались суперпарамагнитные частицы оксида железа, стабилизированные белком и дополнительно покрытые полиэтиленгликолем. Диаметр ядра оксида железа наночастицы составил около 15 нм, а гидродинамический диаметр финального препарата 100 нм. Для повышения тропности препарата к опухолевой ткани к цепям полиэтиленгликоля были прикреплены моноклональные антитела к фактору роста эндотелия сосудов (VEGF), который

экспрессируется клетками эндотелия кровеносных сосудов и является одним из главных медиаторов неоангиогенеза. Использованная в работе глиома крысы С6, имплантированная стереотаксическим методом в мозг крысы, обладает выраженным неоангиогенезом и поэтому использование такого контрастного агента позволяет хорошо визуализировать её сосуды.

Исследования производились на томографе ClinScan фирмы Bruker с силой поля 7 Тесла. Для морфологической характеристики опухоли сканирование выполнялись в режиме T_2 ВИ в аксиальной и коронарной плоскости, а в режиме SWI – в коронарной плоскости до и после введения контрастного агента.

По данным о накоплении наночастиц в опухолевой ткани различима двухфазность эффекта контрастного вещества: первая фаза – контрастирование, обусловленное развитой сосудистой сетью опухоли, и вторая – специфичное накопление в сосудах опухоли связанное с взаимодействием наночастиц с пулом VEGF в межклеточном матриксе опухоли. Оценочное время максимальной диагностической значимости первой фазы 15-30 минут после введения, время второй фазы около суток.

Таким образом в ходе данной работы было изучено влияние параметров режима SWI при визуализации T_2 КА, а также исследована кинетика взаимодействия КА с тканью опухоли.

E–mail: shtangakun@gmail.com

Литература

1. Ринк П.А. Магнитный резонанс в медицине. Основной учебник Европейского форума по магнитному резонансу. ГЭОТАРМЕДИЦИНА, 2003

2. Matt A. Bernistein, Kevin F. King, Xiaohong Joe Zhou. Handbook of MRI pulse sequences. ELSEVIER Academic Press, 2004

МИКРОПОВРЕЖДЕНИЕ ЭМАЛИ И ДЕНТИНА ИМПУЛЬСАМИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

Данилов П.А., Демьянова Т.С., Бурлуцкая Е.Н.

Волгоградский ГУ, физико-технический институт, Волгоград, Россия

Целью и конкретной задачей работы являются исследование характера микроповреждений на эмали и дентине зуба под действием мощного импульсного лазерного излучения в широком диапазоне длительностей (от микросекунд до наносекунд).

В качестве исследуемых образцов использовались свежеудаленные (не более 2-3 дней) человеческие зубы. Для получения микрократеров на поверхности образца использовался модернизированный импульсно-периодический лазер «Квант-15». Лазерное излучение фокусировалось с помощью собирающей линзы с фокусным расстоянием 3 сантиметра. В работе используются длинные импульсы — порядка 1 мкс, короткие импульсы (КИ) — 40 нс, и ультракороткие импульсы (УКИ) — порядка 1 нс.

На рис. 1 представлен снимок, полученный при воздействии на поверхность дентина в режиме свободной генерации. Диаметр лунки составляет 0,5 мм. Ширина обугленной кромки равна 30 мкм. Ширина областей оплавленной ткани достигает 80 мкм. Таким образом, при воздействии на дентин длинными импульсами, размер областей оплавления и обугливания сравним с размером микрократера.

Для измерения глубины лунки и более детального изучения микроповреждений твердых тканей зуба, был произведен продольный спил микрократера, полученного при воздействии в режиме свободной генерации на поверхности дентина (рис. 2). При диаметре в 0,5 мм глубина образовавшейся лунки составляет 0,7 мм. На стенках микрократера наблюдается почти полная карбонизация ткани. Микроповреждения в виде трещин, сколов обнаружены не были.

При воздействии на поверхность эмали КИ, диаметр образовавшегося микрократера равен 0,3 мм. Вокруг лунки наблюдается контур из поврежденной ткани шириной порядка 10 мкм. При воздействии в том же режиме на поверхность дентина, диаметр кратера составляет 0,25 мм. По краям лунки видны полосы почерневшей ткани, что, предположительно, говорит о карбонизации ткани.

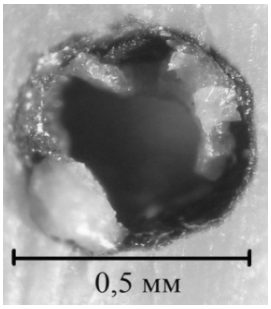


Рис. 1. Вид микрократера, образующегося на дентине, при воздействии микросекундными импульсами.

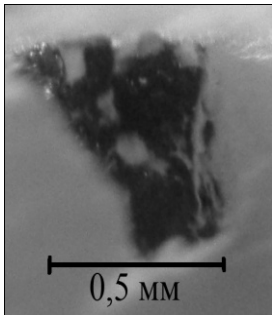


Рис. 2. Продольный спил микрократера, образующегося на дентине, при воздействии микросекундными импульсами.

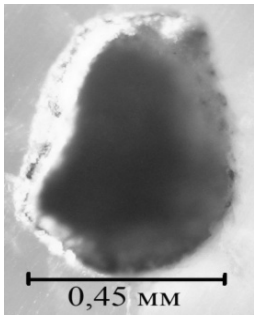


Рис. 3. Вид микрократера, образующегося на дентине при воздействии УКИ.

Далее эксперимент проводился при воздействии на поверхность эмали УКИ. Диаметр образовавшегося микрократера равен 0,5 мм. Из видимых микроповреждений наблюдаются только несколько трещин за пределами кратера, которые, скорее всего, являются природными микротрещинами. При воздействии в том же режиме на поверхность дентина, диаметр кратера составляет 0,45 мм (рис. 3).

Исследования показали, что при воздействии микросекундных импульсов наблюдается сильная карбонизация и оплавление тканей эмали и дентина. Большие зоны оплавления и карбонизация отсутствуют при лазерно-плазменном воздействии. Это говорит о том, что распространение тепла и повышение температуры во время абляции были локализованы в тонком поверхностном слое без ущерба для основной ткани.

Оценка размеров микроповреждений на эмали и дентине зуба под действием мощного импульсного лазерного излучения показала, что при воздействии на дентин длинными импульсами *(~ 1 мкс*), размеры областей оплавления и обугливания сравнимы с размерами микрократера. При воздействии короткими импульсами (*~ 40 нс*) диаметр кратеров почти в два раза меньше, чем при воздействии ультракороткими импульсами (*~ 1 нс*). Кратеры, образовавшиеся на дентине, меньше, чем на эмали, при тех же параметрах воздействия.

Эти результаты показывают, что при использовании лазерно-плазменной технологии для повышения эффективности обработки необходима оптимизация энергетических и временных параметров лазерного импульса.

Danilov-Pavel@yandex.ru

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИНАМИКИ ЛИЗИСА ФИБРИНОВОГО СГУСТКА IN VITRO

Жалялов А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Биохимические и медицинские исследования последних десятилетий привели к значительному прогрессу в изучении ферментативных систем организма. Это в полной мере относится к системе фибринолиза, являющейся частью системы гемостаза, защитной реакцией организма, предотвращающей закупорку кровеносных сосудов сгустками фибрина. Но используемые на данный момент в клинической практике фибринолизтесты не учитывают пространственную динамику фибринолиза (гомогенное распреде-

ление компонент системы в пространстве). В данной работе были проведены исследования процесса лизиса фибринового сгустка на установке Tromboimager, позволяющей наблюдать пространственную динамику процессов коагуляции и лизиса. Исследовалось действие следующих тромболитических препаратов: стрептокиназа (SK), урокиназа (UPA). Были выявлены следующие факты:

1) Добавление SK ускоряет процесс свертывания (начальная скорость распространения волны коагуляции в присутствии SK составляет 65+-5 мкм/мин, без SK 51+-3 мкм/мин).

2) При наличии тромболитического препарата, в плазме наблюдаются спонтанная активация свертывания по всему объему плазмы (без препарата, данного эффекта не наблюдается).

3) Обнаружено, что динамика лизиса качественно различается для различных типов активатора – при добавлении UPA, волна лизиса начинается на активаторе и бежит от активатора за волной коагуляции, при добавлении SK, волна лизиса начинается внутри сгустка и движется в 2 стороны (к активатору и вслед за волной коагуляции).

4) У некоторых исследуемых лизис не наблюдался даже при концентрации SK= 40 млн МЕ/л (в 100 раз выше терапевтической концентрации).

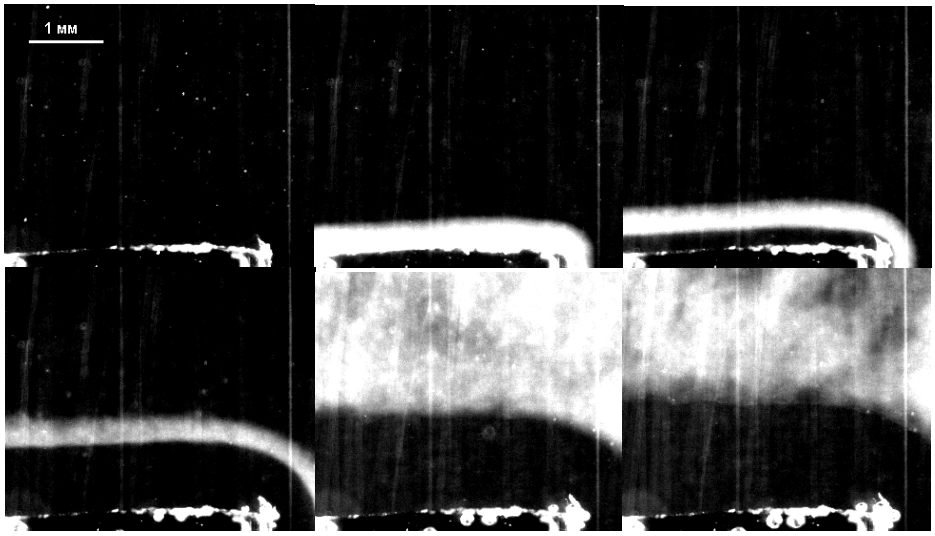


Рис 1. Лизис сгустка при добавлении урокиназы. Времена: 1мин, 5мин, 10мин, 30мин, 60мин, 90мин (слева направо, сверху вниз).

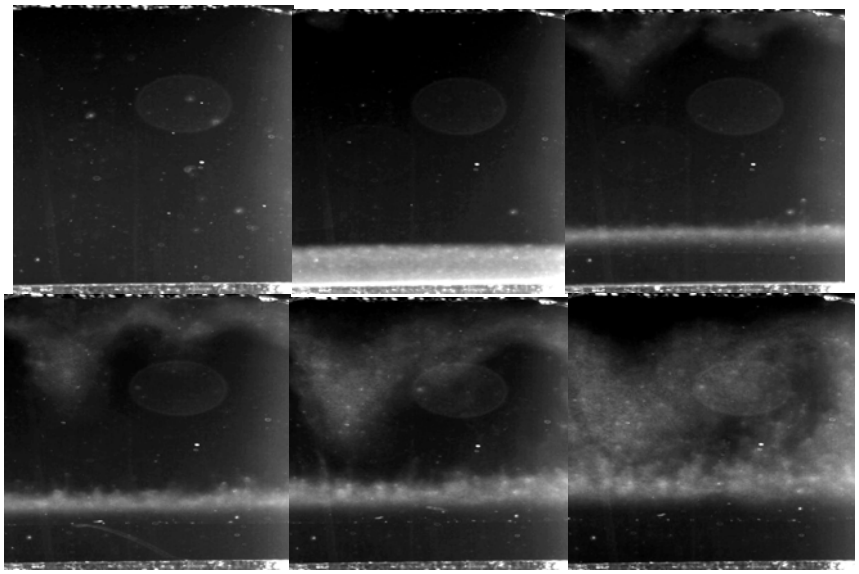


Рис 2. Лизис сгустка при добавлении урокиназы. Времена: 1мин, 30мин, 60мин, 80мин, 100мин, 120мин (слева направо, сверху вниз).

Выводы:

– Различные препараты вызывают различные механизмы запуска лизиса

– Метод тромбодинамики может применяться как для научных исследований механизмов фибринолиза, так и для клинических исследований фибринолитических параметров плазмы пациентов.

E–mail: ansaril3g@gmail.com

Литература

1. Ованесов М.В. “Влияние факторов внутреннего пути свертывания крови на пространственную динамику роста сгустка”. Диссертация на соискание к.б.н., ГНЦ РАМН, Москва 2002г.

2. Cesarman-Maus G. , Hajjar K.A. “Molecular mechanisms of fibrinolysis”. *British Journal of Haematology*. 2005;129:307-321.

3. Colman, Robert W., Hemostasis and Thrombosis: Basic Principles and Clinical Practice,

5th Edition. 2006 Lippincott Williams & Wilkins.

4. Diamond, Anand/ Inner Clot Diffusion and Permeation during Fibrinolysis. Biophysical Journal Volume 65 December 1993 2622-2643.

4. Franci Bajd, Jernej Vidmar, Ales Blinc, Igor Sersa “Microscopic clot fragment evidence of biochemo-mechanical degradation effects in thrombolysis ”. Thrombosis research. 2010; 126: 137–143.

5. Gabriela Cesarman-Maus and Katherine A. Hajjar “Molecular mechanisms of fibrinolysis”. 2005 Blackwell Publishing Ltd, British Journal of Haematology, 129, 307–321.

6. Medved L. , Nieuwenhuizen W. “Molecular mechanisms of initiation of fibrinolysis by fibrin”. *Thrombosis Haemostasis.* 2003;89:409-19.

ПРОЦЕДУРА ВЗАИМНОЙ КАЛИБРОВКИ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ДЛЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Е.В. Заглубоцкая, Т.В.Гордиенко

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Калибровка ионизационных камер (ИК) относится к такому разделу дозиметрии, как метрология ионизирующих излучений. Этот раздел призван обеспечить стандартизацию измерений в области ионизирующих излучений и радиоактивности. Важно понимать, что точность калибровки ионизационных камер влияет на дальнейшее проведение лучевой терапии, а, следовательно, и на качество и эффективность лечения.

Процедура взаимной калибровки ионизационных камер, основанная на эталонах единицы поглощенной дозы в воде

Рабочая камера (цилиндрическая или плоскопараллельная) может быть откалибрована в пучке ^{60}Co на аппарате пользователя по исходной референсной камере.

Камеры сравниваются путем установки каждой из них в водный фантом в опорную точку z_{ref}, в соответствии со стандартными условиями. Идея взаимной калибровки состоит в том, что, если помещать камеры в одинаковые условия на одной и той же глубине, то поглощенная доза должна быть одинакова.

Для референсной камеры поглощенная доза:

$$D_w^{ref} = M^{ref} \cdot N_{D,w}^{ref} \cdot k_Q^{ref} . \quad (1)$$

Поглощенная доза для рабочей (поверяемой) камеры:

$$D_w^{field} = M^{field} \cdot N_{D,w}^{field} \cdot k_Q^{field} . \quad (2)$$

При проведении процедуры взаимной калибровки обе камеры помещаются в пучок качеством Q, тогда $k_Q^{ref} = k_Q^{field} = k_Q$, можем найти калибровочный коэффициент $N_{D,w}^{field}$ - калибровочный коэффициент в единицах поглощенной дозы в воде для рабочей ионизационной камеры:

$$N_{D,w}^{field} = \frac{M_{ref}}{M_{field}} N_{D,w}^{ref}, \quad (3)$$

где M_{ref} и M_{field} – показания прибора за единицу времени для опорной и рабочей камер соответственно, с поправкой на величины, влияющие на показания дозиметра, а калибровочный коэффициент в единицах поглощенной дозы в воде для исходной камеры.

Стандартные условия

Стандартные условия описываются набором значений величин, влияющих на показания дозиметра, для которых калибровочный коэффициент применяется без внесения дополнительных поправок. Стандартными условиями для калибровок по поглощённой дозе в воде являются: геометрическое расположение (расстояние и глубина), размер поля, материал и размеры облучаемого фантома, температура, давление и относительная влажность окружающей среды.

Величины, влияющие на показания дозиметра

Результаты калибровки ИК применимы для правильной оценки измеряемых величин только для стандартных условий. Если камера используется в условиях, не совпадающих со стандартными, то показания приборов должны быть скорректированы с учетом соответствующих поправок. Поэтому на практике часто их влияние учитывают путем применения соответствующих коэффициентов. Предполагая, что эти величины действуют независимо друг от друга, можно применить произведение поправочных коэффициентов Πk_i. [1]. Таким образом, суммарная поправка на показания дозиметра обычно определяется выражением:

$$k = \prod_i k_i \quad (4)$$

Показания дозиметра с учетом поправки выглядят следующим образом:

$$M_{correct} = M \cdot k \quad (5)$$

Были рассмотрены следующие поправки: k_{TP} - поправка на температуру и давление, k_{pol} поправка на эффект полярности и k_{rec} - коэффициент, учитывающий влияние рекомбинации ионов в камере. Величина этих поправок приведена на рис.1.

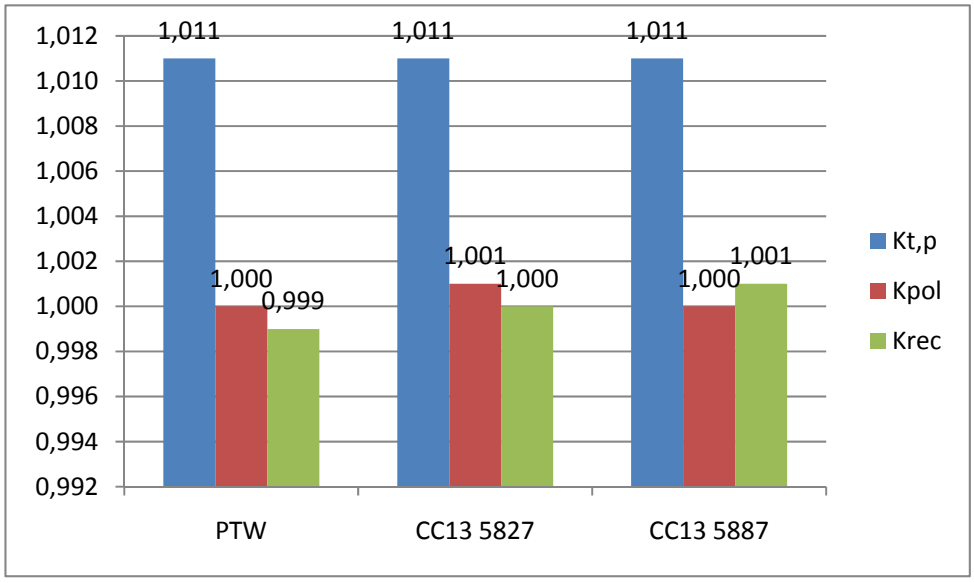


Рис. 1. Величина поправок k_{TP}, k_{pol} и k_{rec} для различных камер

E–mail: ZaglEV@gmail.com

Литература

МАГАТЭ. Серия технических докладов № 398. Определение поглощенной дозы при дистанционной лучевой терапии. Международные практические рекомендации по дозиметрии, основанные на эталонах единицы поглощенной дозы в воде. Международное агентство по атомной энергии, Вена, 2004

МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В ПРИМЕНЕНИИ К МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТЕРМОМЕТРИИ

Какагельдыев С.К., Волков А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
ИОФ им. А.М. Прохорова РАН

Магнитно-резонансная томография (МРТ) широко используется в современной медицинской диагностике. В докладе рассматриваются прикладные особенности основных МР-методов регистрации температурных полей в применении к клинической термотерапии: метод регистрации температуры по времени спин-решеточной и спин-спиновой релаксации, по химическому сдвигу и по изменению коэффициента диффузии. Анализируются относительная эффективность, чувствительность и перспективность данных методов в условиях клинической практики.

Также в работе рассматривается возможность и целесообразность использования в магнитно-резонансной термометрии традиционных методов нагрева – диффузии тепла от миниатюрных электронагревателей. На модельных объектах демонстрируется пространственно-временная динамика искажений, исходящих от материала нагревательного элемента и магнитного поля электрического тока.

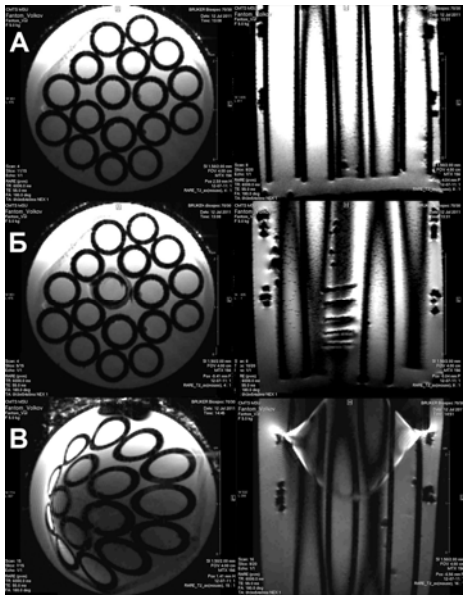


Рис.1. T_2-взвешенные изображения модельного фантома, состоящего из стеклянных трубок, заполненных дистиллированной водой: в аксиальной (слева) и коронарной (справа) проекциях для трех случаев: а) без металла, б) в присутствии медной проволоки, в) в присутствии стальной проволоки.

Измерения температуры с помощью ЯМР (ядерного магнитного резонанса) основаны на чувствительности к локальной температуре таких параметров, как коэффициент молекулярной диффузии *(D),* величина ядерной намагниченности (амплитуда сигнала), времена спиновой релаксации (T_1 и T_2) и химический сдвиг δ.

Эксперименты регистрировались на биоспектральном томографе Bruker Biospec 30/70 с напряженностью магнитного поля 7 Тл в Центре магнитной томографии и спектроскопии МГУ (ЦМТС).

Результаты модельных экспериментов показали, что в МР-термометрии для доставки тепла в зону интереса можно применять источники тепла из высокоомного металла. В этом случае при подборе определенных условий получение основных термочувствительных параметров МРТ возможно с минимальной долей искажений. Опробованный подход позволяет сопровождать МР-мониторинг модельным анализом теплового поля на базе уравнений диффузии тепла, планировать и прогнозировать поведение температуры в области интереса.

Автор выражает благодарность Ю.А. Пирогову и Н. В. Анисимову за помощь в организации экспериментов и ценные комментарии по поводу полученных результатов.

E–mail: xplot@mail.ru

Литература

1. Волков А.А., Никифоров В.Н., Пирогов Ю.А., Иванов А.В., Прохоров А.С. Регистрация температурного поля методом магнитно-резонансной томографии// Мед. физика. – 2011. № 1 (49). С.75–81.

2. Ильясов К.А. Развитие методов магнитно-резонансной томографии в исследовании самодиффузии и температурных полей в живых системах// Дисс. д.ф.м.н.- Казань: Каз.ФТИ РАН, 2011, 280 с..

3. Hall A.S., Prior M.V., Hand J.W., Young I.R., Dickinson R.J. Observation by MR imaging of in vivo temperature changes induced by radio frequency hyperthermia// J. Comput. Assist. Tomogr. – 1990. V.14. P.430–436

4. Kagayaki Kuroda. Non-invasive MR thermography using the water proton chemical shift// Int. J. Hyperthermia// September 2005. V. 21(6). P. 547–560.

5. Le Bihan D., Delannoy J., Levin R.L. Temperature mapping with MR imaging of molecular diffusion imaging: Application to hyperthermia// Radiology. – 1989. V.171. P.853–857.

6. N. McDannold, “Quantitative MRI-based temperature mapping based on the proton resonant frequency shift: Review of validation studies”, Int. J. Hyperthermia, September 2005; 21(6): 533–546.

7. Viola Rieke, Kim Butts Pauly. MR Thermometry// J. Magn. Reson. Imaging. – 2008. V. 27(2). P.376–390.

8. Quesson B., de Zwart J.A., Moonen C.T., “Magnetic resonance temperature imaging for guidance of thermotherapy (Review)”, Journal of Magnetic Resonance Imaging 2000; 12: 525–533.

МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА С НАТИВНЫМИ ОБРАЗЦАМИ СЫВОРОТКИ КРОВИ

Комарова А.В., Гибизова В.В., Сергеева И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время все бóльшее внимание уделяется изучению нанотехнологий, в том числе и объектов наноразмера. Одним из перспективных направлений в медицинской физике является исследование взаимодействия наночастиц золота (НЧ) с нативными образцами плазмы крови человека [1].

С помощью НЧ золота можно диагностировать, лечить, а также визуализировать различные новообразования, причем еще на ранних стадиях [2]. Например, прикрепленную антителами к раковой клетке золотую НЧ можно нагреть лазерным излучением до температуры выше 100 ºС, уничтожив при этом саму клетку. Нагрев также может заставить открыться капсулу с лекарственным препаратом, который будет доставлен точно к месту назначения [3].

В данной работе с помощью метода статического рассеяния света исследовалось взаимодействие НЧ золота с нативными образцами плазмы крови здоровых и больных

пациентов. В ходе экспериментов определялся коэффициент межмолекулярного взаимодействия *B*.

Результаты исследования показали, что для плазмы крови здоровых пациентов зависимость параметра рассеяния имеет положительный наклон, а для больных пациентов наклон параметра рассеяния становится отрицательным. В образцах плазмы крови здоровых пациентов с добавлением НЧ золота знак коэффициента межмолекулярного взаимодействия не меняется (положительный наклон сохраняется). Однако, в образцах крови больных пациентов он меняется на противоположный (отрицательный наклон становится положительным) [4].

Поскольку наклон прямой связан с тангенсом угла наклона, то коэффициент межмолекулярного взаимодействия *B* можно рассматривать как один из основных параметров при ранней диагностике различных заболеваний, связанных с компонентами плазмы крови.

Авторы выражают благодарность: д.ф.-м.н. проф. Петровой Г.П. за ценные советы и к.ф.-м.н. доц. Приезжеву А.В. за предоставленные материалы.

E-mail: [1]*just_smile92@mail.ru*

Литература

1. Ленинджер А.Л. Биохимия. Мир. Москва. 1987.
2. Хлебцов Н. Г. // Квантовая электроника. 38. № 6. 2008. С. 504.
3. http://www.o8ode.ru/article/water/nanotechnology/nanogold.htm
4. Петрусевич Ю.М, Петрова Г.П. // Биомед. Радиоэлектроника. 2000. №3. С. 41.

РАССЕЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА НЕОДНОРОДНОМ АНСАМБЛЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ДИСКОВ, МОДЕЛИРУЮЩИХ КРАСНЫЕ КЛЕТКИ КРОВИ

Кормачева М. А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Характер движения крови в мелких сосудах (капиллярах) сильно зависит от деформируемости эритроцитов, т.е. от способности клеток крови изменять свою форму под действием внешних сил. Для экспериментального исследования деформируемости эритроцитов можно использовать силы вязкого трения. Для этого суспензию эритроцитов помещают в зазор между стенками двух прозрачных коаксиальных стаканов, один из которых неподвижен, а другой вращается (так называемая ячейка Куэтта). Вращение подвижного стакана вызывает течение жидкости и появление в ней сдвиговых напряжений, которые деформируют эритроциты. Для наблюдения за изменением формы частиц суспензию эритроцитов просвечивают лазерным лучом. При этом на экране наблюдения возникает дифракционная картина, которая несет в себе информацию о форме исследуемых частиц.

Как правило, дифракционная картина содержит центральный максимум и несколько слабо различимых интерференционных линий, близких по форме к эллипсам. Это свидетельствует о том, что эритроциты в потоке приобретают форму, близкую к эллипсоидальной. Дифракционная картина снимается видеокамерой и передается в компьютер. С помощью специальной программы компьютер выделяет на экране наблюдения точки, в которых интенсивность света имеет одно и то же значение. Обычно для этой цели используют границу центрального дифракционного максимума (т.е. первый минимум дифракционной картины), которую аппроксимируют эллипсом. Отношение полуосей этого эллипса как функция скорости течения потока в ячейке Куэтта характеризует деформируемость эритроцитов, которая и измеряется в подобных опытах.

В популяции эритроцитов разные частицы обладают, вообще говоря, разной способностью к деформации. Это дает основание рассматривать деформируемость как

статистическую характеристику ансамбля частиц, и использовать для ее описания такие понятия как функция распределения, среднее значение и дисперсия. В настоящей работе мы рассматриваем вопрос о том, как влияют различия в форме частиц на вид дифракционной картины, наблюдаемой в лазерной дифрактометрии эритроцитов.

Для интерпретации экспериментальных данных полезны приближенные аналитические соотношения, связывающие между собой характеристики эритроцитов и параметры наблюдаемой дифракционной картины. Примером такого соотношения является связь видности дифракционной картины v с дисперсией размеров частиц δ^2, найденная в работе [1]: $v = 1 - 76 \cdot \delta^2$.

Цель настоящей работы – найти связь между характеристиками дифракционной картины и дисперсией параметра формы частиц μ^2.

Мы моделируем эритроцит прозрачным эллиптическим диском, в основании которого лежит эллипс с полуосями a, b. Величины a, b определяются формулами $a = a_0(1+\varepsilon), b = b_0 \cdot (1-\varepsilon)$. Здесь a_0, b_0 - средние размеры полуосей, ε - случайная величина с нулевым средним значением и дисперсией $\langle \varepsilon^2 \rangle \equiv \mu^2 << 1$. В рамках данной модели мы получили формулу, которая приближенно описывает пространственное распределение интенсивности света I вблизи границы центрального максимума дифракционной картины:

$$\frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)} = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{g}}\right)^2 + \frac{h^2}{g^3} \cdot \mu^2. \qquad (1)$$

Здесь $I(0)$ - интенсивность центрального дифракционного максимума, $g = u^2 + v^2, h = u^2 - v^2$, $u = \frac{ka_0}{q_1 z} x$, $v = \frac{kb_0}{q_1 z} y$, $k = 2\pi / \lambda$ - волновое число, λ - длина световой волны, z - расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения, $q_1 = 3.82$, $\beta = -0.4$ - постоянные величины; x, y - декартовы координаты точки на экране наблюдения.

На основании формулы (1) мы разработали несколько способов оценки параметра μ^2 по данным лазерной дифрактометрии. Один из этих способов состоит в следующем. Назовем полярными точками такие точки на экране наблюдения, координаты которых определяются уравнениями $g^2 = 1, h^2 = 1$. Используя формулу (1), можно показать, что полярные точки располагаются на границе центрального дифракционного максимума в тех местах, где расстояние от этой границы до центра дифракционной картины достигает экстремума (максимума или минимума). Пусть I_p - интенсивность света в полярных точках. Тогда, как видно из выражения (1), параметр μ^2 можно определить по формуле $\mu^2 = \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I_p}{I(0)}$ или, приближенно,

$$\mu^2 = 1.5 \cdot \frac{I_p}{I(0)}. \qquad (2)$$

Формула (2) связывает параметр μ^2 с величинами, которые могут быть определены экспериментально. Это указывает на принципиальную возможность измерения такой характеристики ансамбля эритроцитов как дисперсия параметра формы частиц методом лазерной дифрактометрии.

E-mail: kormacheva.marie@gmail.com

Литература

[1]. С.Ю.Никитин, А.Е.Луговцов, А.В.Приезжев, В.Д.Устинов. Связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц в эктацитометре. Квантовая электроника, 2011, т. 41, N 9, с. 843.

ОПТИЧЕСКИЙ ЗАХВАТ И МАНИПУЛЯЦИЯ ЭРИТРОЦИТАМИ И ИЗМЕРЕНИЕ СИЛ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ли Кисун, Маклыгин А. Ю.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В настоящее время лазерные пинцеты (оптические ловушки) широко используется при проведении исследований в области биофотоники и биомединицы [4-6, 8]. Оптический захват и манипуляция происходит за счет действия силы светового давления в перетяжке жестко сфокусированного луча, при условии преобладания градиентной составляющей над отталкивающей [1-3, 7]. При надлежащей калибровке лазерный пинцет позволяет измерять сверхмалые силы от субпиконьютонов до десятков и сотен пиконьютонов, что делает его мощным исследовательским прибором и открывает большие прикладные возможности.

В данной работе простроен двухканальный лазерный пинцет и продемонстрирована возможность его использования для измерения сил взаимодействия человеческих эритроцитов при их агрегации в плазме крови. Процесс обратимой агрегации эритроцитов - это фундаментальный процесс, определяющий текучесть крови по сосудам. Исследованные в работе агрегаты состояли из 7~10 эритроцитов. При максимальной толщине эритроцитов порядка 2.5 мкм длина агрегатов составляла 17 – 25 мкм.

Двухканальный лазерный пинцет, включает в себя следующие основные элементы: водоиммерсионный объектив 100X, CCD камера, система линз, дихроичное зеркало, диодный лазера(810 нм) с мощностью до 300мВт и Nd:YAG лазера(1064 нм) с мощностью до 500мВт. Минимальный размер пятна фокусировки составило 3.5 мкм для диодного и 2.5 мкм для Nd:YAG лазера. Размер пятна оценивался на поверхности покровного стекла относительно размера тестовых полистирольных микросфер размером 3.1 и 1.1мкм. Интенсивность лазерного излучения в области перетяжки не превышала 1 МВт/см^2.

Лазеры подбирались с учетом того, что их длины волн соответствуют минимумам поглощения воды и гемоглобина. Расчеты показали, что при мощности Nd:YAG лазера 50 мВт повышение температуры эритроцитов, находящихся в физиологическом растворе, под действием лазерного излучения не превышает нескольких градусов. Эксперименты показали, что при удержании эритроцита в оптической ловушке на протяжении 15 минут не происходит никаких видимых изменений.

Проведена калибровка оптической ловушки по формулам:

$$F_{vis} = \gamma v = 6\pi\eta r v,$$

$$F = \frac{Q n_m P}{c},$$

где F_{vis} – сила вязкого трения, η – динамическая вязкость жидкости, r – эквивалентный радиус (радиус сферы, имеющей объем равный объему эритроцита), v – скорость потока жидкости, F – сила оптического захвата, Q - безразмерный коэффициент эффективности, n_m - показатель преломления внешней среды, c - скорость света в вакууме, и P - мощность лазерного излучения.

Для этого относительно захваченного лазерным пинцетом эритроцита создавался поток суспендирующей жидкости, скорость которого v увеличивалась до тех пор, пока эритроцит не вырывался из ловушки под действием силы вязкого трения. Сопоставляя вышеприведенные формулы, мы вычисляли силу оптического захвата F при соответствующих мощностях. Так, сила захвата эритроцита, равная 20 пН, достигалась при мощности пучка Nd:YAG лазера после объектива, равной 50 мВт.

Для измерения силы взаимодействия между эритроцитами в агрегате была использована следующая методика. Агрегат с помощью двухканального лазерного пинцета растягивался за два противоположных конца, как показано на рисунке 1. Мощность одного пучка (810 нм) оставалась неизменной, а второго (1064 нм) – уменьшалась

до тех пор, пока сила взаимодействия между клетками не превысит силу оптического захвата, и конец агрегата не будет вырван из ловушки. Сила взаимодействия эритроцитов в агрегате по нашим измерениям составила 8.4 ± 1.1 пН.

Полученные результаты показывают, что построенная оптическая ловушка позволяет захватывать и манипулировать живыми клетками, а разработанная методика может быть использована для оценки прочности линейных агрегатов эритроцитов в различных условиях.

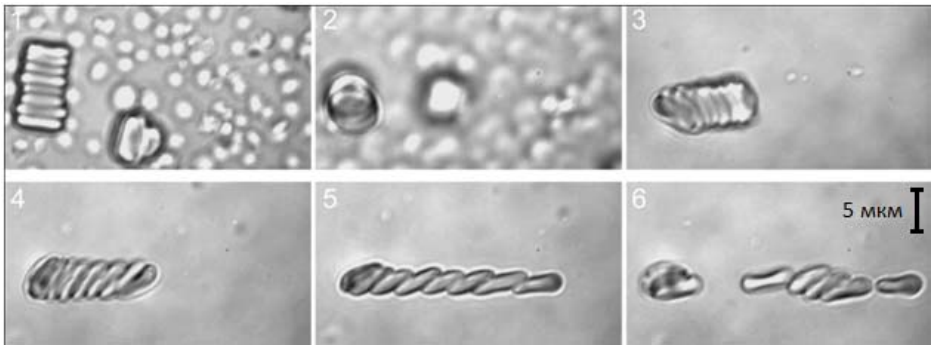


Рис. 1 Оптический захват и манипуляция эритроцитарным агрегатом для измерения сил взаимодействия между эритроцитами. (1) с помощью одной ловушки агрегат захватывается на дне кюветы; (2) затем поднимается со дна кюветы; (3) поток жидкости разворачивает агрегат в горизонтальной плоскости; (4) агрегат удерживается двумя ловушками за противоположные концы; (5) лазерные пучки разводятся в противоположные стороны, эритроциты начинают «соскальзывать» друг с друга; (6) разрушение агрегата – дезагрегация.

E–mail: yukaridat@gmail.com

Литература

1. Никитин С.Ю., Приезжев А.В., Луговцов А.Е., Маклыгин А.Ю.. Оптическая ловушка. Журнал «Физика» издательского дома «1 сентября», февраль 2012.

2. AshkinA., Dziedzic J.M., Bjorkholm J.E., and ChuS.. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. Optics. Letters, 1986, vol. 11, No. 5, p. 288.

3. Ramser K, Hanstorp D. Optical manipulation for single-cell studies. Journal of Biophotonics, 2010, v. 3, N 4, pp. 187-206.

4. Khokhlova M.D., Lyubin E.V., Zhdanov A.G., Rykova S.Yu., Krasnova T.N., Sokolova I.A., and Fedyanin A.A. Peculiarities of RBC aggregation studied by double trap optical tweezers. Proc. SPIE, 2010, vol. 7715, p. 77150M.

5. Neuman K.C. andBlock S.M. Optical trapping. Rev. Sci. Instrum., 2004, vol. 75, No. 9, p. 2787.

ГЛУБОКОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ БИОТКАНЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АНТИСТОКСОВЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЛЮМИНОФОРОВ

Лысак Ю.В.

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, г. Шатура, Россия

В настоящее время большое внимание уделяется оптическим методам зондирования биологических тканей. Известные на данный момент оптические методы (OCT, OTS) позволяют проводить зондирование на глубину не более 4-5 мм. Целью наших исследований являлась разработка метода оптического зондирования биотканей на большую глубину, до 10-15 мм.

Для увеличения глубины оптического зондирования мы использовали наноразмерные антистоксовые фосфоры (НАФ), длина волны фотолюминесценции (ФЛ) которых попадает в окно прозрачности биологической ткани в диапазоне 800 – 1000 нм. НАФ представляет собой кристаллы $NaYF_4$, легированные редкоземельными элемен-

тами Yb^{3+}, Er^{3+}, Tm^{3+}. Мы использовали НАФ, легированный тулием, химическая формула $NaYF_4:Yb^{3+}Tm^{3+}$. С помощью сканирующего электронного микроскопа получены изображения НАФ. Показано, что они имеют размер от 20 до 250 нм и находятся в β-фазе, которая характеризуется более высокой интенсивностью ФЛ по сравнению с α-фазой. Квантовая эффективность НАФ составляет 2-3%, благодаря чему возможно регистрировать излучение ФЛ от НАФ с больших глубин.

Для наблюдения сигнала фотолюминесценции от НАФ через биологическую ткань создана экспериментальная установка, представленная на рис. 1. Для сбора сигнала ФЛ использовался многожильный волоконно-оптический зонд. Через центральное волокно зонда излучение полупроводникового лазера с длинной волны 975 нм освещало образец, представляющий собой полимерный цилиндр с внедренными в него НАФ. Образец находился под слоем биоткани толщиной от 2 до 10 мм. 7 боковых волокон зонда служили для регистрации антистоксового сигнала ФЛ от НАФ на длине волны 800 нм. Для разделения сигнала ФЛ и сигнала накачки использовался отсечной фильтр Semrock, блокирующий длину волны накачки 975 нм. Регистрация ФЛ от НАФ проводилась спектрометром OceanOptics. Установка позволяет определять положение образца с НАФ под слоем биоткани путем перемещения зонда по ее поверхности.

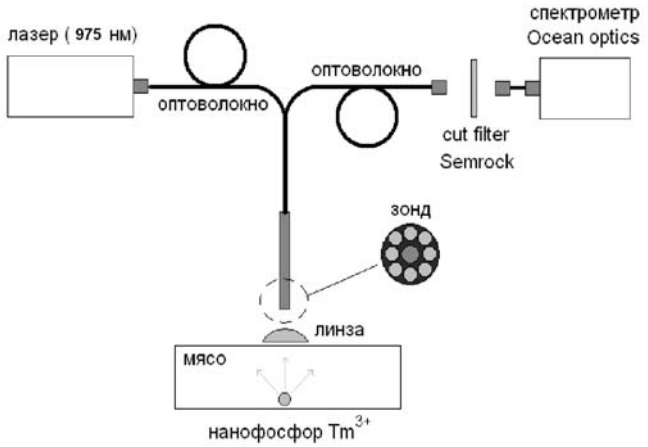


Рис. 1. Схема установки регистрации сигнала фотолюминесценции от НАФ через биологическую ткань.

Исследуемый образец представлял собой полимерный цилиндр диаметром 0,5 мм и длиной 10 мм из ОКМ-2, содержащий 0.5% НАФ. Образец помещался под слой замороженного мяса или специально изготовленного фантома, имитирующего свойства реальной биоткани. Фантомы были изготовлены и предоставлены нашими коллегами из института Оулу (Финляндия).

Получены распределения интенсивности ФЛ от НАФ при перемещении зонда по поверхности фантома. Пространственное разрешение метода составило 1 см. Зарегистрирован сигнал ФЛ от НАФ из-под биологической ткани толщиной 10 мм, рис. 2.

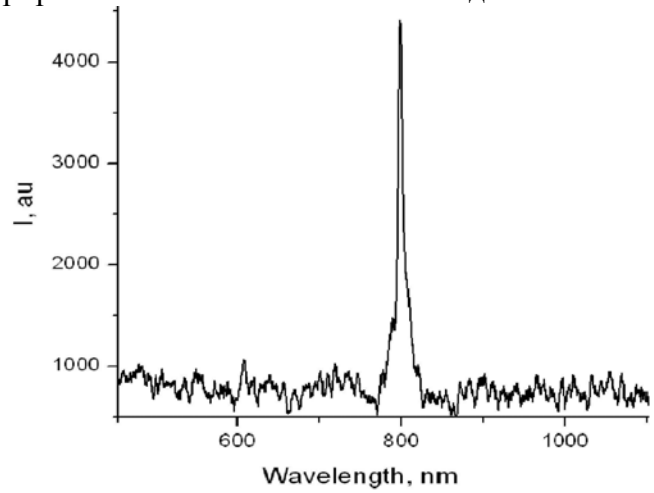


Рис. 2. Спектр сигнала ФЛ от НАФ, зарегистрированного из-под слоя замороженного мяса толщиной 10 мм.

Полученные результаты позволяют говорить о возможности применения данного метода для визуализации новообразований, содержащих НАФ, в биоткани на глубине до 10 мм.

Выводы: Достигнута глубина оптического зондирования НАФ в биоткани равная 10 мм. Для дальнейшего увеличения глубины зондирования планируется использовать импульсный лазер накачки с длиной волны 975 нм, синхронизованный с системой регистрации сигнала фотолюминесценции от НАФ.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЦЕПТОРНЫХ СЛОЕВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПСА

Мальцева Е.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время одним из распространенных видов рака является рак предстательной железы. Для его диагностики определяется уровень простат-специфического антигена (ПСА). Уровень ПСА имеет тенденцию к увеличению с возрастом. Поэтому верхняя граница нормы для разных возрастных групп различна. Исследование ПСА позволяет повысить выявляемость рака предстательной железы на более ранних стадиях, когда возможно проведение радикальных (излечивающих) методов лечения.

Одним из основных методов для определения ПСА является ИФА (иммуноферментный анализ) - лабораторный иммунологический метод качественного или количественного определения различных соединений. Данный метод требует затраты достаточно большого времени, так как состоит из нескольких последовательных операций а также наличия лабораторных условий. В настоящее время разрабатываются методы экспресс-диагностики ПСА.

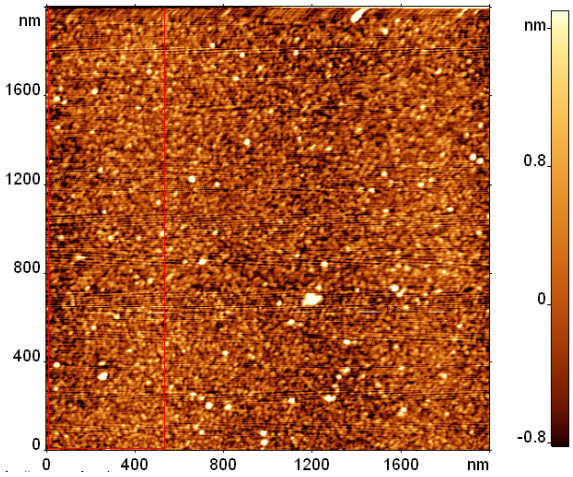


Рис. 1. АСМ-изображение ПСА, нанесенного на подложку из слюды, предварительно обработанную антителами.

Перспективным методом является использование кантилеверных биосенсоров. В основе их работы лежит реакция взаимодействия антиген-антитело. Взаимодействие молекул рецепторного слоя из антител с молекулами ПСА ведет к появлению механических напряжений в рецепторном слое, что приводит к изгибу балки кантилевера. Биосенсор имеет миниатюрные размеры, позволяет проводить параллельный многофакторный анализ, а также сокращает количество стадий анализа. Чувствительность метода зависит от морфологии рецепторного слоя, которую мы исследовали в данной работе методом атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Полученные данные будут использованы при разработке кантилеверного сенсора для быстрого количественного определения ПСА.

E–mail: malceva@physics.msu.ru

Список литературы

1. «Strategy for sensitive and specific detection of molecular forms of PSA based on 2DE and kinetic analysis: A step towards diagnosis of prostate cancer», Vijay Kumar, Md. Imtaiyaz Hassan, Abhay Kumar Singh, Sharmistha Dey, Tej. P. Singh, Savita Yadav

2. «Development of a sensitive detection method of cancer biomarkers in human serum (75%) using a quartz crystal microbalance sensor and nanoparticles amplification system»,Yıldız Uludag, Ibtisam E. Tothill

3. Пушкарь Д.Ю., Простат-специфический антиген и биопсия предстательной железы, Москва, 2003, 230 стр.

РАСЧЕТ ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ НА БАЗЕ КТ ДАННЫХ ДЛЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Матусова Т.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время метод Монте-Карло активно используется для верификации дозиметрических расчетов в лучевой терапии, поскольку обеспечивает рекомендуемую международными комиссиями точность. Это особенно актуально при планировании протонной терапии, которая позволяет создавать высокие граничные градиенты доз и требует самый высокий уровень технического и технологического оснащения [1].

На базе медицинского отдела ИТЭФ ведется адаптация российского программного пакета IThMC, реализующего метод Монте-Карло, под дозиметрическое планирование протонной лучевой терапии. Разработан дополнительный модуль для ввода КТ данных в специальном индексном формате. Индекс присваивается определенному интервалу шкалы Хаунсфилда согласно стехиометрической калибровке [2]. При этом составлена таблица соответствия «индекс - химический состав, плотность биологической ткани» - эти данные необходимы для моделирования методом Монте-Карло прохождения протонов через вещество.

Для оценки адекватности предложенной методики преобразования КТ данных был проведен эксперимент по облучению реальных образцов биологических тканей животного протонным пучком. Затем было выполнено КТ сканирование этих образцов и на базе полученных данных проведено численное моделирование эксперимента. При сравнении результатов обнаружено, что для гомогенных биологических тканей экспериментальная и расчетная тормозная способность совпадает в пределах 4%, для гетерогенных - наблюдается существенное расхождение. Причины этого обсуждаются.

E-mail: matusmtv@gmail.com

Литература

1. Хорошков В.С., Введение в технику протонной лучевой терапии, Москва, УНЦ ДО, 2001.

2. Schneider W., Bortfeld T. and Schlegel W., Correlation between CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo simulations of clinical dose distributions, Phys. Med. Biol., 2000, 45, 459–478.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ИЗУЧЕНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ОРГАНИЗМ ЧЕЛОВЕКА

Наумова А.И.[1], МастрюковаВ.Б.[2]

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет[1] , факультет психологии[2]

В настоящее время для медицины представляет большой интерес процесс воздействия акустической радиации на организм человека. Акустическое воздействие не

менее значимо, чем воздействие продуктов радиоактивного распада, а в ряде случаев даже напоминает воздействие радиации на организм. Весьма важной причиной трудностей изучения реакции организма на акустическое воздействие, – наличие огромного количества обратных связей в организме, как правило, искажающих в той или иной степени выходной эффект за счет «обработки» акустической информации.

Так, когда звучит аккорд или нажимаются последовательно несколько клавиш музыкального инструмента, в окружающем пространстве возникают колебания на разностных частотах используемых звуков, или обусловленные амплитудной НЧ модуляцией огибающей громкости звука, которые также дают дополнительную «окраску» звучанию, в том числе в инфразвуковом диапазоне частот. В настоящее время существует мнение, что именно эти частоты преимущественно ответственны за психофизиологическое воздействие музыки на нервную систему человека и его организм в целом.

Следует также отметить, что довольно значительное число ритмов работы организма лежит в области инфразвука. В частности, в диапазоне частот 7-13 Гц воздействие инфразвука связано с его воздействием на альфа-ритм головного мозга. Одним из способов получения конечных результатов, является синхронизация показателей ЭЭГ с обработанными спектрами звуковых файлов. Такой подход позволяет отследить всплески альфа-ритмов головного мозга и проанализировать их зависимость от воздействия акустических сигналов.

С помощью прибора "Энцефалан" обеспечивался качественный съём 21 отведения ЭЭГ/ВП и постоянного потенциала (который характеризует сверхмедленную активность мозга), а также ЭКГ, КГР, ФПГ и сигналов от датчиков рекурсии дыхания. При обработке были подавлены артефакты от ЭМГ и ЭКГ.

Спектральный анализ топического вида позволяет уточнить локализацию очага мозговой активности и получить его количественные характеристики. Кросс-корреляционный анализ ЭЭГ позволяет количественно оценить степень сходства процессов во времени в различных областях мозга относительно выделенной зоны. Когерентный анализ позволяет оценить степень сходства процессов по частоте во всех зонах мозга относительно выделенной зоны.

Существует упоминание о работах В.Б.Слезина и Т.Н.Пашовкина с подобными экспериментами [1,2]. Так в работе профессора Слезина приводятся результаты исследования частотной структуры электроэнцефалограмм (ЭЭГ) группы добровольных испытуемых, имеющих опыт регулярной христианской молитвы. Показано, что переход в состояние молитвы сопровождается выраженным подавлением амплитуды быстрых ритмов (альфа- и бета-), приводящим к существенному уменьшению общего уровня сигналов во всех отведениях ЭЭГ (Рис.1).

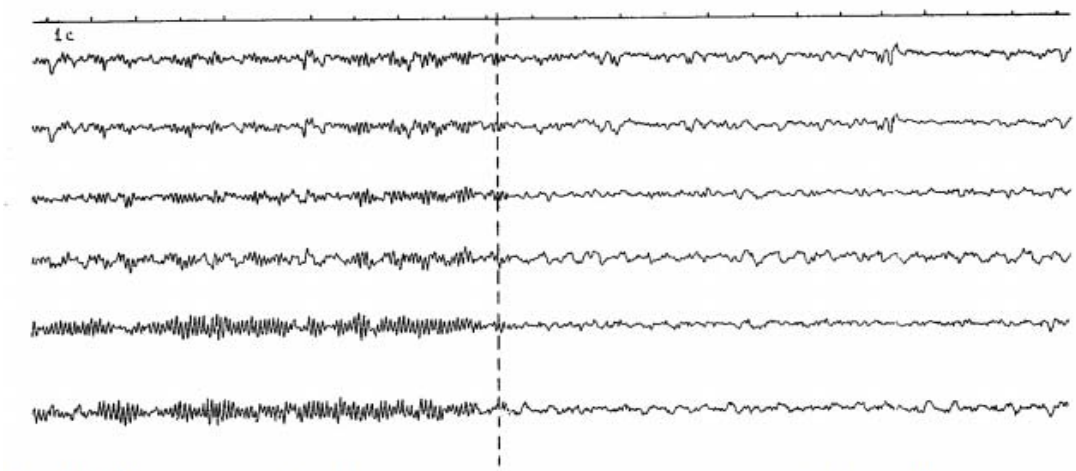
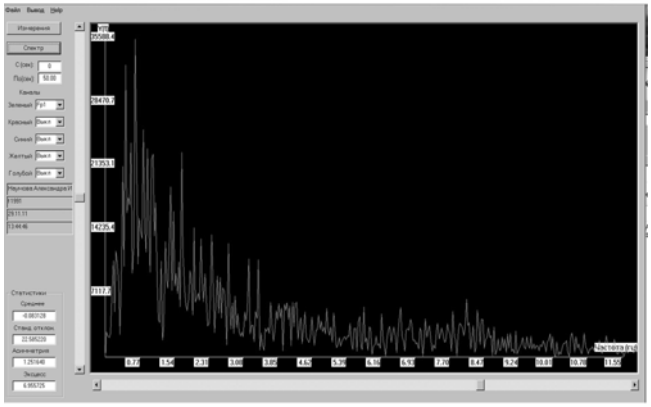
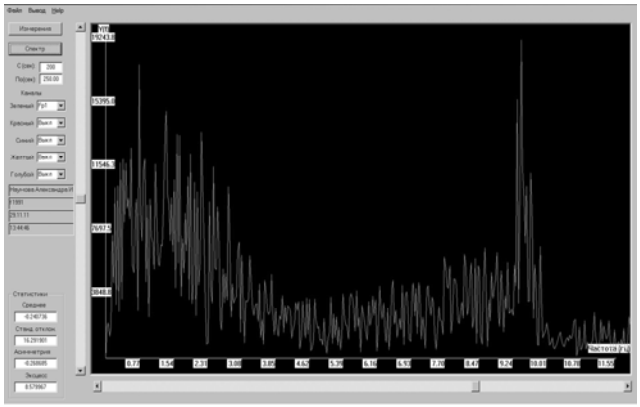


Рис.1. Эффект подавления быстрой электрокортикальной активности при молитве (пример). Вертикальной линией отмечено время перехода испытуемого в исследуемое состояние.



До музыки



НЧ Спектр После музыки

В отличие от данного эксперимента, в нашей работе, были получены результаты ярко выраженного альфаритма. Отклик возник в частотном диапазоне 5-6 Гц, при исследовании частотной структуры электроэнцефалограмм (ЭЭГ) добровольного испытуемого (Рис. 2). Ему было предложено прослушать специальный музыкальный фрагмент, содержащий низкие частоты (НЧ), из серии тибетской музыки.

Рис.2. Мощно выраженный скачок альфаритма при исследовании структуры электроэнцефалограмм (ЭЭГ) под влиянием музыкального фрагмента с НЧ.

В докладе сообщается о результатах выполненных измерений, оценивается перспективность применения метода в медицинской практике.

E–mail: alexandra.n91@mail.ru

Список литературы:

1. Слезин В.Б., Изменение функционального состояния мозга при христианской молитве, Независимый психиатрический журнал, 1999.-N 4.-С.28-32

2. Пашовкин Т.Н., Влияние амплитудно-модулированного ультразвука на нейрональную активность In Vitro и In Vivo// II съезд биофизиков России. Тезисы. М., 1999. (раздел 10: Действие физико-химических факторов на биологические системы).

ЗАВИСИМОСТЬ ПОДВИЖНОСТИ БЕЛКОВ МОДЕЛЬНЫХ РАСТВОРОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ ОТ РН СРЕДЫ И ОТНОСИТЕЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ КОМПОНЕНТОВ

Папок И.М.

МГУ им. *М.В. Ломоносова, физический факультет*

В современной медицине большое внимание уделяется диагностике различных заболеваний, в том числе онкологических, на ранних стадиях их развития. Создание простых и эффективных диагностических методов является актуальной проблемой. Развитие патологических процессов в организме сопровождается изменениями ряда молекулярных параметров в клетках, тканях, а также в сыворотке крови.

Растворы сыворотки крови можно исследовать методом динамического рассеяния света (ДРС), который позволяет отслеживать изменения таких величин, как коэффициент трансляционной диффузии D_t частиц и их средние размеры [1,2]. В связи с этим была проведена работа по изучению модельных растворов сыворотки крови ме-

тодом ДРС, и поставлен вопрос о возможности его применения для диагностики распространенных заболеваний.

Модельные растворы сыворотки крови представляют собой водные растворы смеси белков альбумина и гамма-глобулина при различных массовых соотношениях [3].

	Альбумин, мг	Гамма-глобулин, мг
1) Модельный раствор «здоровой» крови	5,5	1,6
2) Модельный раствор крови «группы риска»	3,5	3,5
3) Модельный раствор «больной» крови	1,6	5,5

Методом ДРС были исследованы молекулярно - динамические процессы, происходящие в модельных растворах сыворотки крови при изменении поверхностного заряда макромолекул и концентрации раствора. По результатам проведенных экспериментов были получены зависимости коэффициента трансляционной диффузии частиц D_t от pH раствора и от концентрации c. Измерения проводились на фотонно-корреляционном спектрометре ‘Photocor-FC’.

Из рис. 1 и рис. 2 видно, что графики зависимостей коэффициента трансляционной диффузии частиц D_t от pH раствора и от концентрации c существенно различаются для модельных растворов сыворотки крови здорового и больного человека [4]. Изучение характера полученных зависимостей и сравнение экспериментальных данных с теорией [5,6], позволили предположить, что метод динамического рассеяния света может быть применим для диагностики распространенных заболеваний, таких как сердечно-сосудистые и онкологические заболевания.

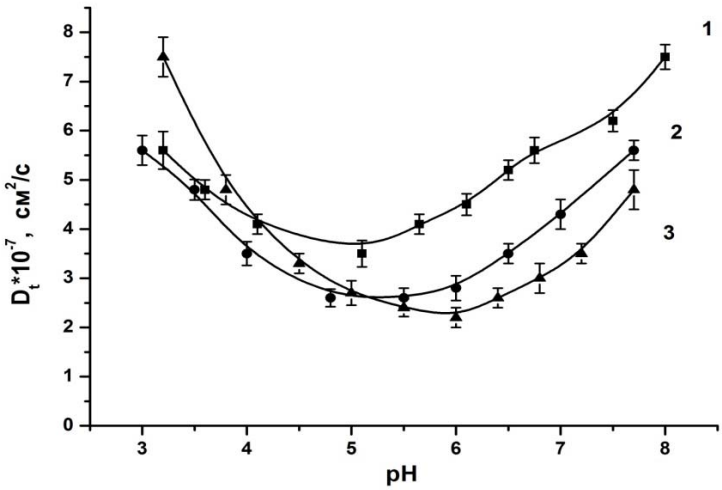


Рис. 1 Зависимость коэффициента трансляционной диффузии D_t от показателя pH : для модельного раствора «здоровой» крови (кривая 1), для модельного раствора крови «группы риска» (кривая 2), для модельного раствора «больной» крови (кривая 3)

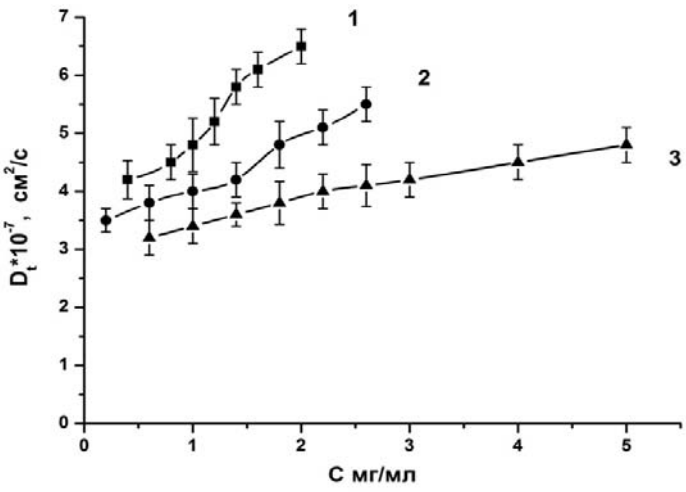


Рис. 2 Зависимость коэффициента трансляционной диффузии D_t от концентрации белка c : для модельного раствора «здоровой» крови (кривая 1), для модельного раствора крови «группы риска» (кривая 2), для модельного раствора «больной» крови (кривая 3)

*E–mail:*irinapapok@mail.ru

Литература:

1. Камминс Г.З., Пайк Е.Р. «Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов» //Мир. М., 1978.

2. Pecora R., «Dynamic light scattering from macromolecules»// Stanford University, 1984.

3. В.В. Гибизова, И.А. Сергеева «Изучение поведения наночастиц золота в модельных растворах сыворотки крови методом динамического рассеяния света» // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2011». Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова. Сборник тезисов. СС. 161-162.

4. Петрова Г. П., «Оптические спектральные методы исследования жидкостей и растворов. Часть 2. Учебное пособие по спецкурсу кафедры молекулярной физики» // Москва, Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 2009.

5. Бриллиантов В. Н., Ревокатов О. П., «Молекулярная динамика неупорядоченных сред»// Издательство Московского университета 1996.

6. Петрова Г.П., Петрусевич Ю.М., «Сильные электростатические взаимодействия заряженных биополимеров в водных растворах» //Биомедицинская радиоэлектроника 2000. №3.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НАНОЧАСТИЦ АЛМАЗА С ЭРИТРОЦИТАМИ МЕТОДАМИ ДИФРАКТОМЕТРИИ И АГРЕГОМЕТРИИ

Самсонова Ю.С., Луговцов А.Е.

*МГУ им.*М.В.Ломоносова*, физический факультет*

В последние годы показана перспективность использования наночастиц алмаза (НЧА) в биомедицинских исследованиях в связи с их нетоксичностью, способностью к люминесценции и возможностью их использования для целенаправленной доставки лекарств в организм человека. Предполагается, что сами НЧА или их коньюгаты (например, с лекарствами) должны вводиться в организм человека и распространяться по нему через кровеносную систему. Однако присутствие НЧА в кровотоке может привести к изменению микрореологических свойств крови, что в свою очередь может повлиять на реологию крови и общее состояние организма в целом. Исследование взаимодействия НЧА с компонентами крови, в частности, с белками плазмы крови и с эритроцитами, является важной и актуальной задачей, которая тесно связана с проблемой нанобезопасности. Ранее нами было показано наличие адсорбции молекул альбумина – одного из основных белков плазмы крови на поверхности НЧА [1,2]. Это явление может сказаться на реологических свойствах крови.

Одними из наиболее важных факторов, определяющих течение крови в сосудах и капиллярах, являются способность эритроцитов деформироваться при прохождении через капилляры с диаметром, меньшим либо равным размеру эритроцита, а также агрегационная способность эритроцитов (характерное время образования линейных - T1 и трехмерных агрегатов - T2). Целью данной работы является исследование влияния НЧА (с различными размерами, свойствами поверхности и в различных концентрациях) на способность эритроцитов деформироваться в сдвиговом потоке и агрегировать в пробе крови in vitro.

Для измерений был использован агрегометр - деформометр LADE 6 (RheoMedLab, Россия). Действие данной установки основано на методах лазерной дифрактометрии и агрегометрии [3]. Метод лазерной дифрактометрии заключается в получении дифракционной картины от сильно разбавленной суспензии эритроцитов в покое и в сдвиговом потоке, а также последующей обработке полученной информации.

При варьировании сдвигового напряжения (τ) измеряются соответствующие значения индекса деформируемости (ИД), определяемого как отношение разности большой и малой полуосей эллипса, аппроксимирующего линии равной интенсивности дифракционной картины к их сумме. Метод лазерной агрегометрии состоит в регистрации интенсивности обратного светорассеяния от образца цельной крови при спонтанной агрегации эритроцитов (агрегационная кинетика). Далее кривая агрегационной кинетики аппроксимируется суммой двух экспоненциальных функций, коэффициенты экспонент которых являются по сути характерными временами образования линейных (T1) и трехмерных (T2) агрегатов.

Для изучения влияния НЧА на деформационные и агрегационные характеристики эритроцитов крови in vitro нами были проведены несколько серий измерений ИД, T1 и T2 на образцах свежей крови крыс и человека. Измерения на каждой пробе крови проводились по 5-7 раз и результаты усреднялись. Инструментальные и статистические погрешности составляли от 3 до 7 % для разных образцов крови.

Получены концентрационные зависимости этих параметров эритроцитов при инкубации НЧА с цельной кровью. По данным измерений проведено сравнение влияния НЧА различных размеров (5, 100 и 200 нм) и свойств (частицы без функционализации поверхности - ND и частицы с поверхностью, покрытой карбоксильными группами - cND) на параметры агрегации и деформируемости. Показано, что инкубация малых частиц ND и cND (~ 5 нм) в низких концентрациях (~ 33 мкг/мл) с кровью уменьшает как T1, так и T2, а также снижает ИД практически во всем диапазоне сдвиговых напряжений (от 0.3 до 60 Па) (рис.1), что оказывает негативный физиологический эффект. Инкубация больших частиц ND и cND (~ 500 нм) в низкой концентрации (~ 33 мкг/мл) с кровью ведет к меньшему негативному эффекту, чем в предыдущем случае. При повышении концентрации до 330 мкг/мл эффект воздействия НЧА (с размерами от 5 до 500 нм) на микрореологические параметры эритроцитов ослабевает. Это может быть объяснено образованием агрегатов НЧА больших размеров и, как следствие, их непроникновением через мембрану эритроцитов. Карбоксилирование поверхности НЧА уменьшает негативный эффект.

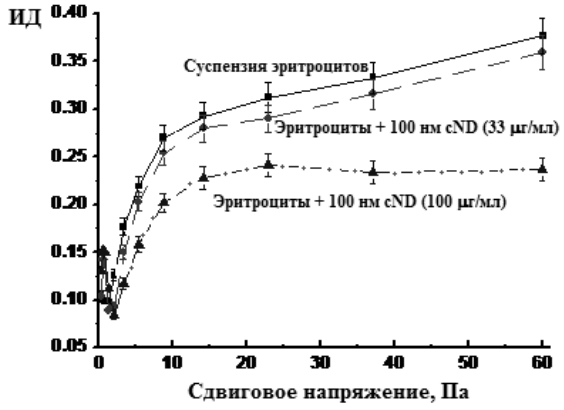


Рис.1. Влияние наноалмазов на индекс деформируемости (ИД) эритроцитов в диапазоне сдвиговых напряжений от 0.3 до 60 Па): (--) суспензия эритроцитов; (- -) смесь эритроцитов и НЧА 100 нм cND (с концентрацией 33 μг/мл); (- · -)смесь эритроцитов и НЧА 100 нм cND (с концентрацией 100 μг/мл).

Полученные in vitro результаты показывают необходимость дальнейшего изучения влияния НЧА на реологические свойства крови in vivo (на крысах) перед тем, как делать обоснованные заключения о возможности применения этих частиц в медицинской практике. Необходим более тщательный подбор их размеров, свойств поверхности, а также концентрации, минимизирующих отрицательное воздействие на микрореологические свойства крови.

E–mail: us.samsonova@physics.msu.ru

1. Переведенцева Е.В., Су Ф.-И., Су Т.-Х., Лин И.-Ч., Ченг Ч.-Л., Карменян А.В., Приезжев А.В., Луговцов А.Е. Лазерно-оптическое исследование воздействия наноча-

стиц алмаза на структуру и функциональные свойства белков // Квантовая электроника. 2010. т.40. No.12. С. 1089-1093.

2. Самсонова Ю.С., Приезжев А.В., Луговцов А. Е., Петрова Г.П., Гибизова В.В., Е И.-Щ., Переведенцева Е.В., Ченг Ч.-Л. Исследование взаимодействия молекул альбумина с наночастицами алмазов в водных растворах методом динамического рассеяния света // Квантовая электроника. 2012 (в печати).

3. Лademан Ю. Приезжев А.В., Фирсов Н.Н., Диагностика агрегации эритроцитов в пробах цельной крови методом обратного светорассеяния // Оптическая биомедицинская диагностика / под ред. В.В. Тучина, М.: Физматлит, 2007. Перевод с англ. Глава 11. С.17-35.

ПОРАЗИТЕЛЬНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

Тамаров К.П., Каргина Ю.В.

МГУ им. *М.В.Ломоносова, физический факультет*

Применение наночастиц кремния (SiNPs) при диагностике и лечении различных заболеваний открывает ряд неоспоримых преимуществ перед используемыми в настоящее время методами. Так, в [1,2] доказано свойство биосовместимости и биодеградируемости SiNPs. Согласно данным [3] общее содержание кремния в теле здорового взрослого человека весом 70 кг в норме составляет 0,5-1,0 г, что делает кремний одним из наиболее распространенных микроэлементов в организме человека. Известно, что SiNPs могут выступать как сенсибилизаторы активных форм кислорода [4], а, следовательно, применяться при фотодинамической терапии онкологических заболеваний. В [5] представлены данные по уничтожению клеток Hep2 с помощью сочетанного действия SiNPs и ультразвука. Уничтожение клеток происходило за счет сенсибилизации ультразвука SiNPs , в результате чего происходил локальный разогрев, а также понижался порог кавитации в суспензии наночастиц.

В настоящей работе исследовалось воздействие электромагнитного поля ультравысокой частоты (УВЧ-поля) на дистиллированную воду, наночастицы золота, раствор поваренной соли и водные суспензии наночастиц кристаллического, микропористого и мезопористого кремния.

Водные суспензии SiNPs были получены методами механического измельчения (SiNPs-1), либо лазерной абляции кремния (SiNPs-2). При механическом измельчении осуществлялся тридцатиминутный помол пленок мезопористого кремния, в планетарной мельнице FRITSCH «Pulverisette 7 premium line» в присутствии дистиллированной воды. Пленки мезопористого кремния, в свою очередь, формировались стандартным методом электрохимического травления пластин (100) p^{++} 25 мОм·см в растворе HF(50%):C_2H_5OH при плотности тока травления 60 мА/см^2 и времени травления 60 минут. Плёнка отслаивалась кратковременным увеличением плотности тока до 600 мА/см^2.

Метод лазерной абляции заключается во взаимодействии мощного лазерного излучения с поглощающими средами, что приводит к абляции последних и распылению их материала в окружающую среду. При больших коэффициентах поглощения толщина удаляемого слоя среды весьма мала и составляет от единиц до нескольких десятков нанометров. Вне мишени удаляемый материал организуется в кластеры нанометровых размеров – наночастицы. Проблематичный процесс сбора наночастиц, образующихся в процессе лазерной абляции в вакууме, при абляции в жидкости решается естественным образом: наночастицы остаются в объеме жидкости, образуя так называемый коллоидный раствор. Для получения суспензий SiNPs осуществлялась абляция

монокристаллической кремниевой пластины (100) p^{++} 3 мОм·см. Также в работе исследовались наночастицы золота (GNPs), полученные его абляцией в воде.

Для создания УВЧ поля использовался аппарат УВЧ-терапии «УВЧ-70-01А Стрела» с частотой излучения 27,12 МГц. Все измерения проводились при максимальной мощности излучения прибора в 70 Вт. Для измерения температуры суспензий использовался бесконтактный инфракрасный сверхбыстрый термометр AND DT-635 с диапазоном измерений 0-100 ^{o}C и точностью 0,1 ^{o}C.

На рис. 1 представлены зависимости температуры суспензий от времени воздействия УВЧ-излучения для образцов SiNPs-1 (кривая 1) и SiNPs-2 (кривая 2), а также для GNPs (кривая 3) дистиллированной воды (кривая 4). Данные по нагреву образцов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Нагрев образцов наночастиц и дистиллироанной воды при воздействии УВЧ излучения 27,12 МГц, 70 Вт в течение 20 минут.

Образец	T ^{o}C
Дистиллированная вода	26,8
GNPs	28,8
SiNPs-1	50,1
SiNPs-2	31,5

Таким образом, впервые показано поразительное увеличение температуры водных суспензий кремниевых наночастиц под действием УВЧ-излучения. Важно отметить, что дистиллированная вода, как и суспензии наночастиц золота практически не нагревались при тех же условиях воздействия.

Механизм нагрева SiNPs может быть связан с сенсибилизацией в них под действием УВЧ-излучения свободных носителей заряда, которые, двигаясь в наночастицах, испытывают столкновение с их кристаллической решеткой. В результате происходит локальный разогрев кремниевых наночастиц, и как следствие, увеличение температуры их суспензии. Больший нагрев SiNPs-1 по сравнению с SiNPs-2 обусловлен, по-видимому, большей концентрацией в них свободных носителей раряда и/или большей “кристалличностью”их решетки, а также пористостью SiNPs-1. Незначительный нагрев GNPs можно объяснить скин-эффектом, согласно которому свободные носители заряда сосредоточены в скин-слое, и их концентрация намного меньше, чем у объемной наночастицы.

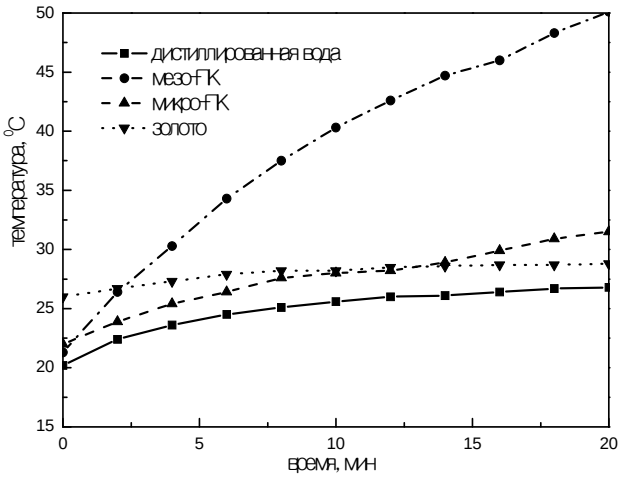


Рис.1. Зависимости температуры суспензий от времени воздействия УВЧ-излучения для образцов SiNPs-1 (кривая 1) и SiNPs-2 (кривая 2), а также для GNPs (кривая 3) дистиллированной воды (кривая 4)

В заключении отметим, что данное иследование может найти широкое применение в медицине, в частности, при локальной гипертермической терапии онкологических заболеваний.

Авторы выражает благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любови Андреевне; также отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу.

E–mail: tamarov@physics.msu.ru

Литература

1. Park J., Gu L., von Maltzahn G., Ruoslahti E. etc “Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications” // Nature Materials, 2009, Vol. 8, pp. 331-336.

2. Low S.P., Voelcker N.H., Canham L.T. etc “The biocompatibility of porous silicon in tissues of the eye” // Biomaterials, 2009, 30, pp. 2873–2880.

3. Canham L.T. “Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive”// Nanotechnology, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.

4. Тимошенко В.Ю., Кудрявцев А.А., Осминкина Л.А и др. “Кремниевые нанокристаллы как фотосенсибилизаторы активного кислорода для биомедицинских применений” // Письма ЖЭТФ, 2006, том 83, № 9, стр. 492-495.

5. Дурнев А.Д., Соломина А.С., Даугель-Дауге Н.О. и др. “Исследование генотоксической и тератогенной активности нанокристаллов кремния”// Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2010, том 149, №4, стр. 429-433.

ОПТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СОСУДОВ МЕТОДОМ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗРЕШЕННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

Тенников А.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Данная работа посвящена использованию оптического метода визуализации сильнорассеивающих сред, моделирующих кожу человека и содержащих оптические неоднородности в виде удлиненных структур, близких по форме к цилиндрам, моделирующим кровеносные капилляры. Данная проблема имеет большую актуальность, так как заболевания, связанные с изменением кровеносных сосудов, часто встречаются в медицинской практике. Рассматриваются диапазоны диаметров сосудов 200 мкм ≤ d ≤ 1000 мкм и глубин их залегания в ткани 1 мм ≤ z ≤ 3-5 мм.

Визуализация сосуда осуществляется методом пространственно-разрешенной рефлектометрии (ПРР), заключающемся в измерении зависимости интенсивности излучения, диффузно отражённого назад средой, от взаимного положения источника излучения и детектора. Принцип метода ПРР изображен на Рис.1. Область наиболее вероятных траекторий детектируемых фотонов выделена черным цветом. При наличии оптической неоднородности (сосуда) на пути этих траекторий интенсивность детектируемого сигнала изменяется (в случае кровеносного сосуда – уменьшается). Это и позволяет определить положение, ориентацию и глубину сосуда при измерении интенсивности отражённого излучения в разных точках в окрестности источника.

В качестве источника излучения используется диодный лазер (ИРЭ Полюс, модель LDD-9), генерирующий непрерывное лазерное излучение на длине волны 953 нм, с мощностью ≤ 650 мВт. Свет от источника вводится в оптическое волокно, с помощью которого оно подается на исследуемый объект. При этом с помощью измерительной многоканальной головки, прилегающей к объекту, осуществляется двухмерное сканирование поверхности объекта.

Экспериментальные исследования проводились с использованием физической модели (фантома) биоткани, имитирующей ее оптические свойства. Фантом (Рис. 2) представляет собой слабопоглощающую, но сильнорассеивающую в ближнем ИК диа-

пазоне среду, содержащую систему капилляров разного диаметра, которые могут быть заполнены кровью.

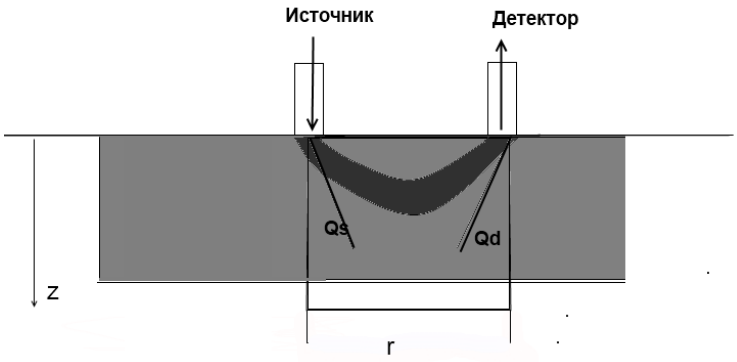


Рис.1. Схема эксперимента по измерению с пространственным разрешением интенсивности диффузно отражённого света.

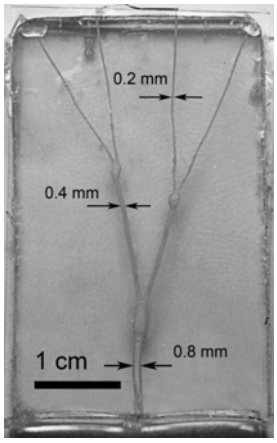


Рис. 2. Фото прозрачного фантома с системой капилляров разных диаметров, расположенных на глубине в 1 мм.

Для каждого из этих сосудов был получен профиль относительной интенсивности сигнала $RI = (I - I_0)/I_0$, где I - интенсивность в заданной точке сканирования и при заданном значении расстояния между источником и детектором. I_0 – интенсивность в точке, отдаленной от сосуда, в которой считается, что сосуд отсутствует. I_0 одна и та же величина для каждого детектора (для заданного расстояния между источником и детектором). На Рис. 3 по оси абсцисс x отложено положение измерительной головки относительно сосуда, ось которого проходит через точку $x = 0$. По оси ординат RI относительная интенсивность сигнала. I вычисляется как среднее по трем последовательным измерениям.

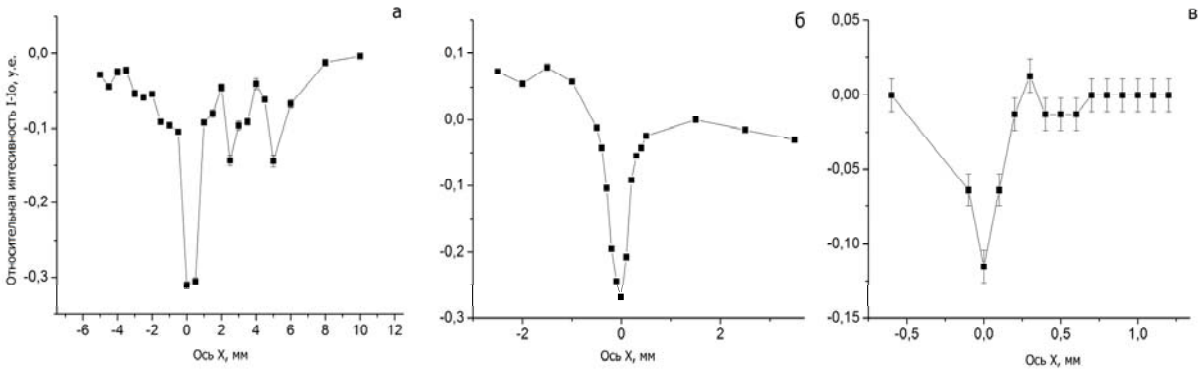


Рис. 3 Графики относительной интенсивности диффузно отражённого излучения при сканировании измерительной головкой поперёк крупного (а), среднего (б) и мелкого(в) сосудов.

Видно, что наличие заполненного кровью сосуда отражается на регистрируемых профилях с достаточно высоким контрастом. Осуществление двухмерного сканирования позволяет определять положение, ориентацию и глубину сосудов с хорошей точностью. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования [1].

e-mail: cruyff14@bk.ru

1. Быков А.В., Приезжев А.В., Мюллюля Р. Визуализация структурных неоднородностей в сильнорассеивающих средах методом пространственно- разрешенной рефлектометрии: Монте-Карло моделирование// Квантовая Электроника, 2011, Том 41, № 6, с. 557-563.

ЧАСТИЦЫ «ЯДРО-ОБОЛОЧКА» НА ОСНОВЕ МИКРОСФЕРОЛИТОВ КАРБОНАТА КАЛЬЦИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ

Трушина Д.Б.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Среди большого числа неорганических соединений, используемых в медицине, важное место занимает карбонат кальция (КК). Одной из областей его применения является создание систем доставки лекарств [1,2]. Для медико-биологического использования контейнеров на основе пористых частиц КК важно количественно определять степень его загрузки функциональным веществом.

Целью работы является получение и исследование системы микроконтейнеров карбоната кальция с адсорбированным модельным соединением, покрытых полимерной оболочкой. В качестве модельного лекарственного соединения был выбран центральный анестетик лоперамид, не проходящий гематоэнцефалический барьер. Одним из способов эффективной доставки подобных веществ в центральную нервную систему является интраназальный метод введения препарата [3].

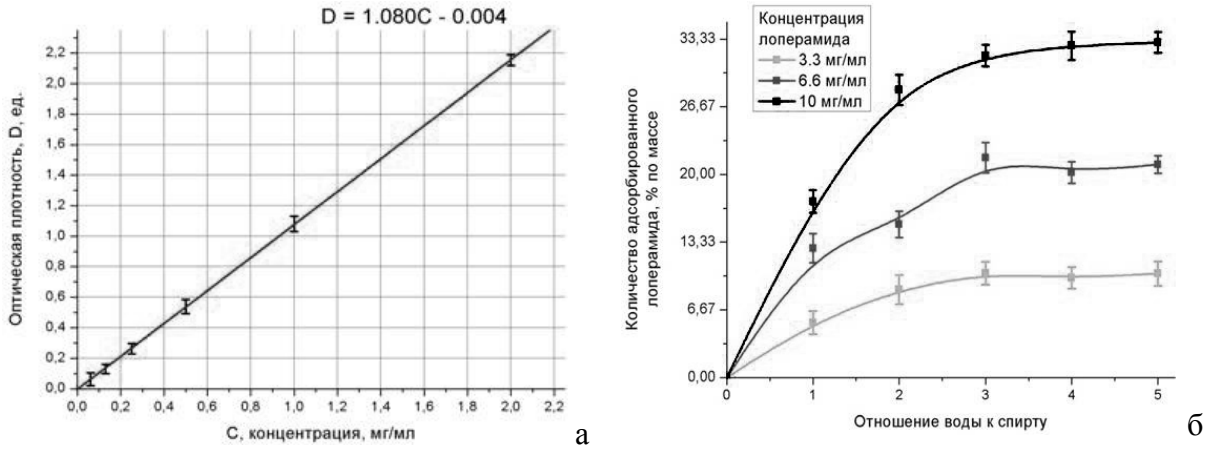


Рис.1 а) Калибровочная прямая для лоперамида б) Зависимость количества адсорбированного лоперамида от соотношения спирт-вода в растворе при различных концентрациях раствора

На рис.1а представлена полученная калибровочная прямая для определения концентрации лоперамида. Были проведены спектрофотометрические измерения растворов лоперамида и супернатантов после проведения процесса адсорбции для образцов, когда раствор содержал различное количество воды (исследовались соотношения спирт-вода 1:1, 1:2, 1:3, 1:4, 1:5). Также варьировалась концентрация лоперамида в растворе. По калибровочной прямой для каждого образца было рассчитано количество включенного в частицы лоперамида и построены графики зависимости количества адсорбированного вещества от состава раствора. Рис.1б демонстрирует зависимость количества адсорбированного вещества от соотношения воды и спирта в растворе для разных концентраций вещества. Из характера полученных зависимостей можно сделать вывод, что адсорбция происходит эффективнее, когда к раствору лоперамида в спирте добавлено некоторое количество воды. При увеличении количества воды, соотношении спирт-вода, больше чем 1:3, количество адсорбированного лоперамида практически не изменяется, процесс выходит на насыщение. Показано, что чем более концентрированный раствор используется, тем выше количество адсорбированного лоперамида.

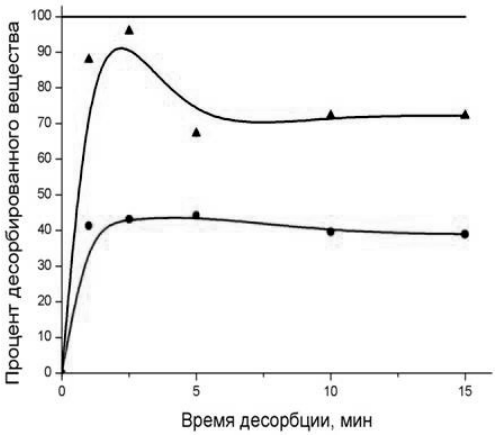


Рис.2 Зависимость процента десорбированного вещества от времени десорбции для образца с полимерной оболочкой (нижний график) и без нее (верхний график)

Частицы КК с лекарственным веществом были покрыты гиалуроновой кислотой, и проведена десорбция вещества из частиц. На рис.2 представлены графики зависимости рассчитанного процента десорбции от времени десорбции для образцов, покрытых полимерной оболочкой и без нее. Нижняя кривая соответствует образцам, частицы КК которых были покрыты гиалуроновой кислотой, верхняя – без нее. Из сравнения кривых можно сделать вывод, что покрытие частиц с адсорбированным веществом полимерной оболочкой позволяет задержать десорбцию. Это говорит о возможной пролонгации действия вещества при десорбции его в носовой полости.

E–mail: trushina.d@mail.ru

Литература

1. Shang-Hsiu Hu, Chia-Hui Tsai, Chen-Fu Liao, Dean-Mo Liu, San-Yuan Chen. Controlled Rupture of Magnetic Polyelectrolyte Microcapsules for Drug Delivery // Langmuir. 2008, Vol. 24, № 20, pp. 11811-11818.

2. Jun Wang, Ji-Si Chen, Jing-Yi Zong, Dong Zhao, Feng Li, Ren-Xi Zhuo, Si-Xue Cheng. Calcium Carbonate/Carboxymethyl Chitosan Hybrid Microspheres and Nanospheres for Drug Delivery // Journal Physical Chemistry. 2010, Vol. 114, № 44, pp. 18940-18945.

3. Shyeilla V. Dhuria, Leah R. Hanson, William H. Frey Ii. Intranasal Delivery to the Central Nervous System: Mechanisms and Experimental Considerations // Journal of Pharmaceutical Sciences. 2011, Vol. 99, № 4.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции:
проф. Уваров Александр Викторович,

Зам. председателя:
науч. сотр. Винничеко Николай Аркадьевич

Поздравляем победителей!

I место

Тихонов С.А. – аспирант Дальневосточного федерального университета

II место

Шагиева Ф.М. – студентка физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

III место

Антонов Д.Н. – аспирант Владимирского Государственного Университета

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ТОНКИХ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК НА ПОВЕРХНОСТИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Антонов Д.Н.

Владимирский гос. универ. им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Россия

Исследование модификации поверхности металлов и сплавов с использованием лазерного излучения открывает ряд новых перспектив в современной науке и производстве. Воздействие на поверхность многокомпонентных сплавов на основе железа лазерного излучения при облучении на воздухе приводит к перераспределению легирующих элементов по глубине, изменению состава поверхности и образованию в зоне лазерного воздействия оксидных пленок металлов.

Образование оксидных пленок на поверхности металлов обеспечивается за счет теплового воздействия лазерным излучением. Процесс роста тонких пленок зависит от многих параметров, как параметров лазерного излучения, так и свойств металла и обрабатываемой поверхности. При изменении параметров лазерного излучения можно контролировать процесс получения оксидных пленок различной толщины, что непосредственно определяет структуру и свойства этих пленок.

В данной работе получения оксидных пленок различных толщин было проведено с помощью лазерной установки, построенной на базе волоконного импульсного иттербиевого лазера. Основными характеристиками лазера являются длина волны излучения, которая составляет 1,06 мкм, средняя мощность излучения порядка 10 Вт, энергия в одном импульсе, равная 0,5 мДж, длительность импульса – 80 нс, частота модуляции варьируется от 20 до 100 КГц. В качестве образца использовалась металлическая подложка из полированной нержавеющей стали AISI 304 толщиной 1 мм.

Состав пленок был определен методом спектрального микроанализа на микроскопе Ntegra Spectra NT-MDT. Структура пленок исследовалась методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Также была определена толщина полученных оксидных пленок. Морфологию пленок исследовали методом атомно-силовой микроскопии с использованием сканирующего зондового микроскопа Ntegra Spectra NT-MDT.

E–mail: dimas_post@inbox.ru

Литература

1. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. – Москва, 1989. – 280с.

2. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов. - М.: Металлургия, 1965. – 465 с.

3. Файнштейн А.И., Литовченко Н.А. Изменение свойств оксидной пленки на железе в процессе роста. - Журнал физической химии, 1980, т.LIY, №3, с.801-803.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА С ПРЕДЫОНИЗАЦИЕЙ УФ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ЦИФРОВОЙ КАМЕРОЙ

Архипов Н.О.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Целью работы было исследование пространственно-временных характеристик импульсного объемного разряда с предыонизацией УФ излучением от плазменных листов наносекундной длительности в неподвижном воздухе. Методом фоторегистрации свечения изучались динамика развития разряда, определялась длительность плазменного слоя в неподвижном воздухе и в потоке. Одновременно с помощью высокоиндуктивного шунта исследовались характеристики тока разряда при различных давлениях, в неподвижном газе, а также в потоке за плоской ударной волной в канале ударной трубы.

На верхней и нижней стенках разрядной камеры происходит развитие поверхностного разряда плазменных электродов. Длина межэлектродной области составляет 100 мм, сечение- 24мм (высота) на 48мм (ширина). Для анализа свечения плазмы объемного разряда с плазменными электродами с наносекундным временным разрешением в покоящемся газе (воздухе) использовалась цифровая высокоскоростная камера фирмы БИФО. Начальное напряжение на рабочей емкости составляло 25 кВ. Получены изображения свечения с экспозицией 100 нс. На приведенных кадрах (рис. 1) различаются свечение объёмной фазы разряда и свечение плазменных электродов (яркие полосы внизу и вверху каждого кадра). Фаза объемного разряда зарегистрирована на втором и третьем кадрах. На поздних стадиях видны интенсивно высвечивающиеся яркие каналы поверхностного разряда плазменных электродов. Анализ свечения показал, что длительность стадии предыонизации плазменными листами составляет до 60 нс. Время свечения объемной фазы разряда не превосходит 120 нс.

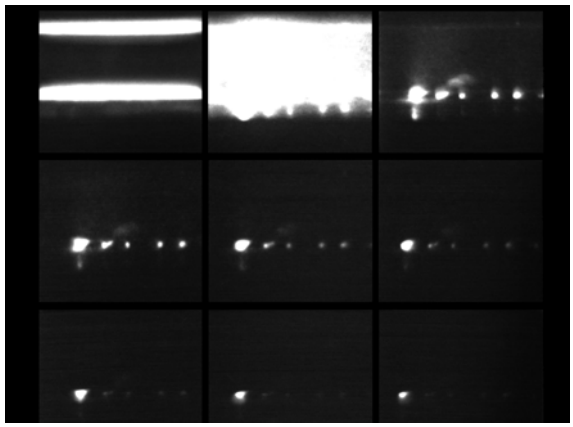


Рис. 1

E–mail: arkhipov@physics.msu.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ОБЪЕМАХ РАСТВОРОВ

Бурцев А.А.

Владимирский гос. универ. им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

В настоящее время считается, что наиболее перспективные технологии получения органических и неорганических материалов с новыми ранее недоступными харак-

теристиками будут основываться на процессах самоорганизации наночастиц. Это обусловлено уникальными характеристиками индивидуальных наночастиц, а также возможностью модификации формы и свойств их поверхности для управления взаимодействием, определяющим в процессе самоорганизации архитектуру ансамбля наночастиц. Количество экспериментальных исследований, выполняемых в данной области с использованием как органических, так и неорганических веществ, постоянно растет. Исследование процессов самоорганизации при кристаллизации из капли может развить и углубить существующие теоретические представления и открыть новые возможности в прикладных исследованиях.

Высыхающая капля наноразмерного объема представляет собой диссипативную структуру в открытой системе в изменяющемся объеме которой происходят процессы самоорганизации растворенных веществ по мере испарения растворителя. Капля является реактором, в котором происходит физико-химический процесс кристаллизации или осаждения растворенного вещества с образованием твердой фазы с определенной морфологией на подложке. При малом объеме раствора получаются гораздо более неравновесные системы, в которых можно наблюдать новые формы кристаллизации веществ. Неравновесность системы обусловлена испарением растворителя, приводящим к уменьшению объема раствора — к движению межфазных границ «раствор-воздух» и «раствор-подложка», а также смещению — контактной линии, являющейся тройной границей «раствор-воздух-подложка». Динамика межфазных границ играет ключевую роль в образовании твердой фазы на подложке и зависит от ряда факторов (молекулярной адсорбции и абсорбции раствора подложкой, интенсивности испарения и др.). Чем меньше система, тем меньше в ней случайных флуктуаций и тем выше взаимная обусловленность поведения ее частей. Для микросистемы относительное значение различных факторов, действующих на кристаллизирующееся вещество, совсем иное, чем для макросистемы.

В данной работе проведены исследования процессов самоорганизации при кристаллизации раствора щелочи гидроксида натрия (NaOH) при высыхании капель наноразмерного объема на стеклянной подложке.

E–mail: murrkiss2009@yandex.ru

Литература

1. Алфимов М.В., Кадушников Р.М., Штуркин Н.А., Алиевский В.М., Лебедев-Степанов П.В. Имитационное моделирование процессов самоорганизации наночастиц. - .// Российские нанотехнологии. – 2006. – Т. 1. - №1-2. – С. 127-133.

2. Андреева Л.В., Новоселова А.С., Лебедев-Степанов П.В., Иванов Д.А., Кошкин А.В., Петров А.Н., Алфимов М.В. “Закономерности кристаллизации растворенных веществ из микрокапли” // ЖТФ. – 2007. – V. 77. – No. 2. – С. 22-30.

3. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. От диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации. М.: Мир, 1979. 512с., ил.

4. Хакен Г. Синергетика. Пер. с англ. — М.: Мир, 1980.— 405с., ил.

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ФОРМИРОВАНИЯ И СТРУКТУРЫ АДСОРБЦИОННОГО СЛОЯ ТЕНЕВЫМ МЕТОДОМ

[1] Дробышевский И.А., [2] Воронцова Е.Ю.,

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению кинетики формирования объемных и поверхностных фаз в бинарной смеси с помощью теневого метода, нами установлена двухслойная структура адсорбционного слоя, а также состояние системы, в котором она стратифицирована во всем объёме.

Постановка задачи и цель работы:

Исследование возможности получения информации о структуре адсорбционного слоя с помощью теневого метода.

Проверка положений недавно возникшей околокритической гидродинамики, на примере полученных экспериментальных зависимостей для бинарной системы ПФД-Г в двух температурных режимах(нагревании и остывании).

Методика измерения и образцы.

Работа в *нестационарном* режиме предполагает исследование системы в то время, как ее параметры изменяются (т.е. происходит нагревание или остывание системы). В этом режиме мы как бы производили "поиск" интересующих нас явлений на всей области изменения температуры. Произведя измерения и получив результаты в нестационарном режиме с помощью фотографирования на теневом приборе ИАБ-451, а также значительно сузив диапазон температур, мы переходим к стационарному режиму.

В *стационарном* режиме мы исследуем систему при охлаждении. Сначала смесь нагревается до температуры, немного большей $T_{кр}$, перемешивается, достигает равновесного состояния длительным термостатированием. Затем с помощью теневого метода фиксируется конфигурация слоев. После этого система охлаждается на малое ΔT и длительно термостатируется, затем снова фотографируется на теневом приборе. Динамика процесса при этом скрыта, но итоговую картину критической адсорбции можно наблюдать.

В работе было обнаружено:

*двухслойная структура адсорбционного слоя,

*стратификация в объеме образца при определенных условиях.

E-mail: [1]ilyadr@mail.ru, [2]lenochka_21@mail.ru

Список литературы

1. A J Bray and M A Moore// J. Phys. A: Math. Gen.1977 V.10.№11. P.1927
2. Долинный А.И., Огарев В.А.// Успехи Химии 1988г. Т. LVII №11 с.1769
3. M.R. Moldover and J.W. Schmidt// Physica 12D. Gen 1984. P.351
4. Габышев А.Н., Дробышевский И.А., Куроедов Н.А.// Ломоносов-2011

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМАХ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СЕПАРАЦИИ И ПЕРЕГРЕВА ВЛАЖНОПАРОВЫХ ТУРБИН АЭС

Егоров М.Ю.

Санкт-Петербургский гос. политех. универ., Санкт-Петербург, Россия

Особенности организации промежуточной сепарации и перегрева пара (ПСПП) в турбинах АЭС, анализ проектных характеристик сепараторов-пароперегревателей (СПП), особенностей протекающих в них теплогидравлических (ТГ) процессов позволили сформулировать пути обеспечения эффективной и надёжной работы СПП.

1. Организация устойчивого отвода сепарата из СПП. Тракт эвакуации сепарата является одним из звеньев общей системы отделения влаги от пара, её стекания вниз в сепаратоприёмные полости и беспрепятственного удаления в специальную ёмкость — сепаратосборник (СС). Если нарушается устойчивая работа этого тракта, т.е. в нём возникают колебания расхода, захват паровых включений, вскипание воды при падении давления и т.п., то ухудшается работа сепарационной части аппарата в целом. Кроме того, при неудовлетворительном удалении сепарата из аппарата возможен его контакт с трубками перегревателя, что в особенности характерно для аппаратов СПП-500-1 [1] с верхним расположением сепаратора. Температура сепарата равна температуре насыщения нагреваемого пара (НП) при давлении на входе его в аппарат, т.е. относительно

низка $t_{нп}$~140 °С, а температура стенок перегревательных трубок (модулей) значительно выше. Она близка к температуре насыщения конденсирующегося греющего пара (ГП), равной в I ступени перегрева $t_{гп\ I}$~210 °С и во II ступени $t_{гп\ II}$~280 °С. При такой разности $t_{гп}$—$t_{нп}$, достигающей ~70 °С для I ступени и ~140 °С для II ступени, плотность теплового потока при попадании сепарата на поверхности трубок соответствует условиям его интенсивного кипения и даже условиям кризиса кипения [2], а если течение сепарата нестабильно или происходит в виде отдельных струй, жидкостных пробок, капель и т.д., то это кипение будет неустойчивым. В результате трубки будут подвергаться интенсивным температурным пульсациям и под их воздействием — интенсивным термическим напряжениям, ограничивающим срок службы поверхности перегревателя. Эти неблагоприятные явления проявились во время эксплуатации СПП-500, когда, вследствие недостаточно интенсивного удаления сепарата с их днищ, происходил заброс влаги на поверхность труб стояков разводки ГП по змеевикам поверхности нагрева. После организации устойчивого слива с днища с достаточным расходом сепарата повреждения трубок прекратились. Автор наблюдал нестабильность расхода сепарата после СС СПП-500-1 на ЛАЭС, СмАЭС в 2010–2011 г.

2. Исключение колебаний температур в каналах отвода конденсата ГП из перегревателя СПП. Термоциклические повреждения труб и других элементов выхода конденсата из перегревательной части — одна из основных причин остановов турбин, связанных с отказами СПП, и проведения работ по заглушке трубок или целых модулей.

Повреждения обуславливаются температурными пульсациями, вызывающими переменные термические напряжения в упомянутых выше узлах СПП. Термопульсации вызваны неустойчивым течением переохлаждённого по сравнению с температурой насыщения конденсата в системе параллельных труб (кассет или модулей), в которой имеют место разверки расходов конденсата. Эти гидравлические разверки вызываются помимо причин гидродинамического характера (неравномерные условия по давлению на входе в отдельные каналы, неодинаковость их гидравлических сопротивлений в силу различия между собой длин труб, отводящих конденсат) ещё и причинами теплового характера (тепловыми разверками). Интенсивность теплопередачи от ГП к НП в различных кассетах (модулях, трубках) может различаться из-за неравномерностей поля скоростей (расходов) НП. Поскольку количество сконденсировавшегося ГП напрямую зависит от этой интенсивности, то расходы конденсата по различным каналам получаются различными. В одном канале (или в одной их группе) возможна неполная конденсация («выпар») с температурой пароводяной смеси на выходе, равной температуре насыщения, а в другом канале (в другой группе) на выход поступает переохлаждённый конденсат, минимальная температура которого приближается вследствие теплообмена с НП к температуре последнего. При противоточной схеме взаимного движения сред минимальная температура конденсата может быть близка к температуре НП на входе в ступень $t_{нп\ вх\ II}$~190 °С, а температура ГП (и непереохдаждённого конденсата) $t_{гп\ II} \approx t_S$~280 °С. При колебаниях и разверках расхода конденсата разности температур $t_{гп}$–$t_{нп}$ могут изменяться от значений в несколько градусов (конденсат переохлаждён до значений, близких к температуре НП) до значений в 90 °С. Поскольку интенсивность теплоотдачи ГП при его конденсации превышает интенсивность теплоотдачи НП на два порядка, а интенсивность конвективной теплоотдачи при течении конденсата (жидкая фаза) на порядок, колебания напора на величину 90 °С означают колебания температур стенки трубок на эту величину.

Несмотря на важность, обсуждаемая проблема пока не нашла решения ни в плане организации беспульсационного отвода конденсата СПП во всех возможных режимах их работы, ни в плане расчётно-теоретического анализа условий нарушения стабильности расхода конденсата. Наличие «выпара» (проскока пара) на выходе из каналов ГП снижает тепловую эффективность системы ПСПП, поскольку тепловосприятие этой части пара нельзя полезным образом использовать для перегрева. Поэтому наи-

лучшее решение — получение расхода ГП, при котором «выпар» минимально положительный, например, 0,5% от общего расхода. Следовательно, ТГ расчёт аппарата на стадии проектирования должен быть достаточно точным, в частности, должен включать не только определение интегральных (балансовых) параметров СПП типа «вход—выход», но и в максимально возможной степени определение локальных характеристик: местных скоростей сред, температур, давлений, влажностей и плотностей тепловых потоков.

Число публикаций по устойчивости пароконденсирующихся потоков применительно к СПП, ограничено. В наиболее общей постановке анализ дан в монографии [3].

3. Интенсификация теплообмена в перегревателях СПП за счёт создания искусственной шероховатости на поверхности теплообмена непрерывной деформацией. В последнее время в мире было проведено значительное число работ по интенсификации теплообмена созданием непрерывных рельефов на поверхностях теплообмена. Они позволяют обеспечить двустороннюю интенсификацию теплообмена. Наибольший объем исследований выполнен для формованных сферическими лунками поверхностей, которые могут оказаться эффективными и для перегревателей СПП. Но даже в новейшей литературе, например, [4], нет достаточного объема рекомендаций для инженерных расчетов и проектирования с использованием указанных поверхностей. Поэтому полезно экспериментальное исследование элемента подобного перегревателя.

Следует признать актуальным проведение стендовых (лабораторных) исследований и компьютерного моделирования ТГ процессов в системах ПСПП, а также дальнейшее обобщение исследований и опыта эксплуатации СПП на АЭС (включая зарубежные).

E–mail: egorov12m2u@mail.ru

Литература

1. Егоров М.Ю. Анализ результатов испытаний модернизированных СПП-500-1 турбоустановки IV блока ЛАЭС // Матер. Межд. молодежн. научн. форума «Ломоносов-2011». Физика. Молекулярная физика. — М., 2011. — 1 электронн. опт. диск.

2. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М., 1979.

3. Хабенский В.Б., Герлига В.А. Нестабильность потока теплоносителя в элементах энергооборудования. СПб, 1994.

4. Попов И.А., Мухянов Х.М., Гуреев В.М. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Казань, 2009.

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ ВОДНОГО КЛАСТЕРА $(H_2O)_6$ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЕГО ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Крашенинникова О.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Наиболее распространенными способами получения жидкого состояния воды являются фазовые переходы: лед-вода (талая вода) и пар-вода (конденсированная вода).

В зависимости от способа получения воды, она может обладать различными свойствами. Так талая вода, обладающая большим количеством гексагональных кластеров из молекул H_2O, оказывает более благоприятное влияние, по сравнению с конденсированной водой, на рост растений, здоровье и плодовитость животных и т.д. [1,2]. В конденсированной воде присутствует большее количество малых кластеров молекул H_2O, чем в талой воде. Под кластерами подразумеваются устойчивые молекулярные комплексы, обладающие собственной внутренней структурой, характерными энергетическими свойствами и определенным временем жизни. Исследование их структурных свойств позволит понять причину различий свойств талой и конденсированной воды.

Каждый кластер может быть представлен в виде набора водородо-связанных геометрических фигур. Последние представляют собой связанные ориентированные графы [3], вершины которых составляют атомы кислорода, а ребра – водородные связи между молекулами воды (ребро направлено от кислорода, являющегося донором протона к кислороду – акцептору). С помощью данного подхода можно конфигурацию любого кластера однозначно описать набором из 5 признаков (за исключением эффекта хиральности) [4], задав ей тем самым свой тип конфигурации.

В данной работе исследовалась система из 6 молекул воды, расположенных в трех ограниченных объемах, соответствующих плотности воды в кристаллическом, жидком и газообразном состояниях. В качестве модели была выбрана единая геометрическая (жёсткая) модель молекулы воды Полтева-Маленкова («РМ») [5]. Для описания конфигурационных характеристик системы был выбран метод Монте-Карло, разработанный Метрополисом и соавторами [6]. Он основан на использовании наиболее вероятных конфигураций исследуемой системы [7].

При температурных переходах данной системы от T_1=273К до T_2=298К и от T_3=373К до T_2=298К при различных постоянных значениях плотности системы (ρ_1=0,9998 г/см^3, ρ_2=0,9167 г/см^3, ρ_3=0,0006 г/см^3) был обнаружен тип конфигурации кластера, который сохраняется среди 10 наиболее вероятных типов конфигураций. Так же было обнаружено, что количество сохранившихся после такого перехода типов конфигураций при данных температурных переходах уменьшается с увеличением плотности системы. Данные результаты получены на фоне сохранения при температурных переходах в рамках постоянной плотности следующих усредненных параметров системы: количества сохранившихся наиболее вероятных типов конфигураций, значения доли весовых коэффициентов наиболее вероятных типов конфигураций из калибровочных экспериментов и их потенциальной энергии.

E-mail: krashenart@mail.ru

Литература

1. Гуман А.К. Особенности талой воды. // Сб. «Структура и роль воды в живом организме». ЛГУ 1966.

2. Родимов Б.Н. Снеговая вода – стимулятор роста и продуктивности животных и растений // Сельское хозяйство Сибири. 1961.№7. С. 66-69.

3. Harary F. Graph Theory. Addison-Wesley, Reading, MA, 1969. P. 274.

4. Хахалин А.В., Теплухин А.В. Исследование сеток водородных связей в водных кластерах, содержащих ион Na^+ или K^+. // Биомедицинские технологии и радиоэлектроники №1-2, 2006. С. 71.

5. Poltev V.I., Grokhlina T.A., Malenkov G.G., Hydration of nucleic bases studied using novel potential functions. J. Biomolec. Struct. Dynam., 1984. V. 2. N 2. P. 413-429.

6. Маленков Г.Г. Физическая химия. Современные проблемы. Химия. Москва, 1984. С. 41.

7. Бушуев Ю.Г. Свойства сетки водородных связей воды. Известия Академии наук. Серия химическая, 1997. №5. С. 928-931.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ МОЮЩЕГО СРЕДСТВА НА ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ВОДНОГО РАСТВОРА

Бережная Т.Н., Полякова О.А.

Уральская гос. академия ветеринарной медицины, г. Троицк Челябинской обл., Россия

Невозможно представить нашу жизнь без моющих средств. Одним из функционально важных компонентов этих средств являются поверхностно активные вещества (ПАВ), которые понижают коэффициент поверхностного натяжения воды (КПН) на

границе раздела фаз. Из-за низкой скорости разложения и способности адсорбироваться на поверхностях твердых тел ПАВ накапливаются в воде, почве. Накопление ПАВ в недопустимых концентрациях приводит к снижению показателя удерживания углекислого газа и кислорода в массе воды, высвобождению ионов тяжелых металлов из земли, песка и глины, и тем самым повышает риск попадания данных веществ в организм человека. Использование моющих средств в оптимальных концентрациях может уменьшить риск воздействия ПАВ на живые организмы. Целью нашего исследования было выявления влияния концентрации моющего средства на поверхностное натяжение воды.

Исследование влияния концентрации моющего средства на КПН его водного раствора проводили методом отрыва капли.

КПН водопроводной воды имел значение $118{,}33 \cdot 10^{-3}$ Н/м. Исследованию подверглись растворы моющих средств: Fairy, LOC, AOS, Absolut, Пемо Люкс. Дома при мытье посуды мы измеряем количество моющего средства каплями, поэтому концентрацию растворов моющих средств задали количеством капель на 20 мл воды (1 и 2 капли). Результаты исследования представлены в таблице.

Таблица 1. КПН водного раствора моющих средств, 10^{-3} Н/м

Моющее средство	Значение КПН при концентрации ПАВ		Рост КПН (+), снижение КПН (-)
	1 капля	2 капли	
Fairy	48.42	54.67	+6,25
LOC	42.57	58.58	+16,01
AOS	62.87	56.63	-6,24
Absolut	76.54	55.45	-21,09
Пемо Люкс	58.19	67.56	+9,37

По результатам проведенного исследования можно сделать следующие выводы:

Моющие средства понижают КПН водных растворов.

Изменение КПН зависит от концентрации и вида моющего средства.

Из исследуемых моющих средств при концентрации 1 капля наибольшее понижение КПН наблюдалось для моющего средства LOC, при концентрации 2 капли в большей степени КПН понижает FAIRY.

При увеличении концентрации моющего средства снижение КПН наблюдалось для моющих средств AOS, Absolut, увеличение – Fairy, LOC, Пемо Люкс.

На основании приведенных результатов можно предложить использовать для мытья посуды, обработки инструментов LOC и Fairy, которые позволяют в большей степени снизить КПН при меньших концентрациях растворов моющих средств. Следует учитывать, что не всегда увеличение концентрации моющего средства приведет к снижению КПН его водного раствора.

Научный руководитель – доцент Н.Р. Шталева

E-mail: shtaleva@rambler.ru

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ СИНГЛЕТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ДОНОРА К МОЛЕКУЛАМ АКЦЕПТОРА В ТРИПЛЕТНОМ СОСТОЯНИИ

Сураева Е.Ю.

Ставропольский гос. университет, Ставрополь, Россия

Триплет-триплетный перенос энергии электронного возбуждения, одним из следствий которого является тушение фосфоресценции донора, происходит по обмен-

но-резонансному механизму [4]. При этом согласно теории, относительное падение интенсивности фосфоресценции донора не должно превышать относительное изменение времени ее затухания, однако во многих случаях наблюдается обратная зависимость [3, 6, 7]. К настоящему времени причины этого несоответствия между выводами теории и отдельными экспериментальными фактами до конца не выяснены [1, 2].

В настоящей работе для объяснения опережения относительного изменения интенсивности фосфоресценции донора в сравнении с относительным изменением времени ее затухания при добавлении в раствор акцептора предлагается механизм передачи синглетных возбуждений донора молекулам акцептора в триплетном состоянии по индуктивно-резонансному механизму.

Для некоторых донорно-акцепторных пар сильное тушение фосфоресценции донора наблюдается даже при малой концентрации акцептора в растворе. Расстояние, соответствующее такой концентрации, много больше радиуса обменных взаимодействий, поэтому молекула акцептора может получить энергию триплетного возбуждения только от небольшой части молекул донора, находящихся недалеко от нее. Так как в результате взаимодействия акцептор переходит в триплетное состояние, то следующий акт переноса энергии возможен только после дезактивации полученного возбуждения, а поскольку время жизни триплетного состояния велико, молекула акцептора может потушить лишь малое количество молекул донора в близком окружении, не затрагивая при этом более далекие возбуждения. С учетом этого, сильное падение интенсивности фосфоресценции донора невозможно объяснить в рамках теории переноса энергии электронного возбуждения по обменно-резонансному механизму.

Однако такой экспериментальный факт подтверждается теоретическими расчетами, если предположить, что молекула акцептора, получив энергию триплетного возбуждения от близко расположенной молекулы донора, становится тушителем синглетных возбуждений донора. В результате такого взаимодействия донор безызлучательно переходит в основное, а акцептор – в более высокое триплетное состояние. Так как силы осцилляторов соответствующих переходов велики, то перенос энергии осуществляется по индуктивно-резонансному механизму, а вероятность данного процесса k_{ir} определяется степенью перекрывания спектров флуоресценции донора и триплет-триплетного поглощения акцептора, представляющего собой широкие полосы [5]. Учитывая, что обратный переход акцептора в нижнее возбужденное состояние происходит безызлучательно за время порядка $10^{-10} \div 10^{-13}$ с [8], а радиус индуктивно-резонансного взаимодействия больше обменно-резонансного в 5-6 раз [4], метастабильная молекула акцептора успевает потушить большое число синглетных возбуждений донора.

Из составленных согласно такой модели кинетических уравнений следует, что перенос энергии по индуктивно-резонансному механизму приводит к обеднению синглетного уровня донора и уменьшению концентрации его молекул в триплетном состоянии при соотношении

$$k_{ir} > I_в R k_2 (\tau_0 - \tau),$$

где $I_в$ – интенсивность возбуждающего излучения, R и k_2 – сечение поглощения и вероятность синглет-триплетного перехода в молекуле донора, τ_0 и τ – время затухания фосфоресценции донора в отсутствие и в присутствии акцептора соответственно. Из решения кинетических уравнений также видно, что на время жизни триплетного состояния донора оказывает влияние только взаимодействие по обменно-резонансному механизму.

На паре фенантрен (донор) + нафталин (акцептор) в толуоле экспериментально проверены закономерности изменения интенсивности фосфоресценции фенантрена. В результате изменения $I_в$ замечено, что уменьшение интенсивности фосфоресценции фенантрена в присутствии нафталина обусловлено тушением синглетных возбуждений

донора. При этом время затухания его фосфоресценции не зависит от интенсивности возбуждающего излучения.

E-mail: Sel-21@yandex.ru

Литература

1. Авдеев А.В. Некоторые особенности тушения фосфоресценции доноров энергии молекулами акцепторов // Сборник тезисов XIII Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов». 12-15 апреля 2006 г. Т. 2. С. 45-46.

2. Дерябин М.И., Куликова О.И., Солодунов В.В. Влияние отжига на квантовый выход сенсибилизированной фосфоресценции нафталина в замороженных растворах н.-гексана // Журнал прикладной спектроскопии. 2000. Т. 67. No. 6. С. 735-737.

3. Ермолаев В.Л. Перенос энергии в органических системах с участием триплетного состояния // Успехи физических наук. 1984. Т. 80. No. 1 С. 3-40.

4. Ермолаев В.Л., Бодунов Е.Н., Свешникова Е.Б., Шахвердов Т.А.. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. Л., 1977.

5. Carmichael I., Hug G.L. Triplet-Triplet Absorption Spectra of Organic Molecules in Condensed Phases // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 1986. V. 15. I. 1. P. 1-250.

6. Hattori S., Kato Y. Donor Phosphorescence Quenching and Decay in Sensitized Phosphorescence // Journal of Molecular Spectroscopy. 1971. V. 39. P. 432-440.

7. Kobashi H. Morita T., Mataga N. Influence of Triplet-triplet Excitation Transfer on the Decay Function of Donor Luminescence // Chemical Physics Letters. 1973. V. 20. I. 4. P. 376-378.

8. Lower S.K., El-Sayed M.A. The Triplet State and Molecular Electronic Processes in Organic Molecules // Chemical Reviews. 1966. V. 66. P. 199-241.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА В-ДИКЕТОНАТОВ ДИФТОРИДА БОРА С АРОМАТИЧЕСКИМИ ЗАМЕСТИТЕЛЯМИ

Тихонов С.А.

Дальневосточный федеральный университет, школа естественных наук, Владивосток, Россия

Комплексные соединения дифторида бора с β-дикетонатными лигандами, содержащие у карбонильных атомов углерода ароматические заместители, обладают интенсивной люминесценцией. Зная взаимосвязь электронной структуры данных веществ с их оптическими свойствами, возможно, вести направленный синтез новых люминесцирующих соединений. Метод ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС) совместно с квантовохимическими расчетами дают обширную информацию о природе верхних электронных уровней соединений I-VI.

$F_2B – OC (R_1) - CH\ C(R_2)O$

I. $R_1=R_2=CH_3$

II. $R_1=CH_3$, $R_2=C_6H_5$

III. $R_1=CH_3$, $R_2= C_6H_4-C_6H_5$

IV. $R_1=CH_3$, $R2=C_{13}H_9$

V. $R_1= C_6H_5—CH=CH—C_6H_5$

VI. $R_1=R_2=C_6H_5$

Исследования позволяют изучить взаимодействие π-систем хелатного цикла и заместителей. Спектры получены на спектрографе ЭС-3201 с источником излучения He(I), расчеты выполнены в приближении ТФП (функционал B3LYP). Изначально использовался базисный набор Попла 6-311G, далее все было пересчитано в более пол-

ном и оптимальном для β-дикетонатов базисе TZVPP [1]. Новые данные качественно отличаются, по сравнению с исследованиями в базисе 6311-G [2,3]. В таблице приведены значения максимумов гауссианов и расчетные энергии (у всех веществ различное значение среднего дефекта кумпанса [4]) для верхних уровней хелатного и фенильных циклов.

Таблица. Энергии МО Кона-Шема (эВ) и положения максимумов полос гауссианов для соединений II-V.

МО	II		III		IV		V	
	$-\varepsilon_{i+}<\delta_2>$	$ЭИ_g$	$-\varepsilon_{i+}<\delta_2>$	$ЭИ_g$	$-\varepsilon_{i+}<\delta_2>$	$ЭИ_g$	$-\varepsilon_{i+}<\delta_2>$	$ЭИ_g$
$b_1,(\pi_3)$	9,30	9,25	8,81	8,81	8,42	8,29	8,07	8,15
R	9,77	9,80	9,48	9,48	9,15	9,19	9,12	9,10
	10,11	10,13	9,48	9,49	9,31	9,33	9,24	9,34
			9,76	9,77	9,51	9,55	9,50	9,50
			10,35	10,35	10,32	10,31	9,83	9,78
							10,92	10,80

Для дибензоилметаната дифторида бора (VI) помимо фотоэлектронных, исследованы рентгеноэлектронные спектры, что позволило более глубоко изучить валентную зону данного вещества. Во всех спектрах расчетные энергии хорошо согласуются с экспериментом.

E–mail: allser@bk.ru

Литература

1. Вовна В.И., Короченцев В.В., Доценко А.А. Электронное строение и фотоэлектронные спектры бис-β-дикетонатов Z(II). // Координационная химия, 2011 том 37 №12, с. 1-8.

2. Вовна В.И., Тихонов С.А., Львов И.Б. Фотоэлектронные спектры и электронная структура ацетилацетоната, бензоилацетоната и его производных. //Журнал физической химии 2011 том 85 №11, с. 2082-2088.

3. Тихонов С.А., Вовна В.И., Львов И.Б. Фотоэлектронные спектры и электронная структура некоторых β-дикетонатов бора.// Рентгеновские и электронные спектры и химическая связь. Тезисы докл. XX Всероссийской конференции. Новосибирск, 24-27 мая 2010 г. с.132.

4. Чижов Ю. В. Молекулярная фотоэлектронная спектроскопия и расчеты методом теории функционала плотности π - комплексов хрома и железа: Дис. … докт. физ.-мат. наук. Уфа: ИФМК УНЦ РАН, 2009. 337 с.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ СПЕЦИФИЧЕСКОГО ИОННОГО ЭФФЕКТА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ГАЛОГЕНИДОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ.

Шагиева Ф.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Специфический ионный эффект - это зависимость объемных и поверхностных физических параметров раствора от типа находящихся в нем ионов для ионов с одинаковым зарядом. К примеру, если измерять коэффициенты активности водных растворов солей, имеющих одинаковый катион, но разные анионы, то величины измеряемого параметра будут различаться между собой. По степени влияния ионов одного знака на ис-

следуемую величину принято располагать ионы в определенной последовательности – серии Хофмайстера.

В данной работе исследовалась природа специфического ионного эффекта в Ван-дер-Ваальсовых взаимодействиях между двумя твердыми поверхностями, разделенными жидкой прослойкой. Для этого измерялась дисперсия показателя преломления водных растворов галогенидов щелочных металлов (LiCl, NaCl, KCl, CsCl, KBr, KI) в видимой области спектра, и рассчитывалась зависимость диэлектрической проницаемости в функции мнимой частоты.

Показатели преломления были получены экспериментально с помощью цифрового мультиволнового термостатируемого рефрактометра Аббе для дистиллированной воды, 0,5 и 3 молярных растворов при разных температурах (10-50^{0}C с шагом 5^{0}C) при разных длинах волн падающего монохроматического излучения (450, 480, 486,546, 589, 644, 656 нм).

Для расчета диэлектрической проницаемости как функции мнимой частоты была использована трехосцилляторная модель, предложенная Нинамом и Парседжианом [1-4] и включающая вклады в диэлектрическую проницаемость от трех наиболее значимых областей спектра (микроволновой, ИК и УФ). Каждый осциллятор в такой модели характеризуется двумя параметрами, а именно эффективной частотой и константой, характеризующей затухание. Метод, предложенный в [5], объясняет, как рассчитать эти характеристики по экспериментальным данным. А именно, полученные зависимости показателя преломления от длины волны и температуры позволяют получить температурные зависимости характеристик диэлектрической проницаемости в УФ области.

Анализ полученных нами зависимостей для растворов, различающихся катионом или анионом, позволяют говорить о том, что в растворе мы имеем дело с коллективным взаимодействием ионов, окруженных гидратной оболочкой. За специфическое ионное поведение частоты эффективного осциллятора в УФ области отвечают коллективные взаимодействия в растворе, а именно взаимодействия между молекулами воды и ионами в гидратной оболочке и ион-ионные корреляции. Для растворов солей, отличающихся по аниону, специфическая зависимость диэлектрической проницаемости от типа иона наблюдается во всех областях спектра. Основной вклад в специфичность диэлектрической проницаемости растворов, различающихся по катиону, вносят видимая область спектра и область низких частот.

shagieva.farida@physics.msu.ru

Литература

1. V.A. Parsegian and Ninham B.W. // Nature 224 (1969) 1197.
2. Ninham B.W. and V.A. Parsegian // Biophys. J. 10 (1970) 646.
3. V.A. Parsegian and Ninham B.W. // ibid. 13 (1973) 209.
4. Ninham B.W. and V.A. Parsegian // J. Chem. Phys. 52 (1970) 4578.
5. David B. Hough and Lee R. White: The calculation of Hamaker constants from Lifshitz theory with applications to wetting phenomena // Adv. Colloid Interface Sci., 1980, 14, 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР В ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Широкова Д.К.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Исследование термодинамических свойств нестационарных неизотермических потоков жидкости является одной из важных и интересных проблем с точки зрения фундаментальной молекулярной физики и современных инженерных приложений.

Особую важность представляет изучение быстропротекающих, нестационарных процессов, которые сопровождаются сильной турбулизацией течения. Турбулентное течение существенно трёхмерно на самых разных пространственных масштабах и характеризуется большими локальными градиентами плотности жидкости.

Было проведено исследования пространственно-временных характеристик затопленной неизотермической струи жидкости. Использовались бесконтактные оптические методы исследования [1,2]. Из их достоинств следует отметить: малое искажение температурного поля, так как энергия, поглощаемая средой, мала по сравнению с энергией, передаваемой в процессе теплообмена; незначительную инерционную погрешность, что позволяет выполнять точные измерения быстро протекающих процессов; высокую чувствительность. Проведен анализ температурного поля жидкости в затопленной струе в плоском и объемном сосудах теневым фоновым методом. Проанализированы пространственно-временные характеристики затопленной струи с температурой 50-70оС. Характерное время импульсного процесса распространения порядка 3 с. Показано, что частота пульсаций с течением времени уменьшается, характерный размер пульсаций увеличивается.

e-mail: illia.ermine@gmail.com

Литература

1. Meier G.E.A. Computerized background-oriented schlieren// Exp.Fluids. 2002. Vol. 33. Pp. 181-187.

2. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С.. Лазерная рефрактография. М.: Физматлит, 2008, с.46.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции:
проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович,
Зам. председателя:
физик Потемкин Федор Викторович

Поздравляем победителей!

I место

Пастухов В.М. – студент физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

II место

Ушаков А.А. – студент физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

III место

Беляева О.В. – аспирантка физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

ПАРАДОКС БЕРНШТЕЙНА В ЗАПУТАННЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЯХ

Беляева О.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В последнее время активно исследуются запутанные квантовые состояния, что связано их практическими приложениями в: квантовой телепортации, квантовой криптографии, квантовой плотной кодировки и.т.д. [1]. Особый интерес представляет исследование многокомпонентных запутанных состояний, которые обладают определёнными преимуществами в области квантовой информации и квантовых вычислений. Основным способом получения запутанных квантовых состояний являются оптические параметрические взаимодействия.

В работе анализируются запутанные квантовые состояния с дискретными переменными (одиночные фотоны) с помощью нормально-упорядоченной характеристической функции (НУХФ) бозе-операторов. Расчет НУХФ операторов многокомпонентных запутанных квантовых состояний позволяет изучить их внутреннюю структуру и дает возможность выявить псевдоклассические и квантовые корреляции. Псевдоклассические корреляции содержатся в слагаемых НУХФ, содержащих модули параметров НУХФ, а за квантовые корреляции ответственны интерференционные слагаемые, содержащие и фазы этих параметров. Анализ выполнен на примере трех- и четырехкубитовых квантовых состояний: ГХЦ- и W- состояний.

На основе кумулянтного анализа [2] изучены статистические связи второго и более высокого порядка псевдоклассических корреляций. Определены условия, при которых рассматриваемые состояния обладают наибольшими квантовыми корреляциями.

Рассмотрена схема измерения псевдоклассических и истинных квантовых корреляций (методом счета фотонов). Выявлена связь максимальной запутанности со значением квантовой корреляции. Показано, что имеет место квантовый аналог парадокса Бернштейна из классической теории вероятностей [3]. Например, в ГХЦ -состоянии попарная независимость регистрации фотонов не влечёт их независимость в тройных корреляциях.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 11-02-00610.

E–mail: lisenok.msu@mail.ru

Литература

1. Нильсен М., Чанг И. Квантовые вычисления и квантовая информация. /Перевод с англ. М: Мир, 2006

2. Малахов А.Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М: Советское радио, 1988

3. Стоянов Й. Контрпримеры в теории вероятностей. М: Факториал, 1999

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ

Иванов М.С., Зерняев Д.В

Забайкальский институт железнодорожного транспорта, г. Чита, Россия

Представлен расчёт величины поперечной сферической аберрации различных линз в ИК-области спектра. Величина поперечной сферической аберрации линз определяется на основе анализа пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники.

Реальные оптические системы обладают различного вида аберрациями. В случае, когда широкий световой пучок нормально падает на фокусирующую линзу, в большей степени проявляется сферическая аберрация, которая оказывает влияние на угловую структуру преобразованного в нелинейном кристалле излучения. Измерения величины сферической в общем, и поперечной сферической аберрации в частности, различного рода линз, применяемых в оптических системах инфракрасной (ИК) оптики, невозможны традиционными методами, которые применимы для видимой области спектра [1]. В данной работе представлены результаты анализа исследования поперечной сферической аберрации различных оптических ИК-линз, основанные на методе преобразования с повышением частоты инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле (с использованием компьютерного моделирования).

Компьютерное моделирование частотного преобразования пространственно-углового распределения сфокусированного гауссова пучка проводилось в среде Delphi 7.0. Необходимым условием чёткой визуализации пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники являлось наличие кристалла, вырезанного в направлении коллинеарного синхронизма (например, иодата лития). Кристалл устанавливался от исследуемой линзы на расстоянии главного фокуса линзы так, чтобы сфокусированное линзой излучение падало на его переднюю грань. На выходе из кристалла ПЗС–приёмником фиксируется аберрационная структура преобразованного излучения.

По угловым параметрам пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники определялись углы падения основного излучения на нелинейный кристалл. Учитывая геометрические характеристики фокусирующей оптической системы, а также углы падения излучения на нелинейный кристалл, определялась величина поперечной сферической аберрации ИК-линзы [2].

Для различных линз при фокусировке излучения в один и тот же кристалл аберрационная структура второй оптической гармоники с учётом поперечной сферической аберрации имеет одинаковый вид, но различные угловые характеристики: радиус-вектор и полярный угол.

Определив угловые параметры и используя основные уравнения расчёта пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники, можно вычислить величину поперечной сферической аберрации для различных ИК-линз.

Созданная компьютерная программа для расчета величины поперечной сферической аберрации по анализу пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники апробирована на примере линз различного диаметра и материала.

E-mail: [1]vanov.maks@mail.ru, [2]zernyaev@yandex.ru

Литература:

1. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики. М.: Наука, 720, (1973).

2. А.И. Илларионов, О.В. Янчук, Нелинейное преобразование излучения по частоте сфокусированного гауссова пучка. // Известия ВУЗов. Физика, 50, № 12, 14-19, (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНОЙ КОНВЕРСИИ В УСЛОВИЯХ ЯВЛЕНИЯ САМОЗАХВАТА

Зинган А.П.

Приднестровский ГУ им. Т.Г. Шевченко, Молдова, г. Тирасполь

Первые эксперименты, в которых наблюдалась бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) разреженных паров щелочных металлов [1-3] при сверхнизких температурах, стимулировали дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования этого явления. В [4,5] изучен процесс конверсии двух одинаковых атомов в гомоядерную молекулу в присутствии двух рамановских импульсов резонансного лазерного излучения. Явление самозахвата состоит в резком изменении средней населённости каждой из ям ловушки при изменении начальной плотности атомов.

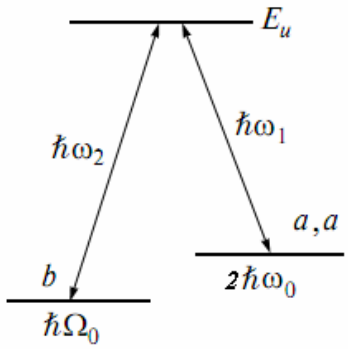


Рис.1. Энергетическая схема и квантовые переходы в трёхуровневой Λ-схеме

Будем рассматривать трёхуровневую энергетическую Λ – схему (рис.1). Один из уровней соответствует основному состоянию двух свободных атомов с энергией $2\hbar\omega_0$, а другой – основному состоянию двухатомной молекулы с энергией $\hbar\Omega_0$. Третий уровень соответствует возбуждённому состоянию молекулы E_u. Возникновение молекулы из пары атомов приводит к поглощению кванта света с энергией $\hbar\omega_1$ и излучению кванта света $\hbar\omega_2$. Используем гамильтониан взаимодействия H_{int} [6]

$$H_{\text{int}} = \hbar g\left(\hat{a}\hat{a}\hat{b}^{+}\hat{c}_1\hat{c}_2 + \hat{a}^{+}\hat{a}^{+}\hat{b}\hat{c}_1^{+}\hat{c}_2\right) + \frac{1}{2}\hbar\nu_1\hat{a}^{+}\hat{a}^{+}\hat{a}\hat{a} + \frac{1}{2}\hbar\nu_2\hat{b}^{+}\hat{b}^{+}\hat{b}\hat{b} + \hbar\nu\hat{a}^{+}\hat{a}\hat{b}^{+}\hat{b}, \qquad (1)$$

где $\hat{a}$ и $\hat{b}$ – бозонные операторы уничтожения атомного и молекулярного состояний соответственно, $\hat{c}_1$ и $\hat{c}_2$ – операторы уничтожения фотонов с частотами ω_1 и ω_2, g – константа атомно–молекулярной конверсии, а ν_1, ν_2, ν – константы межатомного, межмолекулярного и атомно-молекулярного взаимодействий соответственно.

Вводя в рассмотрение плотности частиц $n = |a|^2$, $N = |b|^2$, $f_{1,2} = |c_{1,2}|^2$ и две компоненты «поляризации» $Q = i(aab^{*}c_1c_2^{*} - a^{*}a^{*}bc_1^{*}c_2)$ и $R = aab^{*}c_1c_2^{*} + a^{*}a^{*}bc_1^{*}c_2$, получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} &\dot{n} = 2gQ,\ \dot{N} = -gQ,\ \dot{f}_1 = gQ,\ \dot{f}_2 = -gQ, \\ &\dot{Q} = (\Delta + (2\nu_1 - \nu)n + (2\nu - \nu_2)N)R + 2gn((4N - n)f_1f_2 + Nn(f_2 - f_1)), \\ &\dot{R} = -(\Delta + (2\nu_1 - \nu)n + (2\nu - \nu_2)N)Q, \end{aligned} \qquad (2)$$

где $\Delta = 2\omega - \Omega + \omega_1 - \omega_2$ – расстройка резонанса. Решая систему уравнений (2), получаем четыре независимых интеграла движения для плотностей частиц

$$n + 2N = n_0 + 2N_0,\ \ Q^2 + R^2 = 4n^2 N f_1 f_2,$$
$$f_1 + N = f_{10} + N_0,\ \ f_2 - N = f_{20} - N_0, \qquad (3)$$

где N_0, n_0, f_{10} и f_{20} – начальные плотности частиц. Тогда основное уравнение, описывающее временную эволюцию плотности молекул N, удобно представить в виде уравнения колебаний нелинейного осциллятора

$$(dN/dt)^2 + W(N) = 0, \qquad (4)$$

где

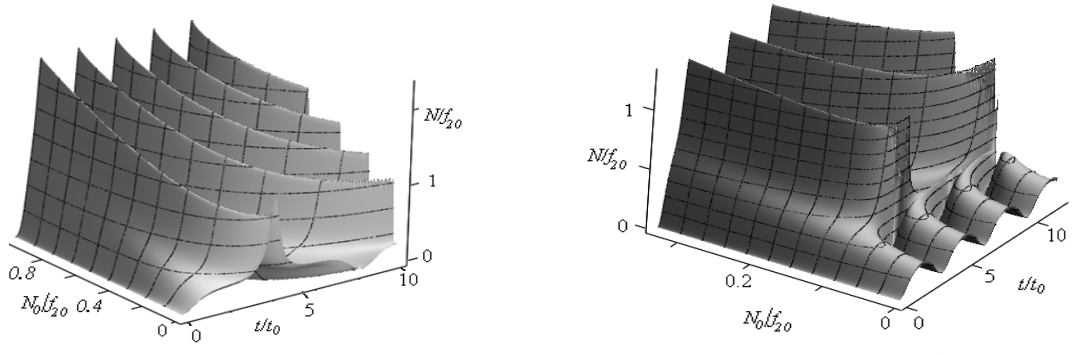
$$W(N) = V(N) + U(N),$$
$$V(N) = 16N(1/2 - N)^2(N_0 - N + f_{10})(N_0 - N - f_{20}),$$
$$U(N) = (N - N_0)^2((\Lambda_2/2 - \Lambda_1)(N + N_0) + \Lambda_1 + \delta)^2. \qquad (5)$$

Здесь $\delta = \Delta/g$, $\Lambda_1 = (2\nu_1 - \nu)/g$, $\Lambda_2 = (2\nu - \nu_2)/2g$ – нормированные расстройка резонанса и коэффициенты межчастичного взаимодействия соответственно, $(dN/dt)^2$ и $W(N)$ играют роль «кинетической» и «потенциальной» энергий осциллятора соответственно. Слагаемое $U(N)$ ответственно за существование явления самозахвата.

Изучая зависимость потенциальной энергии $W(N)$ нелинейного осциллятора, можно установить качественно характер поведения функции $N(t)$. Можно найти соотношение между константами, которое определяет существование явления самозахвата в системе. Для этого максимум функции $U(N)$ должен быть ниже минимума функции $V(N)$. Находем некоторое критическое значение N_c,соответствующее максимуму функции $U(N)$ равное $N_c = -\beta/2\alpha$, где $\alpha = \Lambda_2/2 - \Lambda_1$, $\beta = \Lambda_1 + \delta$. Значение функции $U(N_c)$ должно быть меньше значения $V(N_c)$ для того, чтобы при неравных нулю константах взаимодействий ν_1, ν_2, ν система эволюционировала периодически без явления самозахвата. Найдя значения этих функций, получаем приближенное соотношение в виде

$$\left(\alpha N_0 + \frac{\beta}{2}\right)^2 < \frac{2\beta(\alpha+\beta)^2}{\alpha^3}\left(\frac{f_{10}}{N_0 + \frac{\beta}{2\alpha}} + 1\right)\left(\frac{f_{20}}{N_0 + \frac{\beta}{2\alpha}} - 1\right).$$

При таком соотношении параметров эволюция системы представляет собой колебательный режим с ростом амплитуды при увеличении параметра $\frac{N_0}{f_{20}}$ (рис.2а). Причем, такой режим достигается при изменении только константы атомно–молекулярного взаимодействия (например, ν), а остальные параметры остаются неизменными, что дает возможность контроля эволюции системы (рис. 2б).



а *б*

Рис.2 а) Временная эволюция нормированной плотности молекул N/N_0 в зависимости от значений параметра N_0/f_{20} при $\frac{n_0}{f_{20}} = 0.4, \frac{f_{10}}{f_{20}} = 1, \nu = 1.7, \nu_1 = 1.1, \nu_2 = 1.3$; б) Временная эволюция нормированной плотности молекул N/N_0 в зависимости от значений параметра N_0/f_{20} при $\frac{n_0}{f_{20}} = 0.4, \frac{f_{10}}{f_{20}} = 1, \nu = 0.8, \nu_1 = 1.1, \nu_2 = 1.3$

e-mail: fmfdekan@spsu.ru

Литература

1. Anderson H.M. //Science. 1995. T.269. C. 198.
2. Корнелл Э.А., Виман К.Э. //УФН. 2003. Т173. С.1320.
3. Кеттерле В. //УФН. 2003. Т173. С1339.
4. Хаджи П.И, Ткаченко Д.В. //ЖЭТФ. 2007. Т.131. С.425.
5. Khadzhi P.I., Tkachenko D.V.//J.of Nanoelectron. and Optoelectronics.2009. 4,101.
6. Хаджи П.И., Ткаченко Д.В. //Письма в ЖТФ. 2008. Т34. С. 87.

РЕЗОНАНСНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ N ДВУХУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВОКРУГ СФЕРИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОАНТЕННЫ

Пастухов В.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В настоящее время одним из наиболее интересных направлений развития современной физики является изучение физических явлений на наноразмерных масштабах, вплоть до одиночных атомов и молекул. Наноплазмоника – одно из этих направлений, в котором изучаются явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах и взаимодействием этих колебаний со светом, атомами и молекулами, с целью создания сложных оптических наноустройств [2, 3].

Большой интерес к наноплазмонике возник в начале XXI века и связано это, в первую очередь, с тем, что современные нанотехнологии позволяют синтезировать наночастицы практически произвольной формы и состава. Кроме того, современная диагностическая техника позволяет детально изучать свойства отдельных наночастиц, а современные компьютеры и вычислительные методы позволяют предсказывать их свойства [2, 3].

Металлические наночастицы также называют наноантеннами, поскольку они, по аналогии с радиоантеннами, осуществляющими преобразование электромагнитного излучения в радиоволновом диапазоне в электрический ток, преобразуют дальнее электромагнитное поле в ближнее [5, 7, 11]. Соответственно, наноантенны позволяют эффективно концентрировать энергию падающего излучения в нанометровой области и управлять процессами излучения квантовой системы, расположенной вблизи наночастицы, в том числе и изменяя геометрические параметры наноантенны [2].

Металлические наночастицы используются для обнаружения и исследования отдельных атомов и молекул, для управления их оптическими свойствами, в том числе для управления флуоресценцией, а также применяются для усиления флуоресценции флюорофоров. Следует отметить, что одним из перспективных применений наноантенн является расшифровка структуры ДНК [5, 6, 7, 10, 11].

Чаще всего в качестве наноантен рассматриваются частицы сферической формы, так как они довольно просто описываются аналитически и их проще изготовить. В большинстве работ, связанных с изучением влияния металлических наночастиц на излучательные свойства атомов, исследуется изменение скорости излучательной релаксации [4, 8, 12, 14]. Теория резонансной флуоресценции двухуровневой квантовой системы подробно изложена в [1], интерес также представляет работа [8]. Работ же посвященных изучению изменения спектра флуоресценции крайне мало [9, 11, 13].

Настоящая работа призвана заполнить имеющийся здесь пробел и посвящена расчёту спектра резонансной флуоресценции N двухуровневых квантовых систем, расположенных вокруг сферической наноантенны. Рассмотрены двухмерный и трёхмерный случаи взаимного расположения наноантенны и квантовых систем. В качестве

квантовой системы можно рассматривать одиночный атом, молекулу, квантовую точку, а также любой квантовый объект, структуру уровней которого можно описывать в 2-х уровневом приближении. Проведено сравнение результатов расчётов для золотой и серебряной наночастиц. Показана зависимость спектра флуоресценции от числа двухуровневых квантовых систем и от расстояния между квантовыми системами и наноантенной.

E-mail: pastukhov@physics.msu.ru

Литература

1. Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика. / Под ред. проф. В.В. Самарцева. М.: Физматлит. 2003.

2. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2009.

3. Климов В.В. Наноплазмоника // УФН. 2008, 178, с. 875–880.

4. Климов. В.В. Спонтанное излучение атомного осциллятора, расположенного вблизи идеально проводящей конической поверхности // Письма в ЖЭТФ. 1998, 68. с. 610–613.

5. Bharadwaj P., Deutsch B., Novotny L. Optical Antennas // B: Adv. Opt. Photon. 2009, № 1.3. p. 438–483.

6. Bharadwaj P., Novotny L. Spectral dependence of single molecule fluorescence enhancement // B: Opt. Express. 2007, № 15.21. p. 14266–14274.

7. Brongersma M.L. Engineering optical nanoantennas // B: Nature Photon. 2008, № 2. p. 270–272.

8. Farahani J. N. Single Quantum Dot Coupled to a Scanning Optical Antenna: A Tunable Superemitter // B: Phys. Rev. Lett. June 2005, № 95.1. p. 017402 - 017407.

9. Gu Y., Huang L., Martin O.J.F. Resonance fluorescence of single molecules assisted by a plasmonic structure // B: Phys. Rev. B May 2010, № 81.19. p. 193103-1 - 193103-4.

10. Hecht B., Novotny L.. Principles of Nano-Optics. Cambridge University Press, Cambridge, 2006.

11. K¨uhn S. et al. Enhancement of Single-Molecule Fluorescence Using a Gold Nanoparticle as an Optical Nanoantenna // B: Phys. Rev. Lett. July 2006, № 97.1. p. 017402.

12. Mollow B.R. Power Spectrum of Light Scattered by Two-Level Systems // B: Phys.Rev. 1969, № 188.5. p. 1969–1975.

13. Ringler M. et al. Shaping Emission Spectra of Fluorescent Molecules with Single Plasmonic Nanoresonators // B: Phys. Rev. Lett. 2008, № 100.20. p. 203002-203009.

14. Seideman T., Sukharev M. Optical Properties of Metal Tips for Tip-Enhanced Spectroscopies // B: J. Phys. Chem. A. 2009, № 113. p. 7508–7513.

HIGH ORDER HARMONIC GENERATION OF PICOSECOND LASER RADIATION FROM THE LOW-EXCITED LASER PLASMA PRODUCED ON THE SURFACES OF VARIOUS TARGETS

Satlikov N.K., Boltaev G.S.

Arifov institute of Electronics, Academy of Science of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

The generation of coherent vacuum and extreme ultraviolet (VUV and XUV) radiation through high-order harmonic generation (HHG) nowadays became one of the promising technologies of laser physics. This method is rapidly developed especially during last two decades. Well established laser-gas jet technique allowed achieving the generation of harmonics of the orders exceeding 2000 [Seres et al., 2006, 181919]. Although, maximum harmonics generating from laser plasma were achieved only up to the 101st order in the manganese plasma [Ganeev at al., 2007, 023831], the reported HHG conversion efficiency is comparable with the gas media. Some of resonance-enhanced individual harmonics show high conversion efficiency in the case of laser plasma. To achieve maximum cutoff energy, most of previous

studies were concentrated on the harmonic generation below 80 nm range using femtosecond pulses.

In this report we presented our studies on the HHG of picosecond radiation from the low-excited plasmas produced on the surfaces of various targets. The experiments were carried out using the passive mode locking Nd:YAG laser (λ = 1064 nm) generating a train of pulses of 38 ps duration and 1.5 Hz pulse repetition rate. Two-stage amplification of single pulse was followed by splitting of this pulse on two parts, one with the energy of up to 12 mJ, which was used for plasma formation on the target surface, and another with the energy of up to 28 mJ, which was used, after some delay, for frequency conversion in the prepared plasma. The heating pulse was focused inside the vacuum chamber containing various targets. The intensity of probe pulse at the focus was up to 4×10^{13} W cm^{-2}.

The probe and converted radiation were separated in the vacuum monochromator, and the harmonic radiation in the range of 50 – 270 nm was detected using the sodium salicylate luminophor and photomultiplier tube (PMT). The targets were made of various materials. We used the bulk samples of these materials cut with the sizes of $5\times5\times2$ mm^3. We have detected the generated harmonics from the 5th up to 21st orders in the range of registration of our monochromator.

The harmonic spectrum from metal (Mn) plasma is presented in Fig. 1a, which shows a monotonic decrease of each next order of harmonics over all spectral range up to the 11th order, above which the harmonics showed a plateau-like behavior described by the three-step model of HHG [Lewenstein et al., 1994, 2117]. Such behavior was observed in most cases of metal targets. An important peculiarity of these studies was the efficient 7th harmonic from the carbon plasma (Fig. 1b). Its efficiency considerably (from 5 to 8 times) exceeded that of the lower (5th) order harmonic, contrary to the expected dependence defined by perturbative theory of lower-order harmonics [Reintjes,1984]. In accordance with this theory, the intensity of each next higher-order harmonic should be two to three times less with regard to the previous harmonic. The enhanced 7th harmonic was a common feature of this class of carbon-containing plasmas, excluding the boron carbide plasma. Probably, in the latter case, the influence of neutral transitions of B_4C molecule in the vicinity of 152 nm was not so pronounced compared with other carbon-containing species due to the tuning of corresponding neutral transitions. One can note that, in the case of other types of plasmas, such as one created on the surfaces of metal targets, this peculiarity (i.e. enhanced 7th harmonic) was not observed.

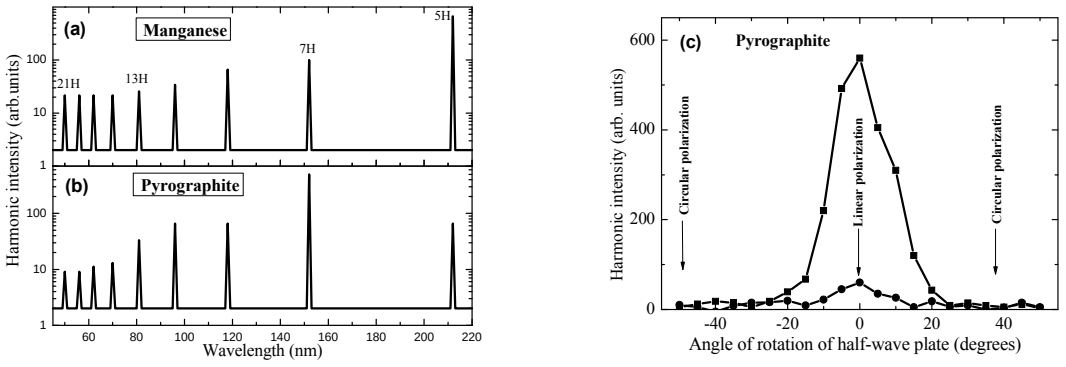


Fig. 1. Harmonic spectra from the (a) manganese and (b) pyrographite plasmas. (c) Polarization dependences of the 5th (circles) and 7th (squares) harmonic intensities at different angles of rotation of the half-wave plate

We analyzed various properties of the 7th and neighboring harmonics. Fig. 1c shows the dependences of 5th and 7th harmonics on the angle of rotation of the half-wave plate, which caused variation of the polarization of driving radiation from linear (at 0^0) to circular (at 45^0). Small deviation from linear polarization led to a considerable decrease of the 5th and 7th harmonic intensity, which is a typical behavior for high-order harmonics. The application

of circularly polarized laser pulses led to the complete disappearance of harmonic emission, as it should be assuming the origin of HHG.

Also, we carried out optimization of the HHG by analyzing the emission spectra of plasmas and the variation of several parameters such as heating pulse energy and delay between the pulses. The measurements of conversion efficiency of the harmonics generating in plasmas was carried out using the following procedure. At the first step, the 4th harmonic signal was measured by "monochromator + sodium salicylate + PMT" detection system using known energy of the 4th harmonic of 1064 nm radiation generating in the nonlinear crystals. This allowed the calibration of monochromator at the wavelength of 266 nm. Since the quantum yield of sodium salycilate is equal in a broad spectral range between 40 and 350 nm, the calibration of registration system in the range of 266 nm allowed calculating the conversion efficiency along above-mentioned range. The monochromator allowed observing the harmonics down to the spectral range of 50 nm. The conversion efficiency in the plateau region (15th – 21st harmonics) was measured to be 1×10^{-6}. Maximum achieved conversion efficiency for the 5th harmonic from the Mn plasma and 7th harmonic from the C plasma were 6×10^{-5} and 5×10^{-5} respectively.

We thank T. Usmanov and R. A. Ganeev for fruitful discussion, advises and support during these studies.

E-mail: satlikov_n@yahoo.com

References

1. Ganeev R. A., Elouga Bom L. B., Kieffer J.-C., Ozaki T. Demonstration of the 101st harmonic generated from laser-produced manganese plasma// Physical Review A, 2007, V. 76, No. 2, pp. 023831.

2. Lewenstein M., Balcou P., Ivanov M. Y.,'Huillier A. L, Corkum P. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields// Phys. Rev. A., 1994, V 49, pp. 2117.

3. Reintjes J. F. Nonlinear Optical Parametric Processes in Liquids and Gases. Orlando, Academic Press, 1984.

4. Seres E., Seres J., Spielmann C. X-ray absorption spectroscopy in the keV range with laser generated high harmonic radiation // Appl. Phys. Lett. 2006, 89, pp.181919.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЧЕТЫРЕХ ВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПО ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ

Ушаков А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

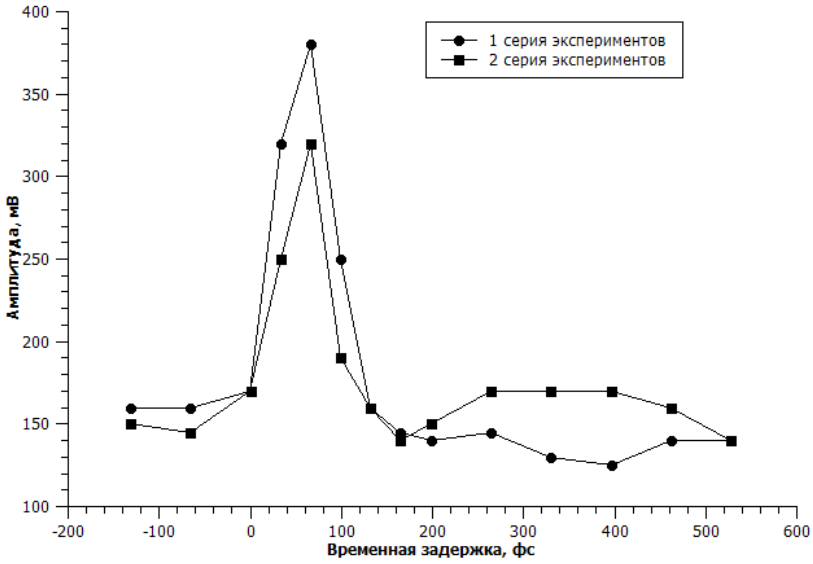
Одним из способов получения электромагнитного излучения терагерцевого диапазона частот является оптический пробой лазерного излучения в газовых средах (например, в воздухе атмосферного давления) [4,5]. В данной схеме низкочастотное излучение создается за счет эффекта оптического выпрямления при взаимодействии в среде с кубической нелинейностью лазерного на основной частоте и на частоте второй гармоники: $\omega_{THz} = 2\omega - \omega - \omega$. Возможны два различных механизма: за счет нелинейного отклика третьего порядка электронов плазмы оптического пробоя [1], и за счет генерации данного излучения в процессе ионизации, так называемый механизм «transient photocurrent» [2].

Для определения механизма генерации был проведен следующий эксперимент. В ходе него первым импульсом создавалась плазма, а вторым двуцветным импульсом накачки (на основной частоте и на частоте второй гармоники) в полученной плазме генерировалось терагерцевое излучение. Если бы реализовывался второй механизм генерации, то предварительная ионизация уменьшала эффективность генерации терагерцевого излучения вторым импульсом, так как уменьшалось бы количество неионизированных атомов к моменту прихода импульса накачки. В ходе экспериментов было по-

казано, что эффективность генерации терагерцевого излучения ниже в случае создания предплазмы, по сравнению с экспериментом, когда предплазма не создавалась. Этим результатам соответствует механизм «transient photocurrent». Тем не менее следует учитывать, что концентрации электронов в плазме оптического пробоя достигают значения $3x10^{19}$ $см^{-3}$ [3], соответствующая ему плазменная частота равна 50ТГц, следовательно, полученное излучение с частотой 1ТГц может отражаться плазмой. Механизмы генерации третьей гармоники являются схожими с генерацией терагерцевого излучения ($3\omega = 2\omega + 2\omega - \omega$), поэтому мы решили провести эксперименты по генерации третьей гармоники по той же схеме, так как данное излучение способно проходить через плазму с упомянутой концентрацией электронов.

Эксперименты проводились с выходным излучением лазерной системы на Ti-Sa кристалле, с длительностью импульса 50фс и длиной волны 800нм. В ходе эксперимента были измерены зависимости энергии излучения третьей гармоники от временной задержки между моментом создания плазмы оптического пробоя в воздухе и моментом прихода импульса двухцветной накачки. Типичные экспериментальные результаты представлены на рисунке.

В заключительной части работы более подробно обсуждаются возможные механизмы генерации третьей гармоники и терагерцевого излучения в свете полученных экспериментальных данных.



Зависимость энергии третьей гармоники от временной задержки между импульсами для двух серий экспериментов.

E–mail: ushakov.aleksandr@physics.msu.ru

Литература

1. Balakin A.V., Borodin A.V., Kotelnikov I.A., Shkurinov A.P. Terahertz emission from a femtosecond laser focus in a two-color scheme// J. Opt. Soc. Am. B, 2010, Vol. 27, No. 1.

2. Kim K.Y., Glownia J.H., Taylor A.J., Rodriguez G. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields// Optics Express, 2007, Vol. 15, No. 8, p. 4577.

3. Liu X.L., Lu X., Liu X., Xi T.T., Liu F., Ma J.L., Zhang J. Tightly focused femtosecond laser pulse in air: from filamentation to breakdown// Optics Express, 2010, Vol. 18, No. 25, p. 26007.

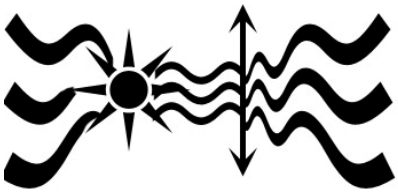
4. Xie X., Xu J., Dai J., Zhang X.-C. Enhancement of terahertz wave generation from laser induced plasma// Applied Physics Letters, 2007, № 90, p. 141104.

5. Chen M. –K., Kim J.K., Yang C.E., Yin S.S., Hui R., Ruffin P. Terahertz generation in multiple laser-induced air plasmas// Applied Physics Letters, 2008, № 93, p. 231102.

ОПТИКА

Председатель:
проф. Кулик Сергей Павлович

Зам. председателя:
м.н.с. Ширшин Евгений Александрович



Поздравляем победителей!

I место

Шаймухаметова Э.Р. – аспирантка Казанского Федерального Университета

II место

Афиногенов Б.И. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Нагорский Н.М. – сотрудник физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

III место

Чабушкин А.Н. – студент Мордовского государственного университета имени Н.П. Огарева

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $NALA_{0,5}GD_{0,5}(WO_4)_2$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ND^{3+}

Антошкина С.А.[1], Рябочкина П.А.[1], Климин С.А.[2]

[1]Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия, [2]Институт спектроскопии РАН, отдел спектроскопии твердого тела, Троицк, Россия

Кристаллы двойных вольфраматов и молибдатов типа $ALn(XO_4)_2$ (A=Na; Ln=La, Gd, Bi; X=W, Mo) со структурой шеелита, активированные редкоземельными (РЗ) ионами, известны в лазерной физике ещё с середины 60-х годов прошлого столетия. Однако, широкого распространения в качестве активных лазерных сред в условиях ламповой они не получили из-за низкого значения теплопроводности.

Лазерная диодная накачка, широко используемая в настоящее время для твердотельных лазеров, значительным образом снижает требования к термомеханическим характеристикам материала. Данный факт вновь вызвал интерес к исследованию спектрально-люминесцентных и генерационных свойств кристаллов двойных вольфраматов и молибдатов. Этот интерес обусловлен тем, что для данных материалов существует возможность изменения параметров кристаллической решетки без изменения типа кристаллической структуры, что позволяет найти матрицу, в которой характер спектров поглощения и излучения обеспечивал бы максимальное преобразование энергии накачки в энергию излучения. Кроме того, широкие полосы поглощения редкоземельных ионов-активаторов обеспечивают хорошее согласование со спектром излучения диода накачки, а широкие полосы люминесценции этих ионов позволяют получать перестраиваемую лазерную генерацию и генерацию в режиме синхронизации мод.

Спектрально-люминесцентные свойства ионов Nd^{3+} в кристаллах $NaLa(WO_4)_2$:Nd, $NaBi(WO_4)_2$:Nd и $NaBi(MoO_4)_2$:Nd представлены в работах [1-3].

В настоящей работе приводятся результаты исследования смешанных кристаллов $NaLa_{0,5}Gd_{0,5}(WO_4)_2$:Nd с концентрацией ионов Nd^{3+}, равной $2{,}46\cdot10^{19}$ $см^{-3}$. В интервале температур от 4,5 до 300 K зарегистрированы спектры поглощения этих кристаллов, по результатам которых построена схема расщепления энергетических уровней ионов

Nd^{3+} на штарковские компоненты, которым поставлены в соответствие неприводимые представления точечной симметрии S_4, характерной для ионов Nd^{3+} в кристаллах со структурой шеелита.

По методу Джадда-Офельта определены параметры интенсивности Ω_t (t=2,4,6) в кристаллах $NaLa_{0,5}Gd_{0,5}(WO_4)_2$:Nd, равные соответственно $\Omega_2=8{,}93\cdot10^{-20}$ см^2, $\Omega_4=3{,}34\cdot10^{-20}$ см^2, $\Omega_6=2{,}00\cdot10^{-20}$ см^2. С использованием параметров интенсивности Ω_t (t=2,4,6) определены вероятности ряда излучательных переходов в кристаллах $NaLa_{0,5}Gd_{0,5}(WO_4)_2$:Nd.

При T = 300 K зарегистрированы спектры люминесценции в кристаллах $NaLa_{0,5}Gd_{0,5}(WO_4)_2$:Nd, обусловленные переходами ионов Nd^{3+} с уровня $^4F_{3/2}$ на мультиплеты $^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$.

В работе проанализированы температурные зависимости сил осцилляторов для переходов из основного состояния $^4I_{9/2}$ на возбужденные мультиплеты $^4F_{3/2}$, $^4F_{5/2}+^2H_{9/2}$, $^4F_{7/2}+^4S_{3/2}$, $^4G_{5/2}+^2G_{7/2}$, $^2K_{13/2}+^4G_{7/2}+^4G_{9/2}$ ионов Nd^{3+} в кристаллах $NaLa_{0,5}Gd_{0,5}(WO_4)_2$:Nd. Сделано предположение о возможном механизме, обеспечивающем высокие значения сил осцилляторов сверхчувствительного перехода $^4I_{9/2}\rightarrow{}^4G_{5/2}$ ионов Nd^{3+} в кристаллах двойных вольфраматов, активированных ионами Nd^{3+}.

Авторы выражают благодарности д.т.н., зав.каф. химии и технологии кристаллов РХТУ им. Д.И. Менделеева Жарикову Е.В.; научному сотруднику Института общей физики РАН Лису Д.А; к.т.н., ученому секретарю отдела, научному сотруднику Института общей физики РАН Субботину К.А. за предоставленные для исследований образцы.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт № 14.740.11.0071).

E–mail: anabel-2005@yandex.ru

Литература

1. Garcia-Cortes, A. et all. Raman scattering and Nd^{3+} laser operation in $NaLa(WO_4)_2$// IEEE Journal of quantum electronics. 2007, V. 43, № 2.

2. Mendez-Blas, A. et all. Optical emission properties of Nd^{3+} in $NaBi(WO_4)_2$ single crystal// Mol. Phys. 2003, V. 101, № 7, P. 941–949.

3. Kaminskii, A.A, et all. Spectroscopy and Stimulated Emission of Nd^{3+}-Doped Tetragonal $NaBi(MoO_4)_2$ and $NaBi(WO_4)_2$ Disordered Crystals// Phys. status solidi (a). 1898, V. 114, № 2, p. 713-719.

ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

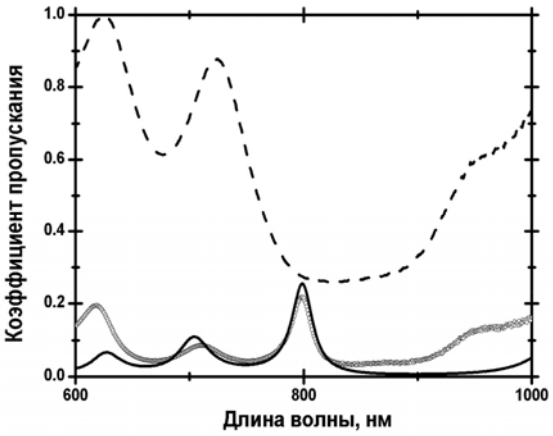
Афиногенов Б.И.[1], Бессонов В.О.[2]

[1]МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия, [2]Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

Одним из направлений современной оптики является исследование эффектов, возникающих в фотонных кристаллах. В законе дисперсии фотонных кристаллов наблюдается фотонная запрещенная зона — область частот, на которых излучение в фотонном кристалле не распространяется. В области фотонной запрещенного зоны могут существовать решения, соответствующие поверхностным электромагнитным волнам (ПЭВ), аналогам хорошо изученных плазмон-поляритонов. В физике твердого тела известны эффекты локализации электронной плотности на границе периодического потенциала, впервые рассмотренные Таммом [1] и называемые таммовскими состояниями. Поскольку задача о распространении электромагнитной волны в системе фотонный кристалл–металл аналогична задаче о нахождении одноэлектронной волновой функции в задаче Тамма, ожидается возникновение подобного эффекта локализации излучения и в оптике. Из-за резонансного туннелирования света через оптическое таммовское со-

стояние (ОТС) в спектре коэффициента пропускания наблюдается пик на длине волны внутри фотонной запрещенной зоны, соответствующий возбуждению ОТС.

Первые эксперименты по возбуждению ОТС были проведены в 2008 году [2], однако до сих пор не были проведены исследования зависимости условий возбуждения этих состояний от параметров структуры фотонного кристалла. Кроме того, не проводилось детальных исследований или расчетов угловых, спектральных и поляризационных зависимостей оптических свойств ОТС.



Численное моделирование оптических таммовских состояний в одномерных фотонных кристаллах проводилось с помощью метода матриц распространения. Были исследованы условия возбуждения ОТС в зависимости от толщины верхнего слоя фотонного кристалла и толщины слоя металла на его поверхности. Для экспериментального исследования ОТС в фотонных кристаллах был создан образец, состоящий из 6 пар слоев SiO_2/ZrO_2. В соответствии с расчетами для наиболее эффективного возбуждения оптического таммовского состояния, на верхний слой был дополнен слоем SiO_2, толщиной 80 нм. После этого на фотонный кристалл была напылена золотая пленка толщиной 30 нм. Полученный образец был исследован методом спектроскопии коэффициента пропускания. На рисунке приведены спектры коэффициента пропускания: пунктирная линия – фотонного кристалла, круги – фотонного кристалла с металлической пленкой; сплошная линия – численный расчет. В спектрах пропускания при ТЕ и ТМ поляризации падающего излучения обнаружен резонанс ОТС. Исследована зависимость резонансной длины волны оптического таммовского состояния на границе раздела одномерного фотонного кристалла и золотой пленки от угла падения света для ТЕ и ТМ поляризации падающего излучения. Показано, что сдвиг спектрального положения резонанса в спектре коэффициента пропускания при изменении угла падения от 0 до 60 градусов составил 130 нм для ТЕ поляризации и 105 нм для ТМ поляризации падающего излучения.

afinogenov@nanolab.phys.msu.ru [1], vbessonov@inbox.ru [2]

Литература

1. Тамм И.Е., "О возможной связи электронов на поверхностях кристалла", ЖЭТФ **3** 34-35 (1933).

2. Goto T., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M., Baryshev A.V., Vinogradov A.P., Inoue M., Lisyansky A.A., Granovsky A.B,. “Optical tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures”, Phys.Rev.Lett. **101**, 113902(2008).

GENERATION OF RADIALLY AND AZIMUTHALLY POLARIZED BEAMS WITH ELLIPTICAL ANISOTROPIC TWISTED OPTICAL FIBRES

Barshak E.V.

V.I. Vernadsky Tavrida National University, Simferopol, Ukraine

The main interest of researches to cylindrical vector beams (CVB) is connected with the wide spectrum of their practical applications: laser cutting [3], optical trapping [2] charged particle acceleration [5], resolution enhanced microscopy [4]. Quite natural that a great deal of efforts have been paid for developing the various methods of generating of CVB. The main drawbacks of the above mentioned approaches are connected with the low power efficiency, stability and requirement of complex optical components. In this work we suggest a novel

highly effective method of generating radially and azimuthally polarized beams, which is based on the resonance coupling of the higher order modes of anisotropic twisted fibres.

As a model we consider a twisted anisotropic optical fibre consisting of the core with the radius r_0 and an infinite cladding which is described by the following refractive index:

$$\hat{n}^2(r,\phi) = n^2(r)\hat{1} - 2\bar{n}^2\Delta\delta r f_r' \cos 2\phi\hat{1} + \delta n^2\hat{s} + qp_{44}\bar{n}^4 r\begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin\phi \\ 0 & 0 & -\cos\phi \\ \sin\phi & -\cos\phi & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

Where $n^2(r)$ being the refractive index of an ideal fibre, Δ is the height of the refractive index profile, δ<<1 is the ellipticity parameter, f(r) is the profile function, $\bar{n}^2 = 0.5(n_e^2 + n_o^2)$, $\delta n^2 = 0.5(n_e^2 - n_o^2) << 1$ is the anisotropy parameter, $\hat{s} = diag(1,-1,-1)$, q=2π/H (H being the pitch of twist). The second term in (1) describes by the mechanical stress and $p_{44} = 0.5(p_{11} - p_{12})$, p_{11} and p_{12} are the photoelastic constants. Cylindrical polar coordinates (r,φ,z) are implied and the axis z is the fibre's axis. Note that tensor (1) acts in Cartesian basis: $\vec{E} = col(E_x, E_y, E_z)$, where $\vec{E}$ is the electric field.

To get the modes of the twisted fibre we apply the perturbation theory approach to the vector wave equation for nonmagnetic anisotropic media [1]. The analysis of the spectrum of the propagation constants for the zero-order modes reveals the presence of two resonance points, in which the degeneracy of the propagation constants takes place: at the pitch H_1, where the states $|1,1\rangle$ and $|TM_{0,n}\rangle$ have the same propagation constants, and H_2, where the states $|-1,-1\rangle$ and $|TE_{0,n}\rangle$ intersect. Exactly in the vicinity of these points the influence of small ellipticity and anisotropy could drastically affect the mode structure and result in strong hybridization of the corresponding zero-order modes.

For example, near the point H_1 we have the following hybrid mode:

$$|\Psi_1\rangle_{H_1} \propto \cos\theta_1|1,1\rangle - \sin\theta_1|TM_{0,n}\rangle, \quad (2)$$

where the parameter $0 \le \theta_1 \le \frac{\pi}{2}$ depends on the relation between the constants of anisotropy, ellipticity and the deviation of the pitch twist from its resonance value H_1, $|1,1\rangle$ stands for the right circularly polarized optical vortex with the unity topological charge and $|TM_{0,n}\rangle$ is the standard transverse magnetic mode.

Now let us demonstrate how elliptical anisotropic twisted fibres could in principle be used for all-fibre generation of radially and azimuthally polarized optical beams. To this end we consider the excitation of the fibre with the twist pitch near, say, the point H_1 by a circularly polarized OV with a unity topological charge. At the optimal distances $L_m = \frac{\pi}{2\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}}(2m+1)$, where m=0,1,2…, the field propagating through the fibre have the form:

$$|\Psi(L_m)\rangle_{H_1} \propto \frac{b\varepsilon_1}{\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}}|1,1\rangle + \frac{Q_1}{\sqrt{(b\varepsilon_1)^2 + Q_1^2}}|TM_{0,n}\rangle, \quad (3)$$

where Q_1 is proportional to the constants of anisotropy, $b = \frac{k^2|p_{44}|\bar{n}^4}{\tilde{\beta}_n^2}$ ($\tilde{\beta}_n$ is the scalar propagation constant) and $\varepsilon_1 = q - q_1$, $q_1 = 2\pi / H_1$. Obviously, all energy is accumulated in the $|TM_{0,n}\rangle$ mode at $\varepsilon_1 = 0$, i.e. when the resonance condition is obeyed:

$$|\Psi(L_m)\rangle_{H_1} \propto |TM_{0,n}\rangle. \quad (4)$$

The last expression presents one of the main results of this study and brings us to the conclusion that at certain conditions an incident OV gets completely converted into the radially polarized beam.

In conclusion, it is shown that the modes of twisted anisotropic fibres are represented by a superposition of circularly polarized optical vortices with the unity topological charge with radially or azimuthally polarized optical mode. We have predicted that the twisted fibres can be used as an efficient and stable all-fibre generator of radially and azimuthally polarized vector beams.

The author expresses gratitude to supervisor ***Maksym Alexandrovich Yavorsky*** for setting the tasks and his advices in solving problems.

E–mail: lena.barshak@gmail.com

References

1. Alexeyev C.N., Volyar A.V. and Yavorsky M.A. Optical vortices in twisted optical fibres with torsional stress // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2008. №10. 095007.

2. Gahagan K.T. and Swartzlander G.A. Simultaneous trapping of low-index and high-index microparticles observed with an optical-vortex trap// Jr. J. Opt. Soc. Am. B 1999. №16. 533–537.

3. Niziev V.G. and Nesterov A.V. Influence of Beam Polarization on Laser Cutting Efficiency // J. Phys. D 1999. №32. 1455–1461.

4. Quabis S., Dorn R., Eberler M., Glockl O. and Leuchs G. Focusing light to a tighter spot// Opt. Commun. 2000. №179 1–7.

5. Varin C. and Piche M. Acceleration of ultra-relativistic electrons using high-intensity TM01 laser beams// Appl. Phys. B 2002. №74. S83–S88.

.

НОВЫЙ СПОСОБ И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЮСТИРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ЗЕРКАЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА

Долгов А.А.

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, физический факультет, Симферополь, Украина

Одной из основных задач современного астрономического приборостроения является повышение качества изображения в телескопах, которое зависит не только от совершенства оптических элементов, но и от качества их юстировки.

Известные способы юстировки оптики телескопов применяемые, как лабораторных, так и в рабочих условиях основаны на способе преобразования входного пучка света в изображение находящееся в Гауссовой плоскости, которое сравнивается с эталоном. Эти способы обладают рядом существенных недостатков.

Представленный способ по сравнению с аналогами существенно упрощает операцию по правильной установки светоотсекающей бленды, качество установки которой влияет на фон засветки наблюдаемого изображения, от которого в том числе зависит проницающая сила телескопа

В основе предлагаемой разработки лежит способ восстановления хода лучей из фокуса телескопа в выходной пучок. С помощью лазера можно проверить и проследить прохождение практически каждого луча в системе зеркал телескопа.

Разработана действующая модель для юстировки зеркал и установки светоотсекающей бленды главного зеркала.

Действующая модель использовалась при юстировке телескопов диаметров главного зеркала 540 мм (детская юношеская обсерватория г. Симферополь) и 375 мм (созданный в Крымской астрофизической обсерватории для детской обсерватории) системы Кассигрена и Ньютона соответственно.

На способ и прибор для юстировки зеркал телескопа получены два патента Украины №32709 и №32744, соответственно.

E–mail: dolgov1@mail.ru

Литература

1. Юстировка рефлектора. Фирма ГИМЭКС – оптические наблюдательные приборы. http://www.binoculars.ru/article/info/ust_reflect.htm).

2. Л.Л. Сикорук. Телескопы для любителей астрономии - М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. С. 146 - 47.

3. А.Н. Крылов Приспособление для юстировки телескопа системы ньютона. http://scope.narod.ru/krylov/Okul.html).

4. Сборка статей и методов юстировок на астрономических форумах, и сайтах astropolis.ru , astronet.ru astro-forum.ua

ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ МЕТОДОМ ДВУХИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ермалицкая К. Ф.

Белорусский государственный университет, физический факультет, Минск, Беларусь

Лазерная спектроскопия – это метод элементного анализа, основанный на испарении вещества и возбуждении спектров атомов лазерным излучением. Использование сдвоенных лазерных импульсов, смещенных во времени на микросекундные интервалы, за счет взаимодействия второго импульса с плазмой, образованной первым импульсом, приводит к многократному увеличению аналитического сигнала при неизменной суммарной энергии и мощности излучения [1,2]. Это позволяет существенности повысить чувствительность анализа и снизить его погрешность [2].

К достоинствам двухимпульсной лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии относится возможность прямого анализа изогнутых поверхностей и объектов сложной формы, отсутствие предварительной химической и механической подготовки образца к анализу, возможность проведения исследования в атмосфере воздуха при нормальном давлении [2]. Все эти особенности делают двухимпульсную лазерную спектроскопию предпочтительным методом для прямого анализа многокомпонентных объектов, исследование которых другими методами затруднено [1].

Исследования проводились на лазерном спектрометре LSS-1, производства совместного белорусско-японского предприятия «LOTIS-TII» (Минск, Беларусь). В качестве источника испарения образца и возбуждения спектров атомов использовался двухимпульсный Nd:YAG-лазер с активной модуляцией добротности. Основные параметры лазерного излучения: длина волны – λ=1064 нм; частота следования импульсов – 10 Гц; длительность на полувысоте – 15 нс; энергия Еимп 10÷75 мДж; временной интервал между сдвоенными лазерными импульсами Δt = 0÷100 мкс (шаг 1 мкс). При фиксированных значениях энергии накачки и межимпульсного интервала энергия обоих импульсов одинакова. Нулевой межимпульсный интервал соответствует одновременному воздействию на поверхность двух лазерных импульсов, что можно рассматривать как одиночный лазерный импульс, мощность которого равна суммарной мощности сдвоенных импульсов [1,2].

Регистрация эмиссионного спектра исследуемого образца осуществляется синхронно с приходом второго импульса. Излучение плазмы с помощью двух ахроматических объективов вводится во входной торец сдвоенного световода и направляется в два компактных полихроматора SDH-1; рабочий диапазон первого из них составляет 190÷340 нм, второго – 265÷800 нм. Перестройка спектра осуществлялась микровинтом; ширина регистрируемой спектральной области равнялась 150 нм. Полихроматоры SDH-1 обеспечивают линейную развертку спектров для системы регистрации, выполненной на базе многоканальных 3648-пиксельных детекторов TCD1304AP (Toshiba). Прибор подсоединяется к компьютеру с помощью USB-кабеля.

Все измерения проводились в атмосфере воздуха при нормальном давлении без предварительной химической и механической подготовки поверхности образца к анализу. Контроль деструкции поверхности под воздействием лазерного излучения осуществлялся с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4.

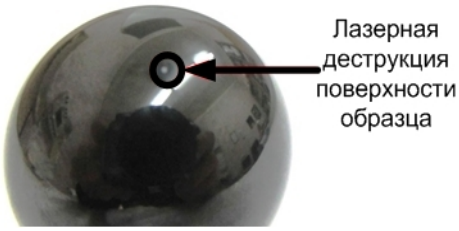


Рис. 1. Деструкция поверхности шара излучением сдвоенных лазерных импульсов

Объектом исследования являлся черный глянцевый шар диаметром d=28,6 мм, который вследствие его формы не мог быть напрямую изучен другими методами без химического травления либо значительной механической деструкции. Анализ шара проводился при следующих параметрах лазерного излучения: энергия импульсов – 50 мДж, межимпульсный интервал – 10 мкс, число импульсов в точку – 10. Деструкция данного образца при анализе методом двухимпульсной лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии была сравнительно небольшой: глубина кратера составила 20 мкм, диаметр – 50 мкм (рис. 1). В ходе элементного исследования было обнаружено, что в состав данного шара входят следующие элементы: алюминий Al, гадолиний Gd, диспрозий Dy, иттрий Y, кремний Si, неодим Nd, титан Ti, церий Ce (рис. 2).

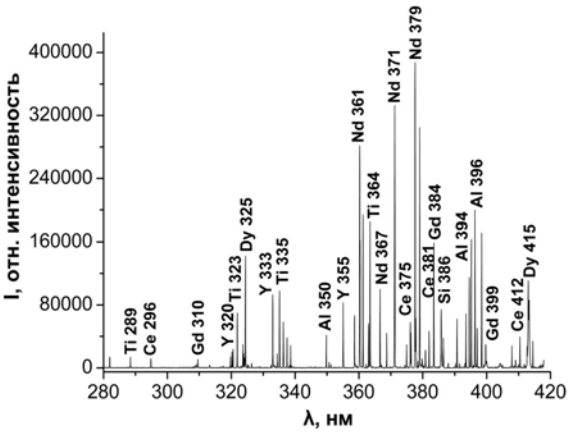


Рис. 2. Фрагмент спектра шара, зарегистрированный при воздействии на поверхность сдвоенных лазерных импульсов с энергией 50 мДж и межимпульсным интервалом 10 мкс

Проведенное исследование показало, что шар изготовлен из так называемой оптической керамики, основой которой является алюмоиттриевый гранат (YAG) - $Y_3Al_5O_{12}$, легированный титаном, кремнием, неодимом и другими редкоземельными элементами. Таким образом, можно сделать вывод, что двухимпульсная лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия является преимущественным методом элементного анализа многокомпонентной оптической керамики, поскольку возможно прямое исследование образцов сложной формы с минимальной деструкцией поверхности.

E–mail: ermalitskaia@gmail.com

Литература

1. Ермалицкая К.Ф. Двухимпульсная лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия неоднородных объектов // Научный вестник ужгородского университета. 2011. №32. С. 231-236.

2. Ермалицкая К.Ф., Воропай Е.С., Зажогин А.П. Двухимпульсная лазерная атомно-эмиссионная спектрометрия бронзовых сплавов и покрытий// ЖПС. 2010. Т. 77, № 2. С. 165-172.

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА КЛАСТЕРИЗАЦИИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ БОРАТОВ $LU_xY_{1-x}BO_3$: EU^{3+}

Левушкина В.С.[1], Третьякова М.С.[2]

[1] МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
[2]ЦНИИ химии и механики, Москва, Россия

Соединения на основе боратов представляют интерес как для использования в повседневной жизни – в качестве люминофоров для плазменных дисплеев и сцинтилляторов для систем безопасности, так и для решения задач физики высоких энергий, для преобразователей высокоэнергетического излучения в видимый свет (рентгеновские экраны). Такое широкое применение боратов стимулирует подробное изучение их люминесцентных свойств и ставит задачи поиска новых соединений на их основе с улучшенными свойствами. Например, для увеличения светового выхода сцинтилляций может быть использован эффект кластеризации твердых растворов. В твердом растворе могут образовываться области с преимущественным содержанием одной из компонент раствора – кластеры. При этом возможно ограничение разлета разделенных электрон-дырочных пар, возникающих в результате поглощения квантов возбуждающего излу-

чения, если длина их диффузии соизмерима с размером такого кластера. В результате может наблюдаться увеличение эффективности переноса энергии на центры свечения, что приводит к увеличению выхода сцинтилляций, как это показано для твердых растворов перовскитов, активированных церием [1,2]. В настоящей работе проведено исследование влияния данного эффекта на эффективность переноса энергии на центры свечения в твердых растворах $Lu_xY_{1-x}BO_3$, активированных 1 мол.% Eu^{3+}.

Спектроскопические исследования образцов были проведены с использованием синхротронного излучения в диапазоне энергий 3.7-22 эВ на установке SUPERLUMI, DESY [3] при 10 К и 300 К, а также с использованием лабораторной установки отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ при УФ возбуждении. Образцы были синтезированны золь-гельным методом. По данным анализа гранулометрического состава на лазерном дифракционном анализаторе (Shimadzu SALD-2201) преимущественный размер частиц всех порошков около 500 нм. Рентгеноструктурный анализ показал, что исследуемые твердые растворы кристаллизуются в двух фазах: ватеритовой и кальцитовой. Содержание последней составляет менее 5 % и эта фаза появляется только при концентрации катиона лютеция x > 0.5.

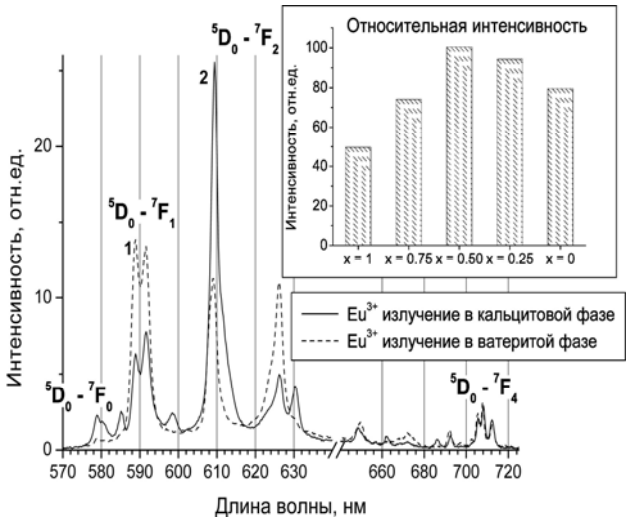


Рис.1 Спектры люминесценции твердого раствора $Lu_{0.75}Y_{0.25}BO_3:Eu^{3+}$ при возбуждении 5.4 эВ (кривая 1) и 5,9 эВ (кривая 2) при T = 300 К. На вставке: относительная интенсив-ность спектров люминесценции для серии твердых растворов $Lu_xY_{1-x}BO_3:Eu^{3+}$ при $E_{возб}$ = 11 эВ получена путем интегрирования по спектру люминесценции в области 570 – 720 нм

Люминесценция твердых растворов, кристаллизующихся в фазе ватерита, представлена четырьмя интенсивными узкими полосами в области 580–630 нм и менее интенсивными группами линий в области 575–585 нм и 630–720 нм. Наблюдаемая люминесценция типична для соединений, легированных ионами Eu^{3+}, и вызвана внутрицентровыми электронными f-f переходами на Eu^{3+} (рис. 1). При межзонном возбуждении ($E_{возб}$ = 11 эВ) $Lu_xY_{1-x}BO^3:Eu^{3+}$ наблюдается увеличение интенсивности люминесценции в твердых растворах, максимум свечения достигается при x = 0.5 (рис.1,вставка). Этот результат может быть следствием ограничения расстояния разлета электрон-дырочных пар из-за кластеризации твердого раствора.

Спектры возбуждения люминесценции в области 2.5–4.5 эВ представлены рядом узких низкоинтенсивных полос, характерных для внутрицентровых f-f переходов на Eu^{3+} (вставка рис.2а). В области 4.5 – 7 эВ наблюдается интенсивный широкий неэлементарный пик, который связан с возбуждением ионов европия в полосе с переносом заряда (рис.2). При дальнейшем повышении энергии возбуждения наблюдаются две перекрывающиеся полосы с максимумами 7.25 эВ и 7.76 эВ соответственно. Последняя совпадает по положению с первым пиком спектра возбуждения люминесценции автолокализованного экситона в неактивированном борате иттрия. Таким образом, получается, что полоса с максимумом 7.25 эВ находится внутри запрещенной

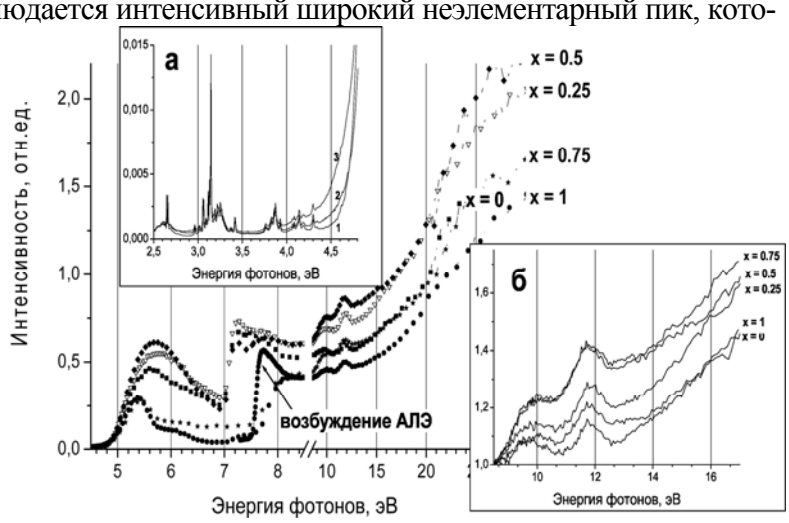


Рис.2 Спектры возбуж-дения люминесценции в области 4,5 – 30 эВ, $\lambda_{люм}$ = 590 нм, T = 300 K

зоны и может быть вызвана f-d возбуждением на ионе Eu^{3+}. По мере увеличения относительной концентрации лютеция в твердом растворе пик при 7.25 эВ практически пропадает. Это связано с появлением конкурирующей люминесценции иона Eu^{3+}, находящегося в кальцитовой фазе. По изменению наклона спектров возбуждения в области межзонных электронных переходов (вставка рис.2б) можно сделать вывод, что для образцов с x = 0.25, x = 0.5, x = 0.75 происходит повышение эффективности передачи энергии на центры свечения.

На вставке рис.2(а): спектры возбуждения люминесценции в области внутрицентровых f-f переходов на Eu^{3+}. Спектры соответствуют образцам $Lu_xY_{1-x}BO_3:Eu^{3+}$ с x = 0 (кривая 1), x = 0.5 (кривая 2) и x = 1 (кривая 3).На вставке рис.2 (б): спектры возбуждения люминесценции нормированы к одному значению E=8.5 эВ.

Таким образом, в работе показано увеличение эффективности переноса энергии на центры свечения в твердых растворах боратов за счет эффекта кластеризации. Отрицательное влияние на люминесцентные свойства боратов оказывает наличие второй фазы, что в дальнейшем будет учтено при выборе объектов исследования.

bestpum@mail.ru

Литература

1. Belsky A.N., Dujardin C., Pedrini C., et al., Proc. 5th Int. Conf. Inorg. Scint. Appl., August 16-20, 1999. pp.363-368.

2. Wu Y., Ding D., Pan S., Yang F., J.Alloys Comp. 2011. 509, p. 366 .

3. Zimmerer, G., Radiation Measurements, 2007. 42, p. 859.

ТРАНСЛЯЦИОННАЯ ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ ПОДВИЖНОСТЬ МОЛЕКУЛ АЗОКРАСИТЕЛЯ В ТВЕРДЫХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ

Нагорский Н.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время материалы на основе азокрасителей представляют все больший интерес для создания различных оптических устройств, поскольку позволяют модифицировать свои свойства под действием света [1]. Модификация свойств материала часто вызвана фотохимическими процессами, такими как транс-цис изомеризация. Однако гораздо более интересным и многообещающим проявлением взаимодействия света с азокрасителями является их способность менять структуру материала не за счет изменения свойств молекул, а посредством их переориентации и перемещения в пространстве.

В предыдущих работах мы предложили новый материал на основе азокрасителя — тонкие наноструктурированные пленки, изготовленные из чистого красителя AD-1 [2]. В отличие от большинства исследованных материалов, такие пленки состоят из чистого красителя и не содержат дополнительных структурных элементов, таких как полимерная матрица. Уникальные свойства данного материала позволили впервые зарегистрировать эффективную двухфотонную фотоориентацию молекул азокрасителя, обусловленную их ориентационной подвижностью [2, 3]. В данной работе сообщается об еще одном интересном свойстве пленок из AD-1, связанном с трансляционной фотоиндуцированной подвижностью молекул.

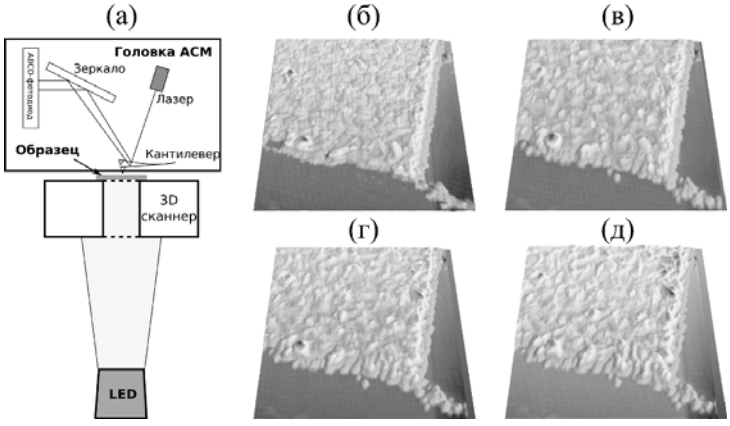


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и изменение рельефа пленки под действием света (б-д)

Было обнаружено, что под действием непрерывного неполяризованного некогерентного света, однородного вдоль поверхности пленки по интенсивности, наблюдается перемещение материала пленки на субмикронном масштабе. Эксперимент проводился с помощью сканирующего атомно-силового микроскопа (рис.1а). Образец устанавливался на трехмерный нанопозиционер, снабженный отверстием для освещения снизу. Под образцом на расстоянии около 20 см был установлен светодиод с длиной волны 460 нм, снабженный коллиматором. Освещение производилось по нормали к поверхности образца. Над образцом была установлена головка атомно-силового микроскопа. Сканирование производилось образцом. На пленке были прорезаны две полоски до стекла, на пересечении которых наблюдалось изменение рельефа. Результаты эксперимента представлены на рис.1(б-д), размер показанной на рисунках области поверхности пленки составляет 10х10 мкм. Наблюдаемые изменения рельефа были получены при воздействии света интенсивностью менее 1 мВт/см^2 в течении нескольких часов. Наиболее заметно рельеф изменяется в начале воздействия, затем модификация замедляется. После окончания облучения сформированный рельеф сохраняется.

На представленных изображениях видно, как в процессе облучения уединенные области красителя на поверхности стекла собираются в капли. На границе непрерывной пленки возникают и прорастают в направлении перпендикулярно границе области чистого стекла, при этом находящийся между ними материал собирается в вытянутые перпендикулярно границе капли.

Данный эффект может быть объяснен фотоиндуцированной подвижностью молекул, связанной с их многократной транс-цис-транс изомеризацией. Благодаря подвижности молекул материал ведет себя подобно очень вязкой жидкости и собирается в капли под действием сил поверхностного натяжения. С течением времени оптическая плотность пленки уменьшается, поскольку молекулы разворачиваются перпендикулярно поверхности образца. Одновременно замедляется изменение рельефа, поскольку подвижность молекул уменьшается. В конце концов все подвижные молекулы разворачиваются в плоскости, перпендикулярной поверхности пленки, и процесс останавливается.

Автор выражает благодарность С.А. Магницкому за научное руководство и В.М. Козенкову за предоставленные материалы. Работа частично поддержана грантом РФФИ 10-02-01089.

E-mail: nikolaynag@gmail.com

Литература

1. Neckers, D.C., Günther von Bünau, Jenks, W.S. Advances in Photochemistry. Hoboken, New Jersey: John Wiley&Sons. 2002.

2. Джанг Я.С., Козенков В.М., Магницкий С.А., Нагорский Н.М. Фотоориентация молекул азокрасителя в тонкой твердотельной пленке при нелинейном возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами // Квантовая электроника. 2006. Vol. 36, No. 11, С. 1056-1057.

3. Magnitskiy S.A., Nagorskiy N.M., Kozenkov V.M. Orientation of the AD-1 azo-dye molecules in solid nanostructured films upon the two-photon excitation // Laser Physics. 2008. Vol. 18, No. 12, pp. 1400-1410.

ЯВЛЕНИЕ САМОДЕФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Рекало С.В.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

Начиная с середины 70-х годов XX в. внимание ученых сосредоточено на исследовании свойств магнитной жидкости. Методики изучения оптических свойств основаны на определении характеристик лазерного излучения, прошедшего через объем магнитной жидкости. В некоторых экспериментальных работах отмечается нестабильность

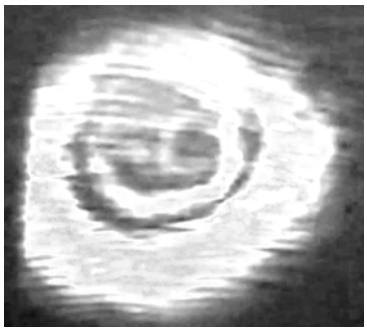


Рис 1. Фотография пятна на экране.

интенсивности регистрируемого сигнала. Как известно, лазерное излучение дает когерентный, монохроматический, поляризованный и узконаправленный поток излучения, энергия, которого сосредоточена в узком пучке света. Для выяснения причин нестабильности интенсивности, луч лазера был спроецирован на экран, удаленный на 7 м от источника. В результате были обнаружены интерференционная картина и нестабильность размера лазерного пятна при включении лазера (рис. 1).

Для экспериментального изучения наблюдаемого явления была собрана установка (рис. 2), состоящая из лазера ГН-5П (1), мощностью 5 мВт, ячейки (2), фотодиода (3) и экрана (4). Геометрическая длина пути, которую проходит луч от лазера до экрана 7,02 м, а до фотодиода (3) 3,50 м. Фотодиод использовался для изучения распределения интенсивности света в наблюдаемом пятне.

В ячейку наливалась магнитная жидкость с концентрацией $7{,}5\cdot10^{-3}$ %, путь лазера через магнитную жидкость в ячейке составлял $1{,}8\cdot10^{-2}$ м. При пропускании лазерного луча через кювету с магнитной жидкостью, на экране в течение двух секунд точка от лазерного луча увеличивалась в размерах и формировалась интерференционная картина (рис. 1). Похожая картина наблюдалась при пропускании лазерного луча через раствор йода в керосине. Это говорит о том, что наблюдаемое явление связанно со свойствами керосина, а не с коллоидными частицами магнетита.

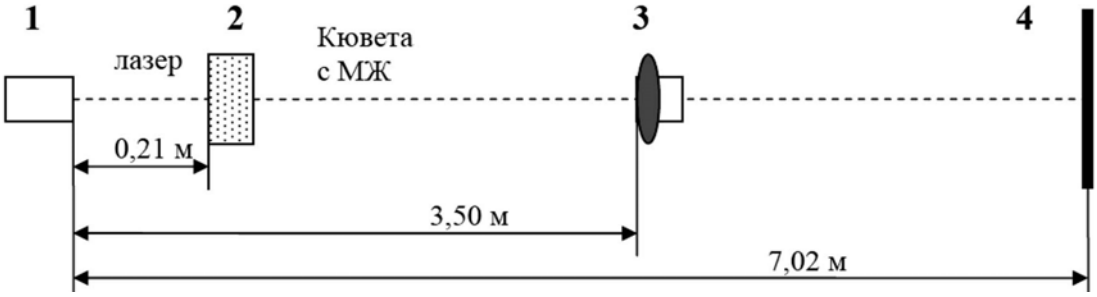


Рис 2. Схема экспериментальной установки

Известно, что при наличии зависимости коэффициента преломления от температуры среды, может наблюдаться явление самофокусировки или самодефокусировки [1]. Распространение лазерного излучения в слабо поглощающих средах приводит к их нагреву и изменению показателя преломления n. В веществах, где n растет с температурой T, $dn/dT>0$, возможна самофокусировка, а в веществах с $dn/dT<0$ - самодефокусировка лазерного излучения [2], которая заключается в изменении угла расхождения лазерного пучка после прохождения среды.

По измерениям зависимости показателя преломления керосина от T при его нагреве, было установлено, что керосин является средой с $dn/dT<0$, т.е. при нагревании возможно проявление самодефокусировки.

Оценим, на какую температуру может нагреть лазерный луч среду в объеме его локализации, за характерное время формирования устойчивой картины пятна на экране.

$\Delta T=\dfrac{Pt}{cm}=\dfrac{Pt}{c\pi r^2 l\rho}$, где P – мощность лазера, t – время формирования пятна, r – радиус лазерного луча, падающего на ячейку, l – путь который проходит лазерный луч в ячейке. Для времени порядка 2 с, оценка будет верна, потому что мощность теплоотдачи и нагрева остального объема жидкости на 2 порядка меньше мощности поглощаемой средой в области прохождения лазерного луча. Пусть коэффициент преломления, линейно зависит от температуры $n=n_0+kT$, где k – температурный коэффициент

($k \approx 2 \cdot 10^{-4}$[4]). Таким образом, можно оценить насколько изменится коэффициент преломления в объеме, где керосин нагрет лазером, от коэффициента преломления керосина в остальном объеме. Оценка с учетом коэффициента поглощения дает значение $n_0 - n_1 = 2 \cdot 10^{-6}$. По измеренным углам расхождения луча после ячейки при пропускании его через пустую ячейку γ_0 и через ячейку с магнитной жидкостью α_0, можно рассчитать изменение коэффициента преломления в области прохождения луча через среду. Учитывая, что в магнитной жидкости возникает градиент коэффициента преломления, можно записать уравнение:

$$n_0 = n_1 \exp\left[\frac{\sin(\pi/2 - \gamma_0/n_k)}{\sin(\pi/2 - \alpha_0/n_k)} - 1\right].$$

Где, n_0 - коэффициент преломления керосина с температурой $T_0 = 20^o$ С, n_1 - коэффициент преломления керосина при температуре $T_1 = T_0 + \Delta T$. Расчет изменения коэффициента преломления по этой формуле дает $n_0 - n_1 \approx 2 \cdot 10^{-6}$. Т.е. явление самодефокусировки лазерного излучения в магнитной жидкости, объясняет обнаруженную нестабильность сигнала на фотодиоде при включении лазера и это связано с температурным нагревом среды лазерным излучением.

Таким образом, при изучении свойств магнитной жидкости с помощью лазерного луча необходимо учитывать явление самодефокусировки и для его компенсации фокусировать луч линзой перед ФЭУ или фотодиодом, либо подбирать малую мощность лазера, при которой данное явление на эксперимент влияет незначительно.

E-mail: Gor RS@mail.ru

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том 8, Электродинамика сплошных сред. М.: 4 издание, 2005.

2. Зверев Г.М., Левчук Е.А. Тепловая самофокусировка лазерного излучения в веществах с отрицательным dn/dT // Письма в ЖЭТФ, 1970, том 11, стр. 177–181.

3. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // УФН, 1967.

4. ru.wikipedia.org (Рефрактометр).

СИНТЕЗ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПОРОШКООБРАЗНЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CDSE

Рубашная Д.С.[1], Минаев Н.В.[2]

[1]МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, [2] МГУ им. М.В.Ломоносова, НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

В настоящее время большое внимание уделяется полупроводниковым квантовым точкам (КТ) CdSe с характерным линейным размером в несколько нанометров, имеющие высокий квантовый выход фотолюминесценции в видимой и ближней УФ-областях спектра, так как они представляют интерес для широкого круга различных применений от оптоэлектроники до биомедицины. Их уникальные оптические свойства (высокая интегральная яркость в узком спектральном диапазоне, зависящем как от размеров самих квантовых точек, так и от их окружения) позволяют разрабатывать и создавать на их основе новые типы фотогальванических приборов, различные оптоэлектронные устройства, методы и средства идентификации и маркировки, а также элементы для перспективных сенсорных и телекоммуникационных систем [1,2,3]. Целью на-

стоящей работы являлось проведение исследований, направленных на создание экспериментальных образцов порошков полимерных микрочастиц, содержащих КТ CdSe с определенным спектром излучения, а также изучение люминесцентных свойств полученных порошкообразных полимерных нанокомпозитов на их основе.

В качестве исходных материалов для получения композитных порошков, были использованы: коллоидный раствор КТ CdSe в толуоле с различными люминесцентными характеристиками (с максимумами люминесценции 519 и 589 нм, для предотвращения процессов агрегации данные точки были покрыты гексадециламином), порошок аморфного политетрафторэтилена (ПТФЭ) и порошок полиэтилена низкой плотности (ПЭНП). Размеры микрочастиц порошка ПТФЭ были порядка 2 мкм, а частицы порошка ПЭНП были хлопьевидной формы с широким распределением по размерам, начиная от 20мкм и выше. Синтез полимерных нанокомпозитов проводился в специально собранной экспериментальной установке отдела физических проблем НИИЯФ МГУ, с помощью которой осуществлялся процесс сверхкритической флюидной (СКФ) импрегнации (диффузионного внедрения) КТ внутрь микрочастиц [4,5,6]. В качестве сверхкритической среды, через которую происходило внедрение КТ в полимер, использовался диоксид углерода, находящийся в сверхкритическом состоянии (при температуре 50°С и давлении 200 атм.).

После получения порошкообразных нанокомпозитов с КТ CdSe, осуществлялась промывка этих образцов в растворе толуола для того, чтобы освободить микрочастицы от прилипших к их поверхности КТ. Таким образом, в порошке оставались только те КТ, которые вошли в результате импрегнации во внутрь пор частиц. Эти порошки помещались в специальные стеклянные капиллярные трубки толщиной 1 мм для удобства в дальнейших исследованиях на люминесцентной установке, где в качестве источника возбуждения использовался светодиод с $\lambda = 380$ нм.

При исследовании люминесцентных свойств порошкообразных композитных полимерных материалов (ПТФЭ и ПЭНП), иммобилизованных квантовыми точками CdSe, были получены следующие результаты. Установлено, что введение КТ CdSe в матрицы данных полимеров приводит к длинноволновому сдвигу спектров флуоресценции этих точек по сравнению с их исходными спектрами в растворах толуола. При этом эксперименты с промывкой полученных композитов демонстрируют относительно большую эффективность вхождения КТ меньших размеров ~3 нм ($\lambda_{фл} = 520$ нм) в матрицу полимеров по сравнению с частицами больших размеров ~5 нм ($\lambda_{фл} = 610$ нм), а иммобилизация КТ CdSe в микрочастицы порошка ПТФЭ происходит эффективнее, чем в микрочастицы порошка ПЭНП. Установлены особенности изменения полос ФЛ для КТ CdSe, в матрицах ПЭНП и ПТФЭ при их термообработке (отжига от 20°С до 135°С), которые определяются взаимодействием механизмов агрегации наночастиц при повышенных температурах и их окислении в воздушной атмосфере. Продемонстрирована возможность создания на основе композитных порошков КТ CdSe ПЭНП пленочных материалов с люминесценцией в области 500 нм.

E-mail: dariarubashnaya@gmail.com

Литература

1. Гладышев П.П., Вакштейн М.С., Филин С.В., Дмитровская М.В., Мартынов Я.Б., Новичков Р.В., Пузынин А.И., Рыбакова А.В., Таначев И.А., Тузова В.В., Тулебаев С.Д. Люминесцентные фильтры и концентраторы солнечного света на базе коллоидных квантовых точек и органических люминофоров //Rusnanotech 2009.

2. Popov V.K., Bagratashvili V.N., Krotova L.I., Rybaltovskii A.O., Smith D.C., Timashev P.S., Yang J., Zavorotnyi Yu.S., Howdle S.M. A Route to Diffusion Embedding of CdSe/CdS Quantum Dots in Fluoropolymer Microparticles //Green Chemistry. 2011, 13 (10), PP.2696-2700.

3. Tomczak N., Janczewski D., Han M., Vancso G.J. Designer polymer-quantum dot architectures //Progress in Polymer Science. 2009, 34, P.393

4. Баграташвили В.Н., Вакштейн М.С., Заворотный Ю.С., Кротова Л.И, Маняшин А.О., Попов В.К., Рыбалтовский А.О., Тараскина И.И., Тимашев П.С. Получение мелкодисперсных флуоресцирующих полимерных нанокомпозитов на основе квантовых точек CdSe с помощью сверхкритического диоксида углерода // Перспективные материалы. 2010, (2), С. 39-45.

5. Баграташвили В.Н, Дорофеев С.Г., Ищенко А.А., Колташев В.В., Кононов Н.Н., Крутикова А.А., Рыбалтовский А.О., Фетисов Г.В. Иммобилизация люминесцирующе-

го нанокремния в матрице микродисперсного политетрафторэтилена с помощью сверхкритического диоксида углерода // СКФ-ТП. 2010, Т.5, №2, С.79-90.

6. Bagratashvili V.N., Vakshtein M.S., Zavorotnyi Yu.S., Krotova L.I., Manyashin A.O., Popov V.K., Rybaltovskii A.O., Taraskina I.I., Timashev P.S. Fabrication of fine powder fluorescent polymer nanocomposites based on CdSe quantum dots using supercritical carbon dioxide //Inorganic Materials: Applied Research. 2010, V.1, №4, PP.297-302.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ, ПРОШЕДШЕГО ОДНООСНЫЙ КРИСТАЛЛ ОРТОГОНАЛЬНО К ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ

Соколенко Б.В., Рыбась А.Ф.

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

Уникальные свойства двулучепреломляющих кристаллов позволяют преобразовать гауссовы пучки в сингулярные и контролировать параметры оптических вихрей при прохождении пучка в направлении, близком к перпендикуляру к оптической оси кристалла. Известно, что в результате двулучеприломления обыкновенная и необыкновенная волны распространяются вдоль кристалла с разными фазовыми скоростями. Обыкновенный пучок распространяется вдоль кристалла подобно тому, как распространяется лазерное излучение в однородной среде. Однако необыкновенный гауссов пучок претерпевает анизотропную дифракцию, в результате чего возникает деформация структуры поперечного сечения пучка, что выражается в преобразовании топологического заряда осевого вихря ввиду чувствительности фазы пучка к малым изменениям формы его поперечного сечения, что может послужить возникновению новых уникальных свойств [1]. Изменения параметров анизотропной среды создают отклик в структуре сердцевины оптического вихря.

Осцилляции поляризационных состояний сингулярного пучка при прохождении кристалла соотносятся с синхронными осцилляциями спинового и орбитального моментов, выражающихся в рождении поляризационных сингулярностей в сечении пучка и в смене знака топологического заряда оптического вихря.

Поток углового момента как сумма спинового и орбитального углового момента привносит в кристалл общий механический момент. Таким образом, сумма спинового и орбитального углового момента равна механическому моменту кристалла. В настоящей работе мы обращаем наше внимание на экспериментально исследованные структурные деформации эллиптических вихревых пучков, проходящих перпендикулярно оптической оси кристалла. В теоретическом аспекте были получены решения параксиальных волновых выражений в форме обобщенных Лагерр-Гауссовых пучков, несущих на оси вихрь с высоким топологическим зарядом [2].

Изменения параметров анизотропной среды вносят существенный вклад в общую картину распространения вихревого пучка. Известно, что циркулярно поляризованный сингулярный пучок с эллиптическим поперечным сечением получает некоторое преобразование состояния поляризации при распространении в одноосном кристалле [3]. Рассмотрим последствие возникновения неоднородностей в состоянии поляризации при эллиптической деформации поперечного сечения пучка вдоль оси y на примере вихревого пучка низкого порядка (Рис.1).

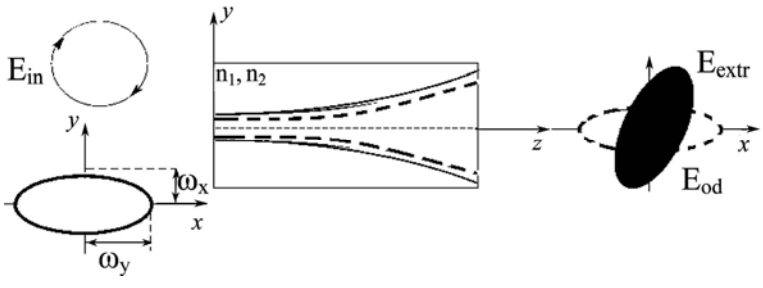


Рис.1. Схема распространения сингулярного пучка с эллиптическим сечением в анизотропной среде: пунктирные линии соответствуют обыкновенному пучку, сплошные линии – необыкновенному пучку

Для описания этого процесса представим схематически распространение циркулярно поляризованного пучка с эллиптичным сечением в анизотропной среде с показателями преломления n_1 и n_2. В результате двулучеприломления образуются два пучка с взаимно ортогональными направлениями поляризации, распространяющиеся в среде с различными скоростями. Перетяжки пучка ω_x и ω_y также будут различны вдоль осей x и y соответственно.

Эллиптический вихревой пучок в кристалле вносит определенные поправки. Так, обыкновенный и необыкновенный пучки имеют различную кривизну волнового фронта, разные распределения амплитуды и отличные показатели эллиптичности. Вследствие этого возникает ряд оптических вихрей в каждой компоненте поляризации [4]. Однако вихри эти не являются неподвижными, они взаимодействуют друг с другом, формируя в сущности новые структурные сингулярности.

Также было обнаружено, что необыкновенный параксиальный пучок, при изначально циркулярно поляризованном пучке, подвержен эллиптической деформации. Данная деформация вызвана различными величинами коэффициента преломления для обыкновенного и необыкновенного пучков. В действительности, такая деформация нарушает распределение поляризации в сечении пучка и накладывает ограничения на применение закона сохранения для углового момента.

Осцилляции состояний поляризации при распространении пучка сопровождаются перераспределением поляризационных сингулярностей в поперечном сечении пучка таким образом, что это влечет за собой изменение волнового фронта в каждой циркулярно поляризованной компоненте пучка. Движение дислокационных реакций в компонентах пучка отражается на конверсии знака топологического заряда осевого вихря. Расстояние между точками конверсии составляет 0,05 длины волны.

E-mail: simplexx.87@gmail.com

Литература

1. Fadeyeva T. A., Rubass A. F., Sokolenko B. V., Volyar A V., The vortex-beam “precession” in a rotating uniaxial crystal // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 11, 094008.1-094008.8, 2009.

2. Soskin M.S., Vasnetsov M.V., Singular optics // Progress in Optics, 42, 219-276, 2001.

3. Egorov Yu.A., Fadeyeva T.A., Volyar A.V., The fine structure of singular beams in crystals: colours and polarization // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., V.6. P.S217–S228, 2004.

4. Fadeyeva T.A., Rubass A.F., Volyar A.V., Transverse shift of a high-order paraxial vortex-beam induced by a homogeneous anisotropic medium // Physical Review A., V. **7**9, № 5, 053815-1-12, 2009.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВОГО ЛУЧА В ОБЪЕМЕ СРЕДЫ С ДИФРАКЦИОННЫМИ СТРУКТУРАМИ

Старосотников Н.О.

Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Голографические дифракционные элементы представляют значительный интерес при разработке устройств формирования и коммутации световых потоков, при передаче и обработке данных в оптических информационных системах [1,2]. Одной из задач, стоящих перед разработчиками таких систем, является повышение помехоустойчивости используемых оптических элементов. В работе [3] были представлены результаты экспериментального исследования особенностей записи методами динамической голографии дифракционных структур в объеме образцов ПММА. Анализ полученных данных позволил определить динамический диапазон устойчивого режима записи дифракционной структуры на заданной глубине в объеме изучаемого образца. Основной целью настоящего исследования является изучение особенностей внутриобъемного взаимодействия записанной дифракционной структуры с распространяющимся внутри образца лазерным лучом.

Используемая среда ПММА характеризуется поглощением (до 0,1) на длине волны излучения записи. Вследствие поглощения в зоне воздействия лучей (интерференции) происходит локальное нагревание ПММА. В результате исследуемая среда размягчается (температура размягчения 90 – 130^{o}C), и в эту зону "впечатывается" дифракционная структура. Эффективность данного механизма записи определяется соотношением скоростей диффузии и полимеризации среды. Применяемый полимерный материал характеризуется быстро протекающей полимеризацией и медленной диффузией. Для оптимизации дифракционной эффективности записываемых структур необходимо учитывать также временную картину лазерного излучения (скважность и количество пичков). После записи облученный объем такой среды охлаждается естественным образом. В пределах изменения угла сведения сформированных лучей, достигаемого в условиях проведенного эксперимента, пространственная частота записи составляет (0,6…5)x10^{3} мм$^{-1}$. Экспериментально определен энергетический диапазон динамический записи, исключающий возникновение в среде необратимых дефектов (до 10 Дж/см^{2}).

Характерной особенностью выполненной записи является возможность изменения ориентации записанной в объеме образца ориентации структуры (направления вектора голограммы) в зависимости от геометрии записи: положения входной грани относительно падающих на нее лучей. Для всех выполненных экспериментов записанные структуры имеют одинаковую круглую форму, толщину такой структуры можно оценить на уровне, не превышающем 0,1 мм. При малых уровнях записывающего излучения формируется плоская структура. Затем при увеличении экспозиции проявляется кривизна поверхности, причем направление кривизны совпадает с направлением распространения лучей. Особенно хорошо это заметно при высоких уровнях экспозиции, близких к значениям, при которых происходят необратимые нарушения однородности ПММА. При этом было обнаружено, что данная структура обладает анизотропией, связанной с записью ее поляризованным излучением.

На рисунке представлена принципиальная схема считывания записанной структуры. В качестве источника считывающего излучения в эксперименте использовался лазер ЛГН-303 (1), генерирующий непрерывное неполяризованное излучение. Направление считывающего луча совпадает с оптической осью исследуемой схемы. Геометрия луча формировалась оптической системой, собранной по схеме пространственного коррелятора и состоящей из двух сопряженных линз и диафрагмы (АД). В схеме считывания устанавливался вращающийся поляризатор (призма Глана), позволяющий получать линейную поляризацию излучения различного направления. Система фоторегистрации (4), состоящая из микроскопа и цифрового фотоаппарата, обеспечивала съемку в различных плоскостях.

Исследуемый образец (3) крепился в держателе, перемещение которого вдоль оси установки контролировалось с точностью 0,01 мм. Конструкция держателя позволяла менять угловое положение входной грани относительно считывающего луча.

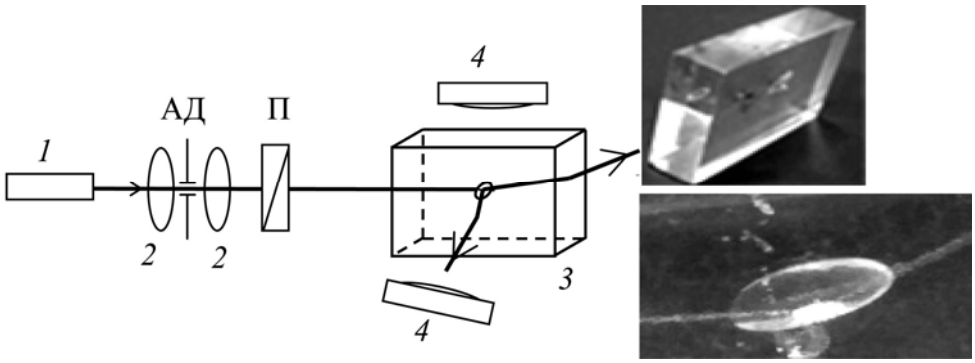


Рис.1. Оптическая схема распространения считывающего луча в исследуемом образце ПММА. Лазер ЛНГ-303 (1), линзы (2), исследуемый образец (3), система фоторегистрации (4), апертурная диафрагма (АД), поляризатор (П)

В работе рассмотрены варианты применения записанных структур в оптических схемах. В качестве примера на рисунке приведены фотография хода считывающего лу-

ча, иллюстрирующая возможность использования получаемых дифракционных структур как элементов оптической коммутации, отклоняющих либо отражающих световой луч в нужном направлении. На приведенной фотографии четко видно, что при взаимодействии считывающего луча с записанной структурой наблюдается изменение его геометрии. Данное обстоятельство связано с возникающей при записи кривизной поверхности дифракционной структуры.

E–mail: nicopol_18@mail.ru

Литература

1. Андреева, О.В. Прикладная голография: / О.В. Андреева. - СПб.: СПбГУИТМО, 2008. – 184 с.

2. Оптическая голография / Под редак. Г. Колфилда. – М.: Мир, 1982. - Т.2. – 386 с.

3. Старосотников Н.О. Динамическая запись дифракционных структур в образцах ПММА // Материалы XVIII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов». 11-15 апреля 2011 г.: Физика. Оптика. М., 2011. [Электронный ресурс]: адрес доступа: http://lomonosov-msu.ru/archive/Lomonosov_2011/index_2.htm

Автор выражает признательность своему научному руководителю Развину Ю.В. за постановку научной задачи и помощь в подготовке работы.

ДВУХМИКРОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА КРИСТАЛЛАХ ZRO_2-Y_2O_3-TM_2O_3 С ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

Чабушкин А.Н.[1],Рябочкина П.А.[1], Ушаков С.Н.[2], Ломонова Е.Е.[2], Малов А.В.[1]

1 - Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск, Россия, 2 – Институт общей физики им. А. М. Прохорова, Саранск, Россия

Кристаллы стабилизированного диоксида циркония, активированные ионами Tm^{3+}, являются перспективным материалом для создания лазера, излучающего в двухмикронной области спектра. Двухмикронное лазерное излучение может быть использовано в медицине и для зондирования атмосферы, так как в этом спектральном диапазоне имеются полосы поглощения воды, а также ряда газов.

В настоящей работе исследованы спектрально-люминесцентные свойства кристаллов ZrO_2-12mol%Y_2O_3-2mol%Tm_2O_3 и получено лазерное излучение на переходе $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} на длине волны генерации $\lambda_{ген.}$ =2046 нм.

Оптическая схема лазера для получения генерации на переходе $^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} в кристаллах ZrO_2-12mol%Y_2O_3-2mol%Tm_2O_3 показана на рис. 1.

Накачка активного элемента осуществлялась на уровень $^3H_4$ ионов Tm^{3+} лазерной диодной линейкой (позиция 1 на рис.1). Длина волны излучения накачки составила 798 нм. Для снижения тепловой нагрузки на активный элемент использовали обтюратор (позиция 4 на рис.1), формирующий импульсы накачки длительностью 10 мс с частотой повторения ~3 Гц. Излучение линейки лазерных диодов с волоконным выходом (позиция 2 на рис.1) (диаметр волокна 400 мкм) проецировалось внутрь активного элемента с помощью объектива (позиция 3 на рис.1). Активный элемент вырезался из исследованных кристаллов в форме прямоугольного параллелепипеда размером 3×3×5 мм. На торцы активных элементов наносилось просветляющее покрытие на длину волны генерации ($\lambda_{ген}$~2 мкм). В эксперименте использовался резонатор, образованный сферическим зеркалом (позиция 5 на рис.1) с радиусом кривизны рабочей поверхности - 600 мм, коэффициент пропускания на длине волны накачки ≥85%, коэффици-

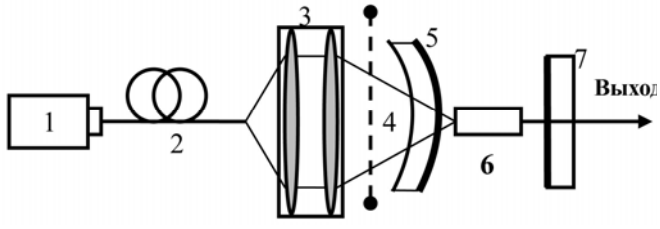


Рис.1. Оптическая схема лазера на кристалле ZrO_2-12mol%Y_2O_3-2mol%Tm_2O_3

ентом отражения на длине волны генерации ≥99%, и плоским выходным зеркалом (позиция 7 на рис.1) с коэффициентом пропускания ≤1% на длине волны генерации.

Для отвода тепла, выделяющегося в активном элементе, использовался медный радиатор, температура которого поддерживалась на уровне ~18 ºС.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт № 14.740.11.0071).

E–mail: chabushkin@mail.ru

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ ГЕНЕТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА В УСЛОВИЯХ ЦВЕТНОГО ШУМА ДЛЯ РАЗЛОЖЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОНТУРОВ

Шаймухаметова Э.Р.

Казанский федеральный университет, Казань, Россия

В ходе исследования сложносоставных веществ в молекулярной спектроскопии часто встречаются спектральные контуры с неразрешенной внутренней структурой, обусловленной наложением соседних составляющих полос. Такие спектры не позволяют извлечь полезную физическую информацию о веществе и нуждаются в дополнительной обработке. В связи с этим возникает задача нахождения числа составляющих полос, их формы, ширины, амплитуды и положения в шкале частот. Джон Холланд предложил использовать для решения подобных проблем новый класс адаптивных методов - генетические алгоритмы (ГА) [1], которые основаны на принципах естественного отбора Ч. Дарвина. В данной работе проведено сравнение эффективности разложения сложных спектральных контуров с помощью метода наименьших квадратов и генетического алгоритма в случае искажения сигнала цветным модельным низкочастотным шумом.

Метод наименьших квадратов (МНК). Этот метод широко известен и находит практическое применение в различных областях знаний, когда приходится иметь дело с экспериментальными данными. Несмотря на кажущуюся простоту этого алгоритма, при реализации его возникают затруднения: часто итерационная процедура оказывается расходящейся, т.е. последующий шаг вычислений не приводит к уменьшению значения невязки, особенно при большом количестве переменных.

Генетический алгоритм (ГА). Этот адаптивный алгоритм поиска используется для решения задач оптимизации и моделирования путем последовательного подбора, комбинирования и вариации искомых параметров с применением механизмов, напоминающих биологическую эволюцию [1]. При реализации алгоритма поиска решения с помощью ГА используются механизмы, моделирующие процессы генетического наследования и естественного отбора. В качестве аналогов этих механизмов вводятся «операторы» отбора, скрещивания, мутации и др. Предложенный нами гибридный алгоритм на основе непрерывного вейвлет-анализа и ГА для разложения сложного контура на составляющие описан в [2]. Непрерывный вейвлет-анализ позволяет определить количество составляющих полос поглощения и их положения, которые используются в качестве входных параметров для применения ГА. Показано, что метод относительно устойчив к белому шуму [3].

Используемые модели шумов. При проведении математических экспериментов в качестве модели шума нами был выбран случайный фрактальный шум [4]. Во-первых, такой вид шума позволяет моделировать низкочастотные шумы, учет которых является наиболее важным при обработке спектроскопических сигналов. Во-вторых, появляется возможность создавать шумы с гарантированно известным (в пределах погрешности расчета) значением показателя Херста, задаваемым при моделировании.

В данной работе проведено сравнение эффективности методов ГА и МНК в случае искажения сигнала низкочастотным фрактальным шумом. Для исследования возможности с помощью этих методов восстанавливать сложные зашумленные контуры ис-

пользовали модельный спектр, состоящий из 6 компонент, имеющих гауссову форму. К модельному сигналу добавляли низкочастотный шум величиной в интервале от 0 до 10%. В качестве модельного шума использовался фрактальный шум с различными показателями Херста: 0.5 (белый), 0.7 и 0.9 (низкочастотный цветной фрактальный шум). Полученный зашумленный сигнал разделяли на элементарные составляющие, используя МНК и ГА, и рассчитывали значение относительной ошибки восстановления.

На рис. 1 дана зависимость относительной ошибки восстановления от уровня шума с разными показателями Херста H: а) H=0.5, б) H=0,7 и в) H=0,9.

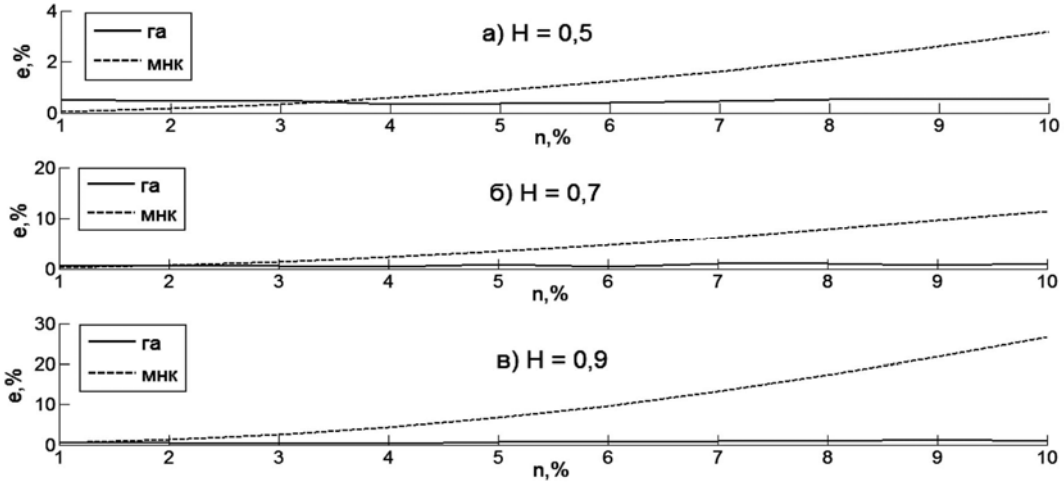


Рис. 1. Относительная ошибка восстановления (e) в зависимости от уровня шума (n) при использовании ГА и МНК и наложении шума с разными показателями Херста (H)

Из рисунка видно, что в случае белого шума (H=0.5) и малого относительного уровня шума использование МНК для восстановления сложного контура дает лучшие результаты по сравнению с ГА. Вместе с тем, когда шум имеет низкочастотную структуру или на модельный спектральный контур накладывается шум с бóльшим относительным уровнем, то решение, полученное с помощью МНК, оказывается неверным. В то же время из рис. 1 видно, что при относительном уровне шума до 10% ошибка восстановления сложного контура с использованием ГА не превышает 1% и слабо зависит от показателя Херста. Таким образом, применение ГА показывает устойчивость в поиске решения независимо от структуры шума и его относительного уровня. Работа выполнена при поддержке гранта фонда «Научный потенциал» /www.hcfoundation.ru/

E–mail: elvira-shai@rambler.ru

Литература

1. Холланд Х. Дж. // В мире науки. 1992. № 9-10. С. 32.
2. Шаймухаметова Э.Р., Галимуллин Д.З., Сибгатуллин М.Э., Камалова Д.И., Салахов М.Х. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 7. С. 999.
3. Шаймухаметова Э.Р., Галимуллин Д.З., Сибгатуллин М.Э., Камалова Д.И., Салахов М.Х. // Ученые записки Каз. универ. Сер. физ.-мат. науки. 2010. Т. 152. Кн. 3. С. 185.
4. Mandelbrot B.B. Fractal Geometry of Nature. San-Francisco: Freeman, 1982. 486 p.

.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ГОЛЬМИЯ

Щучкина Н.В., Рябочкина П.А.

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск, Россия

Кристаллы кальций-ниобий галлиевого граната ($Ca_3(NbGa)_5O_{12}$), активированные редкоземельными ионами, находят применение в качестве активных сред твердотельных лазеров. Кристаллы $Ca_3(NbGa)_5O_{12}$, активированные ионами Ho^{3+}, представляют интерес для получения лазерной генерации на переходе $^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ в области 2,1 мкм. Ла-

зерное излучение данного спектрального диапазона находит широкое практическое применение в медицине, для зондирования атмосферы, а также преобразования в излучение среднего ИК-диапазона спектра.

В настоящей работе проведены исследования спектрально-люминесцентных характеристик кристаллов $Ca_3(NbGa)_5O_{12}$:Ho и выполнен их сравнительный анализ с аналогичными характеристиками в кристаллах $Y_3Al_5O_{12}$:Ho.

Для данных кристаллов из спектров поглощения были определены силы осцилляторов для переходов с основного состояния $^5I_8$ на возбужденные мультиплеты $^5G_5$, $^5G_6$+$^5F_1$, $^5F_2$+$3K_8$, $^5F_4$+$^5S_2$, $^5F_5$, $^5I_6$, $^5I_7$. Методом Джадда-Офельта найдены параметры интенсивности Ω_t (t=2,4,6) для кристаллов $Ca_3(NbGa)_5O_{12}$:Ho и $Y_3Al_5O_{12}$:Ho, которые представлены в таблице 1. В таблице 1 также представлены параметры интенсивности Ω_t (t=2,4,6) для кристаллов $Y_3Al_5O_{12}$:Ho, полученные авторами [1,2], которые согласуются со значениями параметров интенсивности, полученных в настоящей работе.

Значения силы осциллятора для сверхчувствительного перехода $^5I_8 \rightarrow {}^5G_6$ и параметра интенсивности Ω_2 для кристаллов $Ca_3(NbGa)_5O_{12}$:Ho выше аналогичных значений в кристаллах $Y_3Al_5O_{12}$:Ho, что обусловлено наличием в кристаллах $Ca_3(NbGa)_5O_{12}$:Ho оптических центров с симметрией локального окружения C_{2v}, C_2, C_1.

Таблица 1-Значения Ω_t (t=2,4,6) для ионов Ho^{3+} в кристаллах со структурой граната

Кристалл	Симметрия окружения РЗ иона	Параметры Джадда-Офельта		
		$\Omega_2 \cdot 10^{20}$ см^2	$\Omega_4 \cdot 10^{20}$ см^2	$\Omega_6 \cdot 10^{20}$ см^2
$Y_3Al_5O_{12}$:Ho [1]	D_2	0,04	2,67	1,89
$Y_3Al_5O_{12}$:Ho [2]	D_2	0,101±0,087	2,086±0,097	1,724±0,064
$Y_3Al_5O_{12}$:Ho*	D_2	0.10	2.59	1.48
$Ca_3(NbGa)_5O_{12}$:Ho*	C_{2v}, C_2, C_1	3.49	2.96	1.05

*результаты, полученные в настоящей работе.

С использованием параметров интенсивности Ω_t (t=2,4,6), сделана оценка вероятностей ряда излучательных переходов ионов Ho^{3+}, определены коэффициенты ветвления люминесценции, рассчитано значение времени жизни с уровня $^5I_7$ в кристаллах $Ca_3(NbGa)_5O_{12}$:Ho и $Y_3Al_5O_{12}$:Ho.

В работе представлены спектры люминесценции кристаллов $Ca_3(NbGa)_5O_{12}$:Ho, зарегистрированные с уровня $^5I_7$ ионов Ho^{3+}.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт № 14.740.11.0071).

E-mail: zvytochka@rambler.ru

Литература

1. Malinowski, M. et al. Optical transition of Ho^{3+} in YAG // Journal of Alloys and Compounds. 2000, №300-301. p. 389 – 384.

2. Walsh, B. M. et al. Energy levels and intensity parameters of Ho^{3+} ions in $Y_3Al_5O_{12}$ and $Lu_3Al_5O_{12}$ // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2006, №67. p. 1567 – 1582.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МОЛИБДАТОВ AGLA1-XEUX$(MOO_4)_2$ (X=0, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 И 1.0)

Яковлев В.Г.

Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова, Якутск, Россия

Соединения на основе молибдатов хорошо известны в качестве материалов для люминесцентных ламп, активных сред лазеров, люминесцентных экранов и др. [1]. Двойные

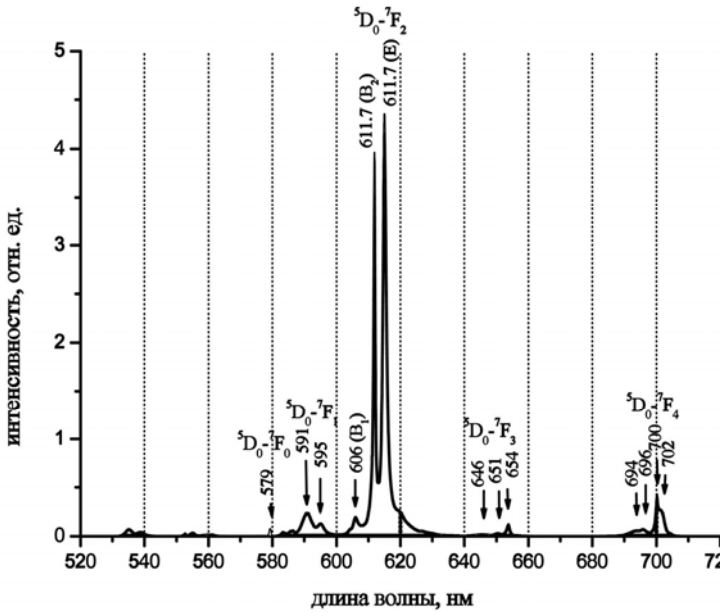


Рис. 1. Спектр люминесценции молибдата $AgLa_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$: $x = 0.2$ ($\lambda_{возб.} = 465$ нм)

молибдаты, активированные ионами редкоземельных элементов, представляют большой интерес для научных исследований в связи с перспективой их применения в качестве высокоэффективных ярких люминофоров с высокой цветопередачей в полупроводниковых светодиодах [2-5]. Возможность варьирования катионного состава кристаллической решетки двойных молибдатов $MR(MO_4)_2$ (M – одновалентный элемент, R – редкоземельный элемент) позволяет получать люминофоры со свечением в широкой области длин волн. Кроме того, внедрение в кристаллическую решетку молибдатов редкоземельных элементов также может быть использовано для исследования строения матрицы кристаллов.

Нами были изучены люминесцентные свойства твердых растворов двойных молибдатов $AgLa_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$ (x = 0, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 и 1.0). На рис. 1 показан спектр люминесценции молибдата $AgLa_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$: $x = 0.2$ ($\lambda_{возб.} = 465$ нм). Центрами свечения во всех исследованных соединениях служили ионы Eu^{3+}, обладающие интенсивной люминесценцией в «красной» области спектра. Определена природа оптических линий расщепленных штарковских компонентов. Во всех спектрах явно выделяются три полосы, характерные для переходов в 4*f*-конфигурации иона Eu^{3+} с возбужденного метастабильного состояния $^5D_0$ на компоненты мультиплетов ^7F_J (J = 0, 1, 2, 3, 4): 588–600 нм ($^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$), 604–630 нм ($^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$), 699–706 нм ($^5D_0 \rightarrow {}^7F_4$). Еще две полосы проявляются слабо: 579–581 нм ($^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$) и 652–657 нм ($^5D_0 \rightarrow {}^7F_3$). Наибольшей интенсивностью сопровождается электродипольный переход $^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$ с максимумом при ~616 нм. Свечение, связанное с сильно запрещённым правилами отбора переходом $^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$, имеет низкую интенсивность, что указывает на высокую симметрию окружения ионов европия Eu^{3+} в этих образцах.

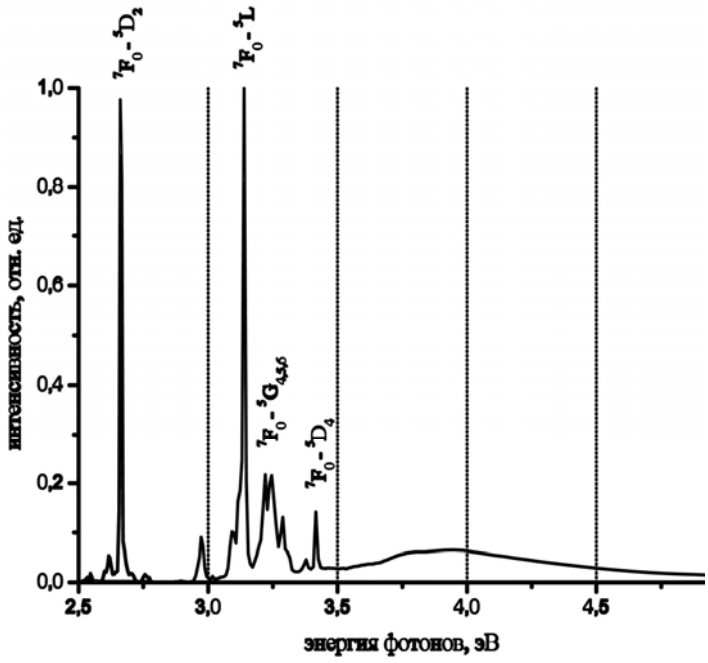


Рис. 2. Спектр возбуждения молибдата $AgLa_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$ (x = 0.7, $\lambda_{св.} = 616$ нм)

Также были получены спектры возбуждения исследованных образцов. При энергиях возбуждения в области 2.2–3.5 эВ спектры похожи и типичны для f-f переходов в ионе Eu^{3+}. На рис. 2 представлен спектр возбуждения $AgLa_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$ (x = 0.7, $\lambda_{св.}$

= 616 нм), где определена природа f-f переходов для наиболее интенсивных полос. Положение наиболее интенсивных полос в спектре возбуждения 395 и 465 нм соответствует длинам волн, которые обычно используются для возбуждения люминофоров в светодиодах.

Кроме того, были исследованы люминесцентные свойства неактивированного молибдата $AgLa(MoO_4)_2$. Спектр возбуждения данного соединения имеет вид широкой полосы с максимумом при энергии возбуждения 3.9 эВ. По форме и положению она типична для молибдатов и связана с поглощением основной матрицы. Из этого можно сделать вывод, что широкая полоса, наблюдаемая в спектре возбуждения $AgLa_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$ (x = 0.7, рис. 2), имеющая такой же вид и положение, также связана с поглощением основной матрицы.

Получена зависимость времени затухания от концентрации твердого раствора $AgLa_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$. Времена жизни изменяются в диапазоне от 180 мкс до 380 мкс. По мере увеличения концентрации Eu (до $x = 0.9$) наблюдается уменьшение времени жизни.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности исследованных кристаллов для практического применения, в частности в качестве «красной» компоненты в светодиодах в ближнем УФ, основанных на чипах InGaN.

vadim1437@mail.ru

Литература

1. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975. 256 с.
2. Haque M.M., Kim D.-K // Materials Letters 2009, 63, p. 793–796
3. Narukawa Y., Nikli I., Izuno K., Yamada M., Murazaki Y., Mukai T. // Jpn. J. Appl. Phys. Lett., 2002, 41, p. L371
4. Wang Z. et al. // Journal of Alloys and Compounds 2007, 432, p. 308–312
5. Wang Z. et al. // Chemical Physics Letters 2005, 412, p. 313–316

РАДИОФИЗИКА

Председатель:
проф. Митрофанов Валерий Павлович

Зам. председателя:
с.н.с. Шуруп Андрей Сергеевич
асс. Прохоров Леонид Георгиевич

Поздравляем победителей!

I место

Кирюхин О.М. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Солдатов Д.П. – аспирант физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

II место

Иваненко И.П. – соискатель физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Мамыкин А.Д. – студент Пермского государственного университета им. А.М. Горького
Свиридов А.П. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Чекалина В.А. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

III место

Астахов О.В. – студент Саратовского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского
Копцов Д.В. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ И АКУСТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛА ТЕЛЛУРА

Воробьев Е.С., Князев Г.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Акустооптические ячейки, применяемые для управления параметрами оптического излучения, удобны в работе, надежны, характеризуются высоким быстродействием и имеют малые габариты. К настоящему времени известно лишь небольшое число акустооптических материалов, возможных для использования в диапазоне длин волн электромагнитного спектра 8 - 12 микрон. Главный недостаток известных к настоящему времени материалов заключен в чрезвычайно низком значении коэффициента их акустооптического качества, что непосредственно приводит к высоким значениями уровня управляющей электрической мощности, низкой эффективности дифракции и узким линейным и угловыми апертурам акустооптических ячеек. Единственный кристаллический материал, который сможет удовлетворять требованиям высокой акустооптической эффективности, является полупроводниковый кристалл теллура [1,3]. Кристаллический теллур имеет коэффициент акустооптического качества, в несколько раз превосходящий акустооптическое качество известных акустооптических кристаллов. Также известно, что кристалл теллура обладает нелинейными оптическими свойствами, которые могут быть использованы в эксперименте для удвоения частоты излучения CO_2-лазера [2]. Известно, что на длине волны 10.6 микрон показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в теллуре, соответственно, равны n_o=4.8 n_e=6.2. Таким образом, кристалл отличает исключительно большое двулучепреломление Δn=1.4. Свойства теллура таковы, что позволяют добиться синхронной генерации второй гармоники за счет взаимодействия волн с разными поляризациями, а именно необыкновенной волны основной гармоники и обыкновенной волны второй гармоники. Тогда входное излучение лазера на выходе кристалла преобразуется в излучение на длине волны 5.3 микрон, что важно с практической точки зрения [2].

В докладе представлено описание эксперимента по синхронной генерации в теллуре второй оптической гармоники излучения углекислотного лазера. Также обсуждаются результаты теоретического и экспериментального исследования акустооптических свойств кристалла теллура при возбуждении акустических волн в XY плоскости материала и распространении света вблизи оптической оси.

Основными компонентами экспериментальной установки для наблюдения удвоения частоты в инфракрасном диапазоне являются CO_2-лазер, монокристалл теллура, оптический приемник, а также фильтрующая пластина, позволяющая на выходе кристалла выделить сигнал на удвоенной частоте на фоне излучения основной гармоники лазера. Кристалл был вырезан так, что луч лазера проходил в плоскости YZ материала вдоль направления синхронизма под углом 15^0 к оси Z. В качестве материала для фильтрующей пластинки использовался кристалл α-Al_2O_3 (сапфир), который прозрачен на длине волны 5.3 микрон и сильно поглощает излучение на длине волны 10.6 микрон.

При проведении акустооптических исследований были рассчитаны частотные зависимости угла Брэгга при взаимодействии света и звука в плоскостях XZ и YZ монокристалла теллура. При анализе взаимодействия в плоскости XZ расчеты проведены как в случае продольных акустических волн, так и двух сдвиговых мод. В плоскости YZ анализ проведен и для квазипродольной, и для квазисдвиговых волн [3]. В экспериментах для генерации ультразвука в плоскости XZ использовался пьезоэлектрический преобразователь, генерирующий продольные акустические волны. В плоскости YZ аналогичный преобразователь, обычно применяемый для генерации продольной волны, одновременно возбуждал в материале три акустические моды, скорости которых были измерены при проведении экспериментов.

Таким образом, на основании проведенных в данной работе исследований можно сделать вывод о том, что кристаллический теллур является уникальным оптическим материалом. Этот кристалл представляет значительный интерес для практических применений как с точки зрения акустооптики, так и нелинейной оптики. Однако подробного исследования физических свойств данного кристалла в инфракрасном диапазоне спектра проведено не было. Поэтому необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования этого перспективного материала для разработки новых приборов акустооптики и лазерной техники.

es.vorobev@physics.msu.ru

Литература

1. Gupta N., Voloshinov V. B., Knyazev G. A., Kulakova L. A. Tunable wide angle acousto-optic filter applying single crystal tellurium // Journal of Optics A, Pure and Applied Optics, 2011, v.14, pp.035502-035511.

2. Souilhac D., Billerey D. Efficient acousto-optical phase-matched non collinear optical second harmonic generation in tellurium // Proc. SPIE, 1990, v. 1273, pp.162-173.

3. Voloshinov V.B., Gupta N., Knyazev G.A., Polikarpova N.V. An acousto-optic X-Y deflector using close to axis propagation of light in the single crystal tellurium // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2011, v. 12, pp. 015706-015713.

СХЕМА ПРЯМОГО СЧИТЫВАНИЯ СИГНАЛА (DC READOUT) В ЛАЗЕРНОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЕ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ADVANCED LIGO

Вострасаблин Н.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Существование гравитационных волн было предсказано общей теорией относительности Эйнштейна. Лазерные интерференционно-гравитационные обсерватории (LIGO) призваны обнаружить эти волны и стать инструментом в изучении их источников [1]. В скором времени планируется запуск гравитационных антенн нового поколения (Advanced LIGO) [5], являющихся существенно модернизированными по отношению к своим предшественницам. Одной из модификаций будет переход от считывания сигнала с помощью гетеродинной схемы к схеме прямого считывания сигнала (DC

readout scheme). Эта схема имеет ряд преимуществ: ожидается уменьшение влияния технических шумовых источников; полностью устраняются шумы, которые вносит гетеродинная схема. Кроме того, учитывая, что схема DC readout является частным случаем гомодинной схемы, можно указать на то, что опорная волна будет автоматически стабилизироваться, что является большим плюсом.

Техническая реализация данной схемы, в принципе, тоже проще, чем в гетеродине или гомодине [2]. Основная идея состоит в том, что необходимо обеспечить разбалансировку схемы, чтобы получить постоянную засветку на фотодетекторе, которая будет играть роль опорной волны. В таком случае нужен всего один фотодетектор, а не два, как в гетеродинной схеме. Как известно, гравитационная антенна представляет собой интерферометр Майкельсона с интерферометрами Фабри-Перо в восточном и северном плечах. Возможны два способа реализации разбалансировки: сместить находящиеся в резонансе интерферометры в противоположные друг другу стороны или, не меняя расстояния до светоделителя, сместить одно из зеркал в каждом резонаторе Фабри-Перо в противоположные стороны.

Мы даем теоретическое описание полей, циркулирующих в такой системе, и сил, действующих на зеркала, для обоих способов реализации разбалансировки. Были получены выходные поля, поля в плечах и была рассмотрена перекрестная оптическая жесткость [3, 4]. Рассматривается случай без потерь и случай с потерями.

E-mail: vostrosablin@physics.msu.ru

Литература

1. Abbott B. P., et al. LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory. Reports on Progress in Physics, 72(7):076901+, July 2009

2. Kirk McKenzie, Malcolm B. Gray, Ping K. Lam, and David E. McClelland: Technical limitations to homodyne detection at audio frequencies. Appl. Opt., 46(17):3389-3395, June 2007.

3. Khalili F.Ya., Lazebny V. I., and Vyatchanin S. P.: Substandard-quantum-limit sensitivity via optical rigidity in the advanced LIGO interferometer with optical losses, Physical Review D,73, 062002 (2006)

4. Lazebny V.I., Vyatchanin S.P.: Optical rigidity in signal-recycled configurations of laser gravitational-wave detectors, Physics Letters A 344 (2005) 7–17

5. http://www.ligo.caltech.edu/advLIGO (Advanced LIGO website)

НЕИСКАЖАЮЩИЕ МНОГОПРОВОДНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧ

Гаврильев А.А.

Северо-Восточный Федеральный Университет имени М.К. Аммосова, Якутск, Россия

Непрерывное развитие современных технологий, в частности, цифровых, приводит к необходимости дальнейшего развития теории линий передач в целях конструирования новых электронных систем. В данной работе предлагается новый подход для разработки многопроводных линий передач.

Многопроводная линия передачи характеризуется погонными, т.е. рассчитанными на единицу длины, физическими параметрами: емкостными C_{kl} и индуктивными L_{kl} коэффициентами, сопротивлениями R_k, коэффициентами утечки зарядов G_{kl}, $k,l = 1,2,\ldots n$. Из них составим матрицы:

$$\mathbf{C}=\begin{pmatrix}\sum\limits_{k=1}^{n}C_{1k} & -C_{12} & \cdots & -C_{1n}\\ -C_{21} & \sum\limits_{k=1}^{n}C_{2k} & \cdots & -C_{2n}\\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots\\ -C_{n1} & -C_{n2} & \cdots & \sum\limits_{k=1}^{n}C_{nk}\end{pmatrix},\qquad \mathbf{L}=\begin{pmatrix}L_{11} & L_{12} & \cdots & L_{1n}\\ L_{21} & L_{22} & \cdots & L_{2n}\\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots\\ L_{n1} & L_{n2} & \cdots & L_{nn}\end{pmatrix},$$

$$\mathbf{R}=\begin{pmatrix}r_1+r_0 & r_0 & \cdots & r_0\\ r_0 & r_2+r_0 & \cdots & r_0\\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots\\ r_0 & r_0 & \cdots & r_n+r_0\end{pmatrix},\quad \mathbf{G}=\begin{pmatrix}\sum\limits_{k=1}^{n}G_{1k} & -G_{12} & \cdots & -G_{1n}\\ -G_{21} & \sum\limits_{k=1}^{n}G_{2k} & \cdots & -G_{2n}\\ \cdots & \cdots & \cdots & -G_{12}\\ -G_{n1} & -G_{n2} & \cdots & \sum\limits_{k=1}^{n}G_{nk}\end{pmatrix}.$$

Обобщенная система телеграфных уравнений, описывающая распространение электромагнитных волн вдоль такой линии имеет вид [1]:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\mathbf{I}}{\partial x}+\mathbf{C}\dfrac{\partial\mathbf{V}}{\partial t}+\mathbf{GV}=\mathbf{I}_F\\ \dfrac{\partial\mathbf{V}}{\partial x}+\mathbf{L}\dfrac{\partial\mathbf{I}}{\partial t}+\mathbf{RI}=\mathbf{V}_F\end{cases}$$

где $\mathbf{I},\mathbf{V}$ – вектор-столбцы соответственно из токов и напряжений, причем для случая однородных линий в однородной среде имеют место соотношения:

$$\mathbf{G}=\frac{\sigma}{\varepsilon}\mathbf{C},\qquad \mathbf{LC}=\mathbf{CL}=\mu\varepsilon\mathbf{E}.$$

здесь σ - проводимость среды. Следуя [2] запишем эту систему в другом виде:

$$\mathbf{U}_t+\mathbf{A}\mathbf{U}_x+\mathbf{B}\mathbf{U}=0$$

здесь вектор-столбец $\mathbf{U}$ составлен из искомых напряжений $u_k(x,t)$ и токов $i_k(x,t)$, $k=1,2,...n.$:

$$\mathbf{U}=\mathbf{U}(x,t)=\begin{pmatrix}u_1(x,t)\\ u_2(x,t)\\ \cdots\\ u_n(x,t)\\ i_1(x,t)\\ i_2(x,t)\\ \cdots\\ i_n(x,t)\end{pmatrix}$$

Блочные матрицы ***A*** и ***B***, размером $2n\times 2n$ составлены из матриц погонных параметров:

$$\mathbf{A}=\begin{pmatrix}0 & C^{-1}\\ L^{-1} & 0\end{pmatrix},\qquad \mathbf{B}=\begin{pmatrix}C^{-1}G & 0\\ 0 & L^{-1}R\end{pmatrix}.$$

В данной работе введено следующее определение: назовем многопроводную линию передач неискажающей, если матрицы $\boldsymbol{A}$ и $\boldsymbol{B}$ одновременно диагонализируемы одним и тем же преобразованием подобия. Свойства матриц $\boldsymbol{A}$ и $\boldsymbol{B}$ не позволяют непосредственно применить теоремы об одновременной диагонализации из [3]. Поэтому введем следующую гипотезу: матрицы $\boldsymbol{A}$ и $\boldsymbol{B}$ одновременно диагонализируемы, если выполнено матричное соотношение:

$$\mathbf{RC} = \mathbf{LG} \qquad (1)$$

Это соотношение обобщает известное условие Хевисайда. В работе построен пример матриц погонных параметров многопроводной линии передачи с условием (1). Показано, что матрицы $\boldsymbol{A}$ и $\boldsymbol{B}$ действительно одновременно диагонализируемы одним преобразованием подобия. Далее показано, что решение задачи Коши для такой системы находится в замкнутом виде в квадратурах.

Можно ожидать, что такие неискажающие многопроводные линии передач могут найти практические приложения.

gavraa@yandex.ru

Литература

1. Clayton R.P. Analysis of Multiconductor Transmission Lines. – J. Wiley&Sons, Inc.: 2008. – 775 p.

2. Grigoriev Yu.M. On a Nondistorting Transmission line / International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC'94.Sendai, May 16-20, 1994.- Sendai (Japan), 1994.- P. 29-31.

3. Хорн Р., Джонсон Ч. Матричный анализ. – М.: Мир, 1989. – 656 с.

ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ СТРУКТУРУ АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА В КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

Ермаков А. А., Манцевич С.Н.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время оптоэлектронные устройства, принцип действия которых основан на акустооптическом (АО) взаимодействии, широко используются для управления оптическим излучением. Такие приборы акустооптики, как модуляторы, дефлекторы и фильтры, выпускаются многими фирмами мира и широко применяются не только в лазерной физике и оптоэлектронике, но также в экологии, медицине, военном деле. Это обусловлено их широкими функциональными возможностями, высоким быстродействием, малыми управляющими напряжениями, надежностью и простотой конструкции [1].

Как правило, при рассмотрении АО взаимодействия акустический пучок считают идеальным, предполагая, что амплитуда акустической волны одинакова во всех точках, а волновые фронты являются плоскими. Однако на практике такие пучки не реализуемы. Фундаментальной причиной возникновения неоднородного акустического пучка являются дифракционные эффекты, обусловленные конечным размером преобразователя. На структуру акустического пучка также влияет акустическая анизотропия среды. Поскольку в настоящее время в акустооптике применяются кристаллы с очень большой анизотропией упругих свойств, такие как парателлурит (TeO_2), каломель (Hg_2Cl_2), теллур (Te) и др., то очевидно, что при расчете характеристик АО приборов нельзя пренебрегать анизотропией среды, в которой возбуждаются акустические волны.

Целью данной работы являлся анализ влияния акустической анизотропии на структуру создаваемого излучателем ультразвука (пьезопреобразователем) акустического поля в кристалле парателлурита. Актуальность задачи обусловлена тем, что парателлурит является основным материалом для изготовления АО приборов видимого и ИК диапазонов спектра. В работе представлено общее решение задачи дифракции акустического пучка в анизотропной среде. Исследовано влияние акустической анизотропии кристалла парателлурита на структуру пучков, распространяющихся в кристаллогра-

фических плоскостях (001) и $(1\,\bar{1}\,0)$. Рассчитаны лучевые спектры для различных направлений распространения ультразвука. Проанализированы эффекты фокусировки, дефокусировки и автоколлимации пучков, вызванные акустической анизотропией.

На основе проведенных расчетов лучевых спектров U_r для акустических пучков, распространяющихся в плоскости (001) кристалла парателлурита, было установлено, что помимо сноса пучка, который достигает 74 градусов, могут наблюдаться эффекты дефокусировки и фокусировки пучка, обусловленные зависимостью угла сноса от направления распространения пучка относительно кристаллографических осей. Кроме того, при малой ширине пучка становится заметным также изменение формы углового распределения акустической энергии в пучке.

Численный расчет выполнен для медленной моды, для которой наблюдается наибольшая анизотропия упругих свойств. При изменении азимутального угла распространения пучка φ_0 в диапазоне от 45° до 90° коэффициент уширения энергетической диаграммы направленности акустического пучка меняется от +51.6 до –32 (знаки «+» и «–» соответствуют эффектам дефокусировки и фокусировки). При угле $\varphi_0 = 52.9°$ коэффициент уширения достигает значения $\kappa = 1$. Это означает, что в этой точке акустическая анизотропия не сказывается на структуре пучка. В диапазоне углов $\varphi_0 > 53°$ коэффициент κ становится меньше единицы, что означает частичную компенсацию дифракционной расходимости благодаря акустической анизотропии. В этих областях недостаточно параболического приближения, обычно используемого для анализа дифракционных эффектов в акустически анизотропной среде [2-4], – структура акустического поля определяется кубическим членом в разложении функции медленности. Здесь, помимо сильного сужения лучевого спектра пучка, происходит также его деформация. Такие срезы кристалла полезно использовать при изготовлении многоканальных АО ячеек для уменьшения или даже исключения перекрестных помех между каналами.

По результатам расчета двумерного энергетического спектра акустического пучка установлено, что в плоскости, ортогональной плоскости (001) коэффициент уширения пучка меняется от $\kappa = 11.48$ до $\kappa = 1.71$ при изменении азимутального угла от $\varphi_0 = 45°$ до $\varphi_0 = 90°$. Однако угловая зависимость коэффициента уширения имеет более сложный характер, чем в плоскости (001), с максимумом в точке $\varphi_0 = 72.7^\circ$.

Спектральным методом получено строгое решение дифракционной задачи распространения акустического пучка в анизотропной среде, позволяющее рассчитывать структуру акустического поля для любых направлений распространения ультразвука и на любых расстояниях от преобразователя:

$$u(x,y,z) = \left(\frac{\Omega}{2\pi}\right)^2 \iint\limits_{\infty} U_0(\alpha S, \beta S)\left[S^2 + S\left(\alpha\frac{\partial S}{\partial \alpha} + \beta\frac{\partial S}{\partial \beta}\right)\right]\exp\left\{-j\Omega S\left[\alpha x + \beta y + \left(1 - \frac{\alpha^2+\beta^2}{2}\right)z\right]\right\} d\alpha d\beta,$$

где Ω – частота ультразвуковой волны, U_0 – угловой спектр при $z = 0$, $S(\alpha, \beta)$ – поверхность медленностей, α и β – направляющие косинусы плосковолновых компонент.

В докладе представлены результаты расчета структуры акустического пучка для наиболее интересных направлений его распространения.

E-mail: aa.ermakov@physics.msu.ru, snmantsevich@yahoo.com

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.

2. Хаткевич А.Г. Дифракция и распространение пучка ультразвукового излучения в монокристаллах // Акуст. ж. 1978. Т. 24. № 1. С. 108-114.

3. Newberry B.P., Thomson R.B. A paraxial theory for the propagation of ultrasonic beams in anisotropic solids // J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 85. № 6. P. 2290-2300.

4. Szabo T.L. Generalized Fourier transform theory for parabolically anisotropic media // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63. № 1. P. 28-34.

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС СПЕКТРАЛЬНОГО ОЦЕНИВАНИЯ

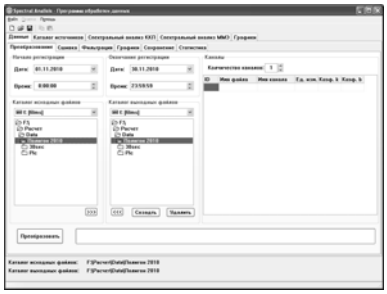
Закиров А.А.

Владимирский государственный университет имени Ал.Г.и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

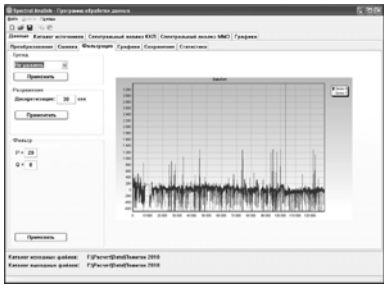
На физическом экспериментальном полигоне ВлГУ с 2000 по 2011 годы налажена и поддерживается регистрация вертикальной составляющей напряженности электрического поля приземного слоя. Работа связана с исследованием взаимосвязи электрического поля пограничного слоя атмосферы с геофизическими процессами с помощью радиотехнических и радиофизических методов и средств. Изменения электрического поля пограничного слоя атмосферы происходят под действием различных антропогенных и естественных процессов. Атмосферно-электрические характеристики вблизи поверхности земли тесно связаны с глобальной грозовой активностью, приливными эффектами, метеорологическими явлениями, сейсмической и солнечной активностью. Поставлена задача оценки амплитуды и отношения сигнал/шум на спектральных компонентах электрического поля приземного слоя атмосферы на частотах лунных приливов по результатам анализа электрического поля приземного слоя атмосферы.

Работа базируется на данных, полученных с помощью системы многоканального синхронного мониторинга электрического поля на разнесенных в пространстве станциях [1, 2].

Работа направлена на повышение разрешающей способности при спектральном анализе временных рядов, на возможность оценки спектральной плотности дискретных случайных и регулярных процессов по их усеченным реализациям, с целью повышения достоверности выделения воздействия лунных приливов на электрическое поле. Метод максимальной энтропии является одним из методов спектрального анализа, позволяющий получать высокую разрешающую способность при ограниченных временных реализациях. Для автоматизации обработки и анализа получаемых данных разрабатывается программный комплекс спектрального анализа, основанного на методе корреляционного квадратурного приемника и методе максимальной энтропии. На рисунке 1 представлены некоторые этапы работы программного комплекса.



а - Предварительная обработка



б - Фильтрация

в - Просмотр, полученных результатов

Рис. 1. Программный комплекс для проведения спектрального анализа временных рядов

Использование программно-аналитического комплекса позволило оценить амплитуду вертикальной составляющей электрического поля пограничного слоя атмосферы вблизи частот лунных гравитационных приливов.

Работа осуществляется при поддержке гранта РФФИ 11-05-97518, ФЦП № 14.740.11.0407, ФЦП № 16.740.11.0185 и ГЗ № 5.2971.2011.

E–mail: cheeter33@mail.ru

Литература

1. Grunskaya L.V., Efimov V.A., Isakevich V.V., Zakirov A.A. Experimental investigations of the interaction between the ELF Earth electromagnetic fields and astrophysical processes. // American Institute of Physics AIP Conf. Proc. – 2010.- V.1206.- p. 455-461.

2. Грунская, Л.В. Лунные приливы в электрическом поле пограничного слоя атмосферы / Л.В.Грунская, В.Н Морозов, В.А. Ефимов, А.А. Закиров // Известия вузов. Физика. 2010. –т.53.- №1.- С.22-27.

ДИНАМИКА КВАНТОВОЙ ЗАПУТАННОСТИ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОПТОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Кирюхин О.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Современные детекторы гравитационных волн, а также другие прецизионные оптомеханические устройства, в ближайшие несколько лет должны достичь такого уровня чувствительности, при котором станет возможным наблюдение квантовых явлений с участием массивных макроскопических объектов [5]. Одной из наиболее интересных экспериментальных задач, имеющей фундаментальное значение, в данной области является проверка парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена в его исходной трактовке, то есть для координат и импульсов макроскопических механических объектов [2].

В нашей работе мы изучаем динамику квантовой запутанности и возможность ее наблюдения в оптомеханических системах. В частности, мы теоретически рассчитываем характеристическое время жизни запутанного состояния макроскопических объектов под влияние многочисленных каналов диссипации и, как следствии, тепловой декогеренции квантового состояния исследуемой системы. Для данной модели мы рассчитываем логарифмическую отрицательность [3], одну из наиболее популярных мер квантовой запутанности, как функцию времени. Эта величина позволяет исследовать динамику запутанного состояния в системе с диссипацией. Мы показываем, что возникновение квантовой запутанности в системе является следствием динамической эволюции системы.

В нашей предыдущей работе мы исследовали динамику квантовой запутанности в оптомеханической системе в приближении слабой связи [1]. В данной работе мы рассматриваем случай произвольной связи. Из наших вычислений следует, что логарифмическая отрицательность сложным образом зависит от времени. Полученный результат отличается тем, что в случае слабой связи квантовая запутанность в некоторый момент времени при переходе в стационарное состояние становилась равной нулю. В случае произвольной связи при определенных параметрах системы возможно существование квантовой запутанности в течение сколь угодно большого времени.

Нами сформулированы требования к системе с затуханием, при которых возможен эксперимент по наблюдению квантовой запутанности между эффективной оптической модой резонатора Фабри-Перо и механическим осциллятором, получены оптимальные параметры, гарантирующие максимальное время выживания «квантовости» рассматриваемой системы в возможном эксперименте. Мы используем параметры, соответствующие планируемому эксперименту [4].

E–mail: kiryukhin@physics.msu.ru

Литература

1. Кирюхин О.М. Квантовая запутанность связанных осцилляторов с диссипацией // Материалы XVIII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов». 11-15 апреля 2011 г. Секция «Физика». Подсекция «Нелинейная оптика». М., 2011.

2. Einstein A., Podolsky B., and Rosen N., Phys. Rev. **47**, 777 (1935)
3. Vidal G., Werner R.F., Phys. Rev. A **65**, 032314 (2002)
4. Yamamoto K. et. al., Phys. Rev. A 81, 033849 (2010)
5. Advanced LIGO project webpage, http://www.advancedligo.mit.edu/

ИЗМЕРЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ СИЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОБНЫХ ТЕЛ ИЗ ПЛАВЛЕНОГО КВАРЦА С ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО АКТЮАТОРА

Копцов Д.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В лазерно-интерферометрическом гравитационно-волновом детекторе Advanced LIGO [1] для позиционирования пробных масс планируется использование электростатического актюатора [2]. Сила взаимодействия пробной массы и актюатора имеет флуктуационную составляющую [3], которая может ограничивать чувствительность Advanced LIGO. Эта флуктуационная составляющая связана с изменением величины суммарного заряда на пробной массе, а также с шумом диэлектрической поляризации пробной массы, который имеет как тепловую, так и нетепловую составляющую.

Цель настоящего исследования – изучение флуктуаций электрических сил взаимодействия образца из плавленого кварца и расположенной рядом с ним модели актюатора, а также получение количественных оценок спектральной плотности этих сил. Это позволит сделать вывод о том, на каком уровне исследуемый механизм флуктуаций ограничивает чувствительность гравитационно-волнового детектора Advanced LIGO.

В основе экспериментальной установки лежит крутильный маятник, изготовленный из плавленого кварца (рис. 1). Тело маятника является моделью пробной массы в плече гравитационно-волнового детектора. Частота крутильной моды маятника $f_0 = 63$ Гц лежит в рабочей полосе частот детектора Advanced LIGO.

Спектральная плотность минимального момента сил M, который можно измерить при помощи данной системы на частоте ω, в соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой определяется следующей формулой: $S_M = 4kT\dfrac{I\omega}{Q}$, где I — момент инерции маятника, Q — его добротность, Соответственно, для уменьшения S_M необходимо увеличивать добротность маятника и уменьшать его размеры и массу. Тело маятника представляет собой пластину из плавленого кварца размером $2.5\times1\times0.2\,см^3$ и массой $m\approx1$ г. Для достижения максимальной добротности рама и нити также были изготовлены из плавленого кварца и приварены друг к другу так, чтобы маятник представлял собой монолитную конструкцию. Добротность такого маятника в вакууме составляет $\sim10^6$.

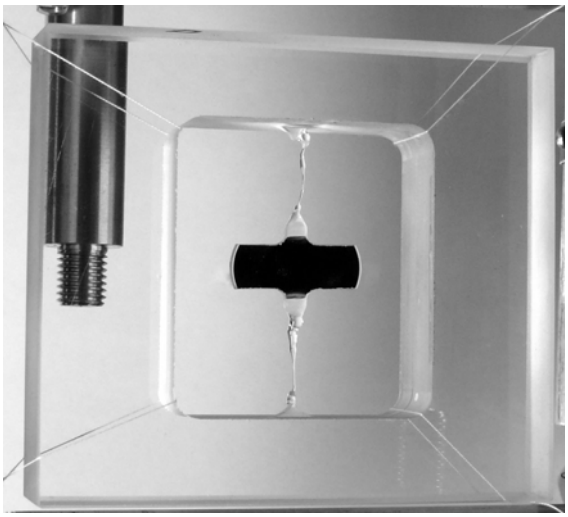


Рис. 1. Крутильный маятник из плавленого кварца

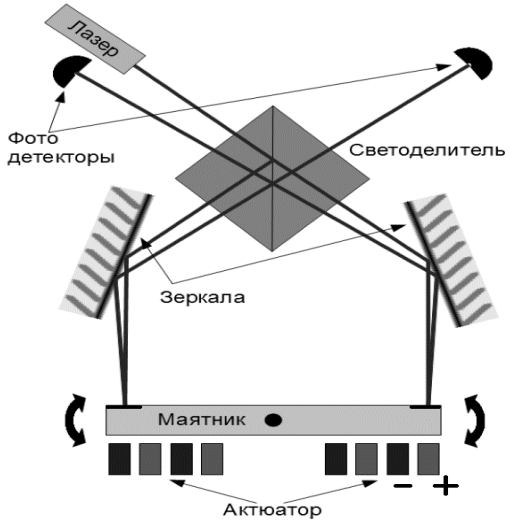


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки

Моделью электростатического актюатора в данной установке является гребенка электродов, расположенная на расстоянии 1 мм от поверхности маятника. Для того чтобы колебания маятника можно было регистрировать при помощи оптической системы, одна из поверхностей маятника сделана зеркальной.

Оптическая система регистрации представляет собой интерферометр Майкельсона, в плечах которого находятся противоположные концы отражающей поверхности маятника (см. рис. 2). Такая конфигурация делает оптическую систему нечувствительной к посту-

пательным смещениям маятника, что позволяет минимизировать влияние сейсмических возбуждений, а также влияние флуктуаций напряжения, подаваемого на актюатор.

Поворот маятника вызывает расстройку интерферометра и, соответственно, изменение сигналов на фотодетекторах. В эксперименте измерялась величина ξ – разность сигналов, нормированная на их сумму, которая при малой амплитуде колебаний прямо пропорциональна углу поворота маятника. Эта величина удобна тем, что она позволяет минимизировать влияние флуктуаций интенсивности лазерного излучения. Таким образом, спектральную плотность флуктуационной силы можно получить, измеряя спектральную плотность ξ. Достигнутая чувствительность оптической системы составляет

$$S_\theta \approx \left(10^{-10}\ рад/\sqrt{Гц}\right)^2.$$

По результатам исследований, проведенных на воздухе, установлено, что в результате длительного приложения электростатического поля, создаваемого электродами актюатора, на маятнике накапливается распределение зарядов, которое релаксирует после отключения поля. Также показано, что при подаче на электроды напряжений в диапазоне $V = 0 \div 1000$ В и вне зависимости от наличия или отсутствия распределения зарядов на маятнике, спектральная плотность флуктуационной силы взаимодействия тела маятника и электростатического актюатора на резонансной частоте маятника не превышает

$$S_F < 5 \times 10^{-23}\ Н^2/Гц$$

Это ограничение связано в основном с сейсмическими возмущениями, действующими на маятник. В дальнейшем, после помещения установки в вакуум, что необходимо в первую очередь для увеличения добротности маятника, также будет установлена система анти-сейсмической защиты, что позволит уточнить данную оценку.

E–mail: phys-osc2009@yandex.ru

Литература

1. Abbott B P et al. LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory // Rep. Prog. Phys., **Vol. 72**(2009), Iss. 7, 076901

2. Gregory M. Harry. Advanced LIGO: The next generation of gravitational wave detectors // Class. Quantum Grav. **Vol 27**(2010), 084006

3. Prokhorov L.G. and Mitrofanov V.P.. Space charge polarization in fused silica test masses of a gravitational wave detector associated with an electrostatic drive // Class. Quantum Grav. **Vol. 27**(2010), 225014

АДАПТИВНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

Коробко М.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В современных прецизионных экспериментах с квантовыми оптомеханическими системами, в частности, в лазерных детекторах гравитационных волн, используются лишь линейные стационарные измерения, как наиболее простые в практической реализации (под линейными имеются в виду измерения координаты, импульса либо их линейных комбинаций, под стационарными — измерения с постоянной во времени точностью). Известно, что в таких измерениях, в силу соотношения неопределенностей Гейзенберга, энергия и фаза гармонического осциллятора могут быть восстановлены только с некоторой ограниченной точностью, которая соответствует когерентному квантовому состоянию и известна под названием Стандартный Квантовый Предел (Standard Quantum Limit, SQL) [3].

Альтернативой является использование так называемых квантовых невозмущающих измерений (quantum non-demolition, QND) [1], точность которых может быть фактически неограниченной. Однако для механических осцилляторов на настоящий момент не было предложено ни одной практически реализуемой схемы QND измерения фазы или энергии.

Мы предлагаем использовать взамен линейные, но нестационарные адаптивные измерения[2], то есть измерения, в которых координаты либо импульс измеряются с точностью, которая изменяется во времени некоторым оптимальным образом, и, в частности, зависит от результатов, полученных в предыдущие моменты времени.

В данной работе мы исследуем простейший случай адаптивной последовательности двух дискретных линейных измерений. Мы показываем, что предельная точность измерения амплитуды и фазы гармонического осциллятора в такой процедуре не ограничивается Стандартным Квантовым Пределом и, в принципе, может быть сколь угодно велика.

E-mail: korobko@physics.msu.ru

Литература

1. Брагинский В.Б., Воронцов Ю.И., Халили Ф.Я., “Квантовые особенности пондеромоторного измерителя электромагнитной энергии”, ЖЭТФ,т.73 (1977) 1340-1343.

2. Braginsky V.B., Khalili F.Ya., Phase measurement of a quantum oscillator, Physics Letters A, 175, 85-88 (1993).

3. .Braginsky V.B, Khalili F.Ya., Quantum Measurement, Cambridge University Press, 1992.

ИЗУЧЕНИЕ ТРАНСФОРМАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ДВУХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД

Корчагин Я.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время эффект акустооптического (АО) взаимодействия широко используется для решения задач лазерной физики, оптоэлектроники и радиофизики. АО устройства создаются на базе акустооптической ячейки. Она представляет собой образец из прозрачного кристалла, в котором с помощью пьезоэлектрического преобразователя возбуждаются акустические волны. Для расчета основных характеристик АО ячейки необходимо знать параметры акустической волны. В частности, для выбранного направления, нужно знать скорость, поляризацию, групповую скорость и число распространяющихся волн [1]. Пьезопреобразователи в АО устройствах создаются, как правило, на основе кристалла ниобата лития $LiNbO_3$, а в качестве звукопровода в подавляющем большинстве АО приборов используется кристалл парателлурита TeO_2. Поэтому особый интерес представляет исследование того, каким образом в кристалле парателлурита возбуждаются упругие волны, если для их возбуждения используется преобразователь из ниобата лития. Указанная пара кристаллов является предметом исследования настоящей работы.

Как было отмечено, звуковые волны в парателурите возбуждаются посредством преобразователя. На пьезоматериал нанесены два металлических электрода. Электрическое поле сигнала, приложенное к электродам, вызывает колебания пьезокристалла. Вследствие вибраций преобразователя в звукопроводе возбуждаются акустические волны. Зная характеристики и срез пьезокристалла, можно определить какая акустическая волна возбуждается - направления ее фазовой и групповой скоростей и поляризацию. Волна, возбужденная в ниобате лития, падает на границу пьезоматериал-звукопровод и преломляется. Важно отметить, что после преломления одна волна, распространявшаяся в ниобате лития, может породить до трех различных волн в парателлурите. Знание характеристик преломленных волн необходимо учитывать при расчете АО устройства на их основе. Таким образом, в акустооптике возникает задача изучения трансформации волн на границе двух анизотропных сред, в частности между кристаллами ниобата лития и парателлурита.

Для кристаллов парателлурита и ниобата лития хорошо известны упругие модули и пьезоэлектричесие константы. Зная константы, можно определить скорости и поляризации волн в интересующих направлениях и построить сечения поверхностей медленности в произвольных плоскостях [2]. Используя условие равенства тангенциальных компонент волновых векторов падающей, отраженной и преломленной волн, а также сечения поверхностей мед-

ленности парателлурита и ниобата лития в плоскости падения звука можно определить возможные направления, скорости и поляризации преломленных и отраженных волн.

По итогам данной работы написана компьютерная программа, позволяющая строить поверхности медленности для парателлурита и ниобата лития. Используя значения фазовых и групповых скоростей для различных направлений в ниобате лития и парателлурита были определены направления преломленных волн в кристалле парателлурита и отраженных волн в кристалле ниобата лития. Построены зависимости углов преломления от угла падения волны в ниобате лития. Данные зависимости позволяют предсказать, каким образом будут возбуждаться волны в парателлурите. Знание направления распространения волны в парателлурите позволяет предсказать, как будут вести себя упругие волны в том или ином акустооптическом устройстве.

E-mail: yaroslav_m_k@yahoo.com

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.

2. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Круглов М.С.

Дальневосточный государственный гуманитарный университет, Хабаровск, Россия

Актуальность изучения ВЧ разряда обусловлена расширяющимся кругом его практических применений, включая нанотехнологии. В связи с тем, что современное ВЧ оборудование, как правило, работает на фиксированной частоте 13,56 МГц, зависимость физических свойств и параметров плазмы данного разряда от частоты ВЧ поля остается малоизученной. Между тем, для оптимизации функционирования промышленных ВЧ систем этот вопрос является весьма существенным.

В настоящей работе экспериментально изучался емкостной ВЧ разряд (ЕВЧР) с внешними электродами в неоне при давлении 0,5 Торр в диапазоне частот (1-13) МГц в стеклянных разрядных трубках диаметром (4-8) см и длиной (12-15) см.

В процессе работы исследовалась зависимость вольт-амперных характеристик (ВАХ) ЕВЧР, параметров газоразрядной плазмы – концентрации n_e и температуры T_e электронов и процесса формирования приэлектродных плазмоидов с высокоинтенсивным свечением от частоты ВЧ поля для различных конфигураций разрядного промежутка – диаметра и длины трубок, а также – площадей газоразрядных электродов.

Среди полученных экспериментальных результатов наибольший интерес представляют следующие:

1) обнаруженное аномальное поведение ВАХ ЕВЧР на отдельных частотах поля, зависящих от диаметра трубки;

2) установленная сложная внутренняя пространственная структура свечения приэлектродных плазмоидов.

Проведенные измерения параметров плазмы двойным зондом Ленгмюра показали необходимость учета определенных методических особенностей в условиях исследованного разряда.

Объяснение полученных данных эксперимента производится с учетом двух физических факторов, поддерживающих исследуемый ЕВЧР: ВЧ поля в разрядном промежутке и электронных пучков, формируемых в приэлектродных слоях пространственного заряда [1, 2]. Упомянутые пучки имеют импульсный характер и существуют в тече-

ние времени $\tau_в \approx \frac{1}{\omega}$, где ω- частота ВЧ поля. Частотная зависимость вклада ВЧ поля и электронных пучков в поддержание ЕВЧР, таким образом, будет различна.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что для каждых конкретных условий эксперимента существует определенная частота ВЧ поля, дающая возможность получить оптимальные параметры газоразрядной плазмы.

E-mail: kruglov_maxim@mail.ru

Литература

1. Кузовников А.А., Савинов В.П. О влиянии собственных стационарных электрических полей на свойства ВЧ разряда // Радиотехника и электроника, т. 18, № 4, с. 816, 1973.

2. Ковалевский В.Л., Савинов В.П. Экспериментальное обоснование модели механизма емкостного ВЧ разряда // Физика плазмы, т. 20, № 3, с. 322, 1994.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ТОПОЛОГИЙ ЭЛЕКТРОДОВ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА–ЗАНДЕРА

Мамыкин А.Д.

Пермский государственный национальный исследовательский университет, физический факультет, Пермь, Россия

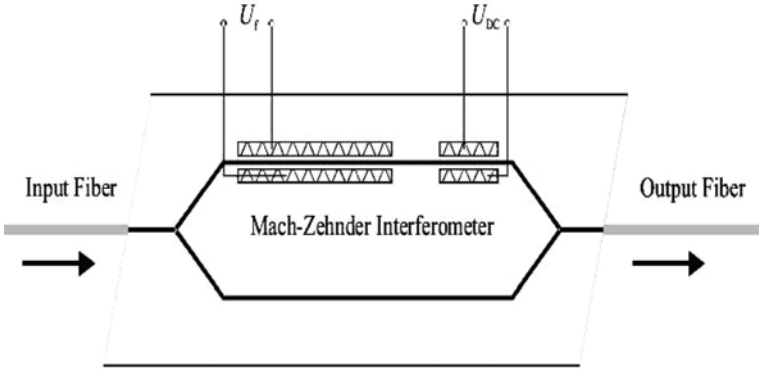
Интегральная оптика – наука, которая занимается исследованием, разработкой и производством миниатюрных электрооптических систем.

Такие системы осуществляют преобразование и передачу световых сигналов, подобно электрическим сигналам в интегральных схемах. Сама идея интегральной оптики появилась как аналог технологии электронных интегральных схем. Одним из базовых элементов интегральной оптики являются электрооптические модуляторы.

Интерферометр Маха–Зандера является интегрально-оптическим устройством, осуществляющим амплитудную модуляцию светового сигнала с помощью изменения оптической длины пути при приложении к одному или обоим плечам интерферометра управляющего высокочастотного поля (электрооптический эффект). В качестве основы для создания ИМЗ обычно используются пластины монокристаллического ниобата лития $LiNbO_3$.

В настоящее время в качестве проводника высокочастотного поля в интегральной оптике используется микрополосковая линия передачи. В частности её разновидность – компланарный волновод. Использование компланарных волноводов в СВЧ-устройствах повышает гибкость конструирования, упрощает исполнение при реализации некоторых функций устройств. Важным достоинством этих линий является возможность простого монтажа пассивных и активных компонентов последовательно или параллельно с линией. Также значительным качеством микрополосковых линий в общем и компланарного волновода в частности является их хорошая совместимость с интегрально-оптическими модуляторами.

Целью нашей научной работы было исследование микрополосковых линий передач, таких как компланарный волновод, двойной компланарный волновод и щелевая линия, на предмет возможности их использования в электрооптическом модуляторе.



Исследование указанных топологий проводилось путем моделирования в программе, предложенной Пермской Научно-Производственной При-

боростроительной Компанией. Создавалась трехмерная модель, включающая в себя подложку ($LiNbO_3$), буферный слой (SiO_2) и электроды (Au), указывались источник и приемник электромагнитного поля (т.н. порты). Расчёт производился самой программой во временной области. В одном из портов генерировался волновой пакет, и рассчитывалась его эволюция во времени. При этом использовался математический метод конечных элементов.

Самыми наглядными и принципиальными результатами были графики зависимости S-параметров от частоты. S-параметры — элементы матрицы рассеяния многополюсника, описывающего СВЧ-устройство. Из данный матрицы рассчитывались коэффициенты S_{11} и S_{21}, которые являлись предметом нашего интереса.

Коэффициент S_{11} характеризует отражение посланного в структуру микроволнового излучения, а S_{21} коэффициент – долю излучения прошедшего к выходному порту.

По полученным графикам определялись диапазоны частот, на которых полосковая линия передает электромагнитное излучение наиболее эффективно.

Если такая линия передачи используется в электрооптическом модуляторе, то общепринятым условием его работы в заданной полосе частот является выполнение неравенства: S_{21}-S_{11} > 10 ДБ.

Из всех возможных вариантов подведения модулирующего поля к световодам, самым простым является компланарная линия. Для нее были определены оптимальные размеры ширины сигнального электрода и зазоров между электродами. Также была исследована зависимость S-параметров от длины линии, высоты электродов и вида материала электродов.

Исследование компланарной линии показало:

Чем длиннее линия, тем больше полос “рабочих” частот, но тем они уже;

Наиболее предпочтительно использовать высокие электроды – в этом случае компланарная линия является лучшим проводником электромагнитного излучения;

При данных геометрических параметрах, материал электродов незначительно влияет на графики S-параметров, а значит и на распространение СВЧ-излучения.

Двойная или разветвляющаяся компланарная линия на данный момент является наиболее перспективным вариантом топологии для электрооптических модуляторов. Перспективность обусловлена высокой степенью симметричности данной топологии, а так же тем, что оптические волноводы в подложке ниобата лития дублируют ход электродов на поверхности. В результате этого достигается высокая степень модуляции, что позволяет либо снизить управляющее напряжение, либо уменьшить длину электродов, тем самым расширив «рабочую» полосу частот.

Исследование двойной компланарной линии показало, что её можно использовать в широкополосных электрооптических модуляторах типа Маха-Зандера. Определяющими геометрическими параметрами для такого модулятора будут высота электродов и длина рабочей зоны. Причем увеличение указанной длины приведёт к увеличению числа резонансных пиков графика S11-параметра, что не скажется на работе модулятора в целом. Высота же электродов должна быть по возможности большей – порядка 15 мкм.

Основной задачей при исследовании щелевой линии было определение её пригодности к использованию в электрооптическом модуляторе. Для этого были построены графики S-параметров, а также графики электрического поля в сечении линии.

Результатом исследования щелевой линии стали следующие выводы:

Распределение электрического поля в щелевой линии позволяет создать на её основе либо однотактный модулятор на X-срезе, либо двухтактный на Z-срезе;

Щелевая линия имеет подходящее для стыковки с коаксиальным волноводом характеристическое сопротивление – 46,36 Ом;

Использование щелевой линии в качестве электродов электрооптического модулятора позволит создавать широкополосные модуляторы для работы на частотах до 30 ГГц и узкополосные на еще более высоких частотах;

Геометрические параметры можно менять в небольших пределах, при этом картина S-параметров изменится не сильно.

На основании полученных результатов была составлена сравнительная таблица для исследуемых топологий электродов. Наиболее перспективной для использования в электрооп-

тическом модуляторе топологией была признана двойная компланарная линия. Несмотря на явные преимущества щелевой линии - широкополосность и простоту изготовления, она остается открытой линией, а потому пока не внедряется в производство.

E–mail: an.mamykin@yandex.ru

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР ДЛЯ АКТИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД ЛАЗЕРА

Мельников А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Явление дифракции света на акустических волнах (акустооптическое взаимодействие) относится к числу основных эффектов, используемых для управления оптическим излучением и оптической обработки информации [1]. Такие приборы акустооптики как модуляторы, дефлекторы и фильтры широко применяются не только в физических исследованиях, но также и в других областях знаний: экологии, медицине военном деле и т.д.

Одним из важных применений акустооптических модуляторов является управление режимом генерации в лазерах, в частности, получение режима синхронизации мод путем их активной синхронизации. Этот режим реализуется следующим образом. Генерация начинается на одной моде, а затем, в результате межмодового взаимодействия, генерация возбуждается и на других модах с необходимой разностью фаз, в результате чего все моды становятся жёстко связанными. Таким образом, получается последовательность коротких импульсов лазерного излучения.

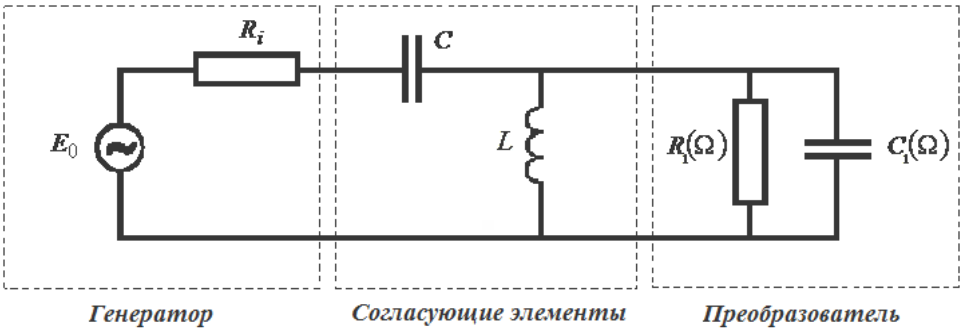
Взаимодействие мод обеспечивается акустооптическим модулятором, располагаемым в резонаторе лазера. Обычно такой модулятор работает в режиме стоячих акустических волн, возбуждаемых излучателем ультразвука – пьезоэлектрическим преобразователем. Ячейка модулятора представляет собой акустический резонатор, возбуждаемый на достаточно высокой моде с частотой f. Дважды за период колебаний T = 1/f деформация в акустическом поле достигает максимума и дважды за период – нуля. Поэтому воздействие модулятора на лазерную генерацию происходит с частотой 2f. Режим синхронизации мод возникает, когда частота 2f совпадает с частотой межмодовых биений $\Delta\nu = c/2L$, где c – скорость света, а L – длина резонатора лазера.

Основная технологическая проблема при изготовлении модулятора состоит в необходимости точной подгонки частоты f. Обычно это делается при помощи многократной шлифовки и полировки высокодобротного акустического резонатора. Но остается другая проблема: в процессе работы модулятора происходит его нагревание и смещение за счет этого резонансной частоты. Подстроить систему путем изменения частоты управляющего сигнала нельзя, поскольку в этом случае мы выйдем из узкой полосы синхронизации.

При реализации режима активной акустооптической синхронизации мод был обнаружен следующий эффект. Оказалось, что варьируя параметры согласующих элементов, включаемых между ВЧ генератором и пьезопреобразователем, можно было менять резонансные свойства акустооптической ячейки, которые, на первый взгляд, определяются только геометрическими размерами акустооптического элемента. Этот эффект, несомненно, является положительным при использовании модулятора в режиме активной синхронизации мод, так как становится возможным подстройка частоты высокодобротного акустического резонатора к частоте синхронизации.

Целью настоящего исследования явилось теоретическое изучение экспериментально обнаруженного эффекта: расчет характеристик акустооптического синхронизатора мод, включающего ВЧ генератор, акустооптическую ячейку и систему согласования, а также объяснение эффекта сдвига резонансной частоты модулятора при перестройке согласующих элементов.

С электрической точки зрения пьезопреобразователь акустооптической ячейки может быть представлен в виде эквивалентной схемы с параллельно включёнными сопротивлением R_1 и ёмкостью C_1, зависящими от частоты $\Omega = 2\pi f$ по сложным законам.



Используя приведённую выше модельную схему, в работе было проведено теоретическое исследование работы акустооптического модулятора, предназначенного для активной синхронизации мод лазера. Основные результаты работы заключаются в следующем:

Получены выражения для основных электрических характеристик пластинчатого пьезопреобразователя. Показано, что эквивалентные электрические параметры преобразователя R_1 и C_1 находятся в сложной зависимости от частоты.

Рассчитана структура акустического поля, возбуждаемого в акустооптической ячейке. Установлено, что возбуждаемый акустический пучок имеет амплитудную и фазовую структуру, которая меняется при изменении как частоты ультразвука, так и согласующей индуктивности L. Для рассмотренной схемы согласования изменение согласующей емкости C не сказывается на амплитудных и фазовых характеристиках преобразователя.

Получен результат, позволяющий объяснить экспериментально наблюдающийся эффект перестройки собственной частоты акустического резонатора с помощью системы согласования преобразователя с ВЧ генератором. При изменении параметров системы согласования меняется фаза акустической волны на границе акустического резонатора с пьезопреобразователем, что эквивалентно изменению длины резонатора. Вследствие этого меняется и собственная частота резонатора.

E-mail: korolev-stolitsa@mail.ru

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ МАКСИМУМОВ МОДУЛЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КВАЗИРЕЗОНАТОРАХ

Полетаев Д.А.

Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

Повсеместным спутником современного человека является мобильный телефон GSM-диапазона, являющийся источником электромагнитных волн. Функционирование сети мобильной связи обеспечивается за счет наличия сети базовых станций. Величина излучения базовых станций на порядок больше, чем излучение мобильного телефона [1]. Влияние электромагнитного излучения на биологические организмы полностью не исследовано, однако исследователи выделяют несколько механизмов его действия: химическое – ионизация молекул, тепловое – разогрев тканей, находящихся под влиянием излучения, информационное [2]. Кроме того, повышенная концентрация электромагнитных волн может приводить к разогреву объектов памятников культуры, жилых зданий, что в комплексе с другими факторами, приводит к их скорейшему разрушению.

Из общих физических представлений известно, что электромагнитное излучение поглощается проводящими средами. Кроме того, сами проводящие поверхности формируют

в пространстве квазирезонаторы электромагнитных волн, со всеми присущими им свойствами [3]. Здесь под квазирезонатором понимается некоторый объем, ограниченный проводящими поверхностями, линейные размеры которого много больше длины волны электромагнитного колебания. Например, в качестве такого объекта может выступать кузов автомобиля, пространство между домами, ограниченное железобетонными плитами. В объеме указанных объектов могут формироваться локальные участки с большими, по сравнению со свободным пространством, значениями модуля напряженности электрического поля. Причем рост напряженности пропорционален добротности квазирезонатора.

Целью работы является анализ возможности формирования локальных максимумов напряженности электрического поля в объеме, ограниченном проводящими поверхностями и выявление их особенностей.

Метод анализа базируются на общей теории электромагнитного поля и аппарате математической физики, в частности, методе конечных элементов [4].

Рассмотрим замкнутую проводящую структуру с размерами: высота 2 м, ширина 2 м, длина 3,5 м (размеры средней легковой машины). Проводимость стенок составляет 10^7 См/м – проводимость железа. Проанализируем сначала существующие собственные резонансные частоты данной структуры.

В основе математического описания электромагнитного поля в квазирезонаторных структурах лежат уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями [4]. Наиболее рационально решать данные уравнения с использованием метода конечных элементов. В ходе численного расчета, пространство модели разбивается на тетраэдры, решаются уравнения Максвелла, с учетом заданных граничных условий [4].

Результаты расчета позволяют сделать вывод о том, что описанная структура представляет собой квазирезонатор, резонансные частоты которого соответствуют частотам мобильной связи GSM-диапазона: 900 и 1800 МГц.

При добавлении в данную модель структуры с электрофизическими параметрами, соответствующим параметрам тела человека средней комплекции, резонансная частота несколько изменяется, однако значения по-прежнему находятся вблизи частот мобильных сетей GSM-диапазона.

Для расчета квазирезонатора в режиме вынужденных колебаний, в модель дополнительно вводится источник электромагнитной волны, с частотами 900 и 1800 МГц, мощностью 1 Вт, нагруженный на соответствующий длине волны четвертьволновый вибратор. Источник расположен строго по центру описанной выше структуры. Модель тела человека отсутствует.

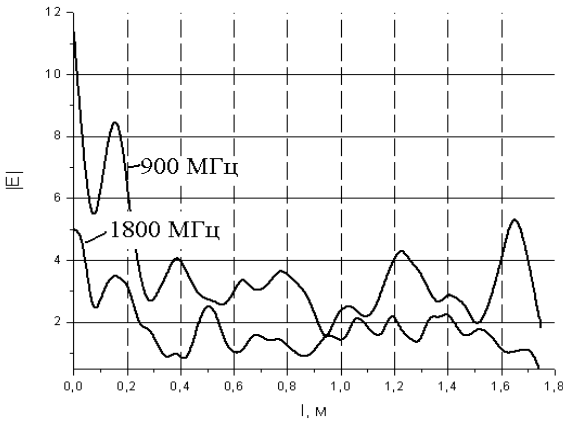


Рис.1. Распределение модуля напряженности электрического поля

На рис.1 приведены графики модуля напряженности электрического поля на линии, соединяющей четвертьволновый вибратор с центром меньшей стороны параллелепипеда указанных выше размеров. Значения модуля напряженности нормировано на значение напряженности электрического поля вблизи четвертьволнового вибратора для каждой из частот. Из графиков явно видно значительное увеличение амплитуды электрического поля, особенно для частоты 900 МГц – до 12 раз! Это связано с меньшими потерями в стенках за счет большей величины скин-слоя.

На рис.1 также прослеживается интерференционных характер распределения модуля напряженности электрического поля. Следует отметить, что на графиках имеются ряд паразитных всплесков, обусловленных погрешностью расчета. Действительно, для построения адекватной численной модели, требуется, чтобы величина элементарной ячейки разбиения составляла минимум третью часть от длины волны. Однако при указанных размерах структуры, выполнение данного условия проблематично на стационарном компьютере, ввиду не-

обходимости значительного объема оперативной памяти. В дальнейшем предполагается существенно уточнить результаты моделирования за счет использования кластерных систем.

Проведенное численное исследование показало, что в замкнутых проводящих структурах присутствует возможность формирования локальных максимумов напряженности электрического поля. Установлено, что величина максимумов превосходит аналогичные значения напряженности электрического поля вне проводящей структуры в 12 раз. Это подтверждает необходимость продолжать исследования в данном направлении.

E-mail: dm1try@tnu.in.ua

Литература

Hara S., Prasad R. Multicarrier Techniques for 4G Mobile Communications. – New York: Artech House, 2003. – 268 p.

Chen L., Ong C., Neo C. and other. Microwave Electronics Measurement and Materials Characterization. – New York: John Wiley & Sons, 2004. – 537 p.

Кураев А.А., Попкова Т.Л., Синицын А.К. Электродинамика и распространение радиоволн.– Мн.: Бестпринт, 2004. – 358 с.

Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ. – М.: Высш. шк., 1990. – 335 с.

АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩЕЙ УСТОЙЧИВУЮ ОПТИЧЕСКУЮ ЖЕСТКОСТЬ

Рахубовский А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Мы приводим анализ чувствительности интерферометрической гравитационно-волновой антенны с устойчивой оптической жесткостью, создаваемой двумя независимыми накачками. Мы исследуем режим, когда три собственные частоты (корня характеристического уравнения) получающейся оптико-механической системы оказываются близки, и показываем, что использование такого режима позволяет расширить полосу частот, в которой чувствительность антенны превосходит Стандартный Квантовый Предел (СКП) по сравнению с ранее рассматривавшимися режимами. Мы также учитываем оптические потери в зеркалах антенны и демонстрируем, что они не вносят значительного ухудшения в систему. Исследуемый режим мы применяем к будущей гравитационно-волновой антенне “Телескоп Эйнштейна” (“Einstein Telescope”).

E-mail: rkh@hbar.phys.msu.ru

Литература

1. Брагинский В. Б., ЖЭТФ, 26, 831, (1968)
2. Punturo M. et al., Classical and Quantum Gravity, 27, 084007, (2010).

ДИАГНОСТИКА ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И УСТАНОВОК

Филина О.А.

Казанский государственный энергетический университет, Казань, Республика Татарстан, Россия

В настоящее время ведутся работы по обеспечению высокой надёжности ГТД авиационного и наземного применения, их безопасной эксплуатации, разрабатываются методики контроля и диагностирования технического состояния двигателей, требования к наземным и бортовым системам контроля и диагностики.

Параметрическая диагностика авиационных двигателей основывается на алгоритмах наземной обработки полётной информации, обеспечивающие:

контроль достоверности полётной информации

контроль достоверности сообщений об отказах и неисправностях двигателя и его систем, регистрируемых бортовой системой регистрации

определение показателей наработки двигателя

контроль параметров двигателя на запуске

контроль параметров газовоздушного тракта

контроль параметров маслосистемы

контроль работы автоматики

контроль работы реверсивного устройства

контроль вибросостояния двигателя

Система, построенная на основе этих алгоритмов, осуществляет непрерывный мониторинг технического состояния парка двигателей авиапредприятия, что позволяет существенно сократить затраты на эксплуатацию и техническое обслуживание двигателей, а также повысить безопасность полётов.

Также разработано программное обеспечение, позволяющее быстро и качественно проверять, отрабатывать и совершенствовать уже существующие алгоритмы и существенно упрощающее создание новых алгоритмов контроля и диагностики технического состояния двигателя, с учётом ранее накопленной информации, хранимой в базах данных.

Параметрическая диагностика ГТУ наземного применения уделяет большое внимание обеспечению надежной, безопасной, высокоэффективной работы разрабатываемых газотурбинных силовых установок. Помимо тщательной конструктивной проработки это обеспечивается применением систем защиты, систем оперативного контроля и автоматизированных систем диагностирования ГТУ.

В настоящий момент уделяется много времени разработке методов диагностирования технического состояния газотурбинных двигателей по продуктам износа деталей, омываемых маслом, в создании методик поиска и устранения неисправностей при повышенном содержании продуктов износа и стружки в масле.

Основными инструментами трибодиагностики являются спектральный и феррографический анализы.

Спектральный анализ проб масла позволяет определять концентрацию продуктов износа в маслосистеме, изменяющуюся в зависимости от степени износа. Существуют специальные программы, позволяющие при помощи того же оборудования определять марку материала стружки, что существенно повышает достоверность определения источника дефекта.

Феррографический анализ проб масла позволяет определять размер частиц износа и характер износа.

Для анализа проб масла составлены атласы частиц износа и разработаны методики выявления неисправностей узлов двигателей.

E-mail: olga_yuminova83@mail.ru

Литература

1. Манушин Э.А. Газовые турбины. Проблемы и перспективы. М.: 2007
2. Моторин А.В. Паровые турбины. Т. 1,2. 2004
3. Бойко Паротурбинные энергетические установки ТЭС (справочное пособие) 2006
4. Латыпов Р.Ш. Вопросы рациональной эксплуатации газотурбинных установок. Уфа 2000 г

НОВЫЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ УРАВНЕНИЯ КРИСТОФФЕЛЯ В ЗАДАЧАХ ОБЪЁМНОЙ КРИСТАЛЛОАКУСТИКИ

Чекалина В.А., Трушин А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Акустооптика - это раздел физики, изучающий взаимодействие проходящего через кристалл пучка света с акустическим звуковым столбом. В настоящее время одним из самых распространённых способов возбуждения ультразвука в объеме кристалла является использование пьезопреобразователя, находящегося на одной из поверхностей

акустооптического кристалла. Дифракция света происходит на локальных изменениях плотности, вызванных сжатием - растяжением тела. В первую очередь влияние на проходящий луч определяется компонентами тензора деформации, возникающей при распространении акустической волны в среде. Пространственное распределение акустической энергии в кристалле оказывает сильное влияние на характеристики акустооптических устройств, поэтому проблема расчёта параметров акустической волны представляет научный и практический интерес. Например, при изготовлении таких устройств обработки информации, как модуляторов, дефлекторов и фильтров [1]. На пространственное распределение акустической энергии влияют процессы возбуждения звуковых волн, их распространения в кристаллической среде и отражения от границ кристалла. Поэтому решение подобных задач является актуальной проблемой акустооптики.

Расчет основных параметров упругих волн обычно производится с помощью уравнения Кристоффеля. Традиционным является подход, в котором задаётся вектор волновой нормали $\vec{n}$, затем для пробного решения $\vec{U} = A \cdot \vec{q} \cdot \exp\{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)\}$ находится матрица Кристоффеля. Для этой матрицы составляется характеристическое уравнение относительно переменной, зависящей от скорости: $\det(\vec{\Gamma}_{ij} - \rho\upsilon^2 \delta_{ij}) = 0$, где $\Gamma_{ik} = C_{ijkl} \cdot n_j \cdot n_k$ - тензор Кристоффеля. Решения этого уравнения позволяют найти скорости трёх волн с различными поляризациями, распространяющихся в данном направлении [2,4]. Однако можно использовать и другой подход. В методе, предложенном Дж. Фарнеллом [3], пробное решение ищется в виде $\vec{u} = A \cdot \vec{q} \cdot \exp\{i\omega(\vec{s}\vec{x} - t)\}$. Учитывая, что вектор медленности определяется выражением $\vec{S} = \vec{n} \cdot (1/\nu),$ характеристическое уравнение приводится к виду $\det(C_{ijkl} S_j S_l - \delta_{ik} \rho) = 0$ и рассматривается как уравнение 6-ой степени относительно третьей проекции вектора медленности. В настоящее время разработаны эффективные алгоритмы нахождения корней многочлена, что обеспечивает высокую скорость и точность данной методики расчёта. Кроме того, используемый подход позволяет рассчитывать характеристики неоднородных волн, что принципиально важно при исчерпывающем анализе отражения волн от границы кристалла.

В данной работе проводится сравнение результатов, полученных при использовании выше указанных методов анализа, и сравнение эффективности этих двух подходов. Для указанных целей была реализована программа на языке С++. Полученные численные данные были визуализированы в виде двумерных и трёхмерных графиков. Показано, что результаты расчётов, выполненных по двум методикам, совпадают, при этом графики для медленности в исследуемом материале (парателлурите) соответствуют известным данным [4]. В заключение следует отметить, что предлагаемый новый метод расчёта оказывается более простым и охватывает более широкий спектр задач кристаллоакустики.

E-mail: vicusya17@mail.ru, e-mail: a.trushin@physics.msu.ru

Литература

1. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь.1985.

2. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твёрдых телах. М.: Наука. 1982.

3. Фарнелл Дж. Свойства упругих поверхностных волн // в кн.: Физическая акустика / Под ред. Мэзона У. и Терстона Р., пер. с англ. т. 6. М.:Мир. 1973.

4. Auld B.A. Acoustic Fields and Waves in Solids. v. 1. N. Y.: Wiley. 1990.

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ШУМОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОЦЕНКУ ПАРАМЕТРОВ И СОСТОЯНИЙ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ

Астахов О.В.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Исследование автоколебательных систем является важной задачей радиофизики и теории колебаний. Одним из актуальных направлений данных исследований является

оценка параметров и состояний системы по временным рядам. Зачастую данная задача существенно осложняется при наличии шумового воздействия. Последнее можно разделить на две составляющие. Первая – динамический шум, т.е. шум, влияющий на динамику исследуемой системы. Вторая – шум наблюдений, обусловленный как несовершенством измерительной техники, так и «помехами» от внешних систем. Существенным препятствием для решения многих задач анализа сигналов по временным рядам является не столько «динамический» («внутренний») шум, сколько шум наблюдений, искажающий получаемые данные об исследуемой динамике [1]. Без учёта влияния последнего оценки интересующих исследователя величин и проверка тех или иных гипотез могут дать ошибочные результаты. Существуют различные способы учета стационарного шума наблюдений при оценке параметров и состояний по временному ряду [1,2]. Однако в случае нестационарности шума наблюдений они могут быть далеко не лучшими. Исследование возможностей учета нестационарности шумов при оценке состояний и параметров систем является предметом данной работы.

В качестве объекта исследований была выбрана модель ФитцХью-Нагумо. Проводилась оценка параметров и скрытых состояний систем при различных режимах её функционирования по временным рядам, в присутствии нестационарного шума наблюдений с различными характеристиками с помощью методов, основанных на оптимальной фильтрации Калмана (unscented Kalman filter [2]). Рассчитывались средние квадраты ошибки оценок в зависимости от различных параметров исходной системы и от пробных значений, заложенных в фильтр Калмана. Показано, что корректный учёт нестационарности позволяет уменьшить среднеквадратичную ошибку оценки параметра приблизительно в 1.5 – 2 раза, по сравнению со случаями, в которых нестационарный характер шума не принимался во внимание. Выявлены случаи, при которых некорректный учёт нестационарности даёт значительно большую ошибку оценки параметра, нежели корректный.

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. в.н.с. Д.А. Смирнову и д.ф.-м.н. профессору Б.П. Безручко за помощь в работе и полезное обсуждение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программы У.М.Н.И.К.

E-mail: AstakhovOV@gmail.com

Литература

1. Julier S., Uhlmann J.. A new extension of the Kalman filter to nonlinear systems // Int. Symp. Aerospace/Defense Sensing, Simulation and Controls. 1997.

2. Sitz A., Schwarz U. & Kurths J.. The unscented Kalman filter, a powerful tool for data analysis // Int. J. Bif. and Chaos. 2004, V.14, № 6, p. 2093-2105.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ИОНА НАТРИЯ

Васильченко В. Г.

Мордовский государственный педагогический институт имени М.Е. Евсевьева, Саранск, Россия

Одним из важнейших направлений в разработке и постановке новых экспериментов в курсах физики является расширение области использования в качестве базовых элементов разрядных ламп. Актуальность их использования в технике физического эксперимента обусловлена [1]: разнообразием физических процессов протекающих в лампах; компактностью в оформлении; широкой доступностью и сравнительно невысокой стоимостью ламп.

В данной работе рассматривается метод определения отношения заряда иона натрия к его массе с использованием натриевой лампы высокого давления. Он основан на исследование движения ионов натрия эммиттриуемых поверхностью разрядной трубки в вакуумную колбу лампы в однородном электрическом и магнитном полях.

На рисунке 1 приведена схема установки. В ней натриевая лампа размещена внутри соленоида. Ток ионов натрия отбирается с внешнего электрода 5, охватывающего цилинд-

рическую поверхность колбы лампы. К внешнему электроду прикладывается постоянное напряжение отрицательной полярности от регулируемого выпрямителя ВУП-2.

В рабочем режиме разряда температура колбы составляет 400-670 К, при этой температуре стекло колбы лампы является твердым электролитом с ионной проводимостью [2]. Следовательно, стеклянную колбу можно рассматривать как коллектор ионов натрия электрически соединённый с внешним электродом.

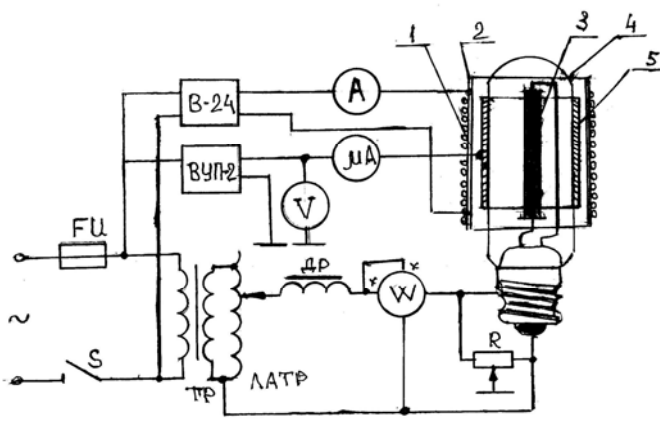


Рисунок 1. Принципиальная схема установки: 1 – обмотка соленоида; 2 – кварцевая труба; 3 – разрядная трубка; 4 – колба лампы; 5 – внешний электрод

Питание лампы осуществляется от сети переменного тока через разделительный трансформатор ТР. Он необходим для исключения гальванической связи между измерительной цепью и цепью питания лампы.

Как известно, при помещении натриевой лампы в магнитное поле соленоида будет происходить изменение траектории движения ионов в колбе лампы. Получаемая в данном случае конфигурация электрических и магнитных полей аналогична конфигурации скрещенных полей в магнетронах.

Используя метод магнетрона [3] можно получить следующее соотношение

$$\frac{Q}{M} = \frac{8U}{(a-b)^2 * B_{кр}^2}. \qquad (1)$$

Здесь Q, M – соответственно заряд и масса иона натрия; U – напряжение, прикладываемое к внешнему электроду, a – радиус колбы лампы; b – внешний радиус разрядной трубки; $B_{кр}$ – критическое значение индукции магнитного поля.

Полагая, что магнитное поле внутри соленоида можно считать однородным и магнитная индукция определяется по формуле:

$$B_{кр} = \mu_0 \mu * n * I_c, \qquad (2)$$

где μ_0, μ - соответственно магнитная постоянная и магнитная проницаемость среды; n - число витков обмотки соленоида на единицу длины; I_c - ток в соленоиде.

Формула (1) с учетом (2) позволяет вычислить удельный разряд иона натрия из условия, что при напряжении на внешнем электроде U и магнитном поле в соленоиде с индукцией $B_{кр}$, все ионы натрия перестают поступать на внешний электрод.

Исследования проводились на натриевых лампах высокого давления ДНаТ-400, изготовленных по типовой технологии. Для исследования влияния магнитного поля на движение ионов натрия, эмиттируемых разрядной трубкой был изготовлен соленоид.

Каркасом соленоида являлась кварцевая труба диаметром 0,067 м, длиной 0,2 м и толщиной стенки 2 мм. Обмотка соленоида имела 200 витков. Мощность, потребляемая лампой, поддерживалась равной 320 Вт. Температура разрядной трубки при этой мощности составляла 1300 К.

Определим отношение Q/M по формуле (1) с учетом (2). Значение отношения заряда иона натрия к его массе при T=1300K; силе тока I_c =10A и напряжению U=3 B составляет $6{,}2 * 10^6 \, {кл}/{кг}$.

Сравнение результатов вычислений отношения Q/M с экспериментальными данными сведены в таблицу.

Температура разрядной трубки, К	Отношение Q/M, $кл/кг$		Расхождение,%
	Расчетные	Экспериментальные	
1300	$4{,}2*10^6$	$6{,}2*10^6$	32,25

Из таблицы следует, что расхождение экспериментального значения $\frac{Q}{M}$ с расчетным составляет 32,5%. Расхождение расчетных и экспериментальных данных обусловлено тем, что ионы натрия, вылетающие с поверхности разрядной трубки, обладают различными скоростями.

Предложенный метод определения удельного заряда иона натрия может быть использован при постановке лабораторной работы по курсу физики.

E–mail: WWG_962@mail.ru

Литература

1. Свешников, В. К. Перспективы разработки демонстрационного эксперимента на основе использования и источников света //Физика в школе и вузе: междунар.сб.науч.трудов. - Вып 10 . – СПб: Библиотека РАН. 2010. - С.133-137.

2. Пасынков, В. В Материалы электронной техники: учеб. пособие. М.: Высшая школа, 1980. - 406 с.

3. Ахматов, А. С., Андреевский, В. М., Кулаков, А. И. и др. Лабораторный практикум по физике: учеб. пособие для втузов. М. : Высшая школа, 1980. – 360 с.

ИНДУЦИРОВАННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД В СРЕДЕ С ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Давтян Д.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Разработка новых методов управления светом при помощи мощных оптических пучков накачки является важной задачей нелинейной фотоники [1 - 5].. Благодаря тому, что оптическая волна накачки изменяет эффективный показатель преломления среды, сигнальная волна, распространяющаяся под малым углом к пучку накачки в дефокусирующей среде, будет отражаться от индуцированной неоднородности. Если неоднородность показателя преломления сформирована цилиндрическим пучком с минимумом в центре, в среде формируется оптический волновод. Сигнальный световой пучок, направленный вдоль оси волновода будет фокусироваться, его дифракционное расплывание будет компенсировано за счет неоднородности показателя преломления.

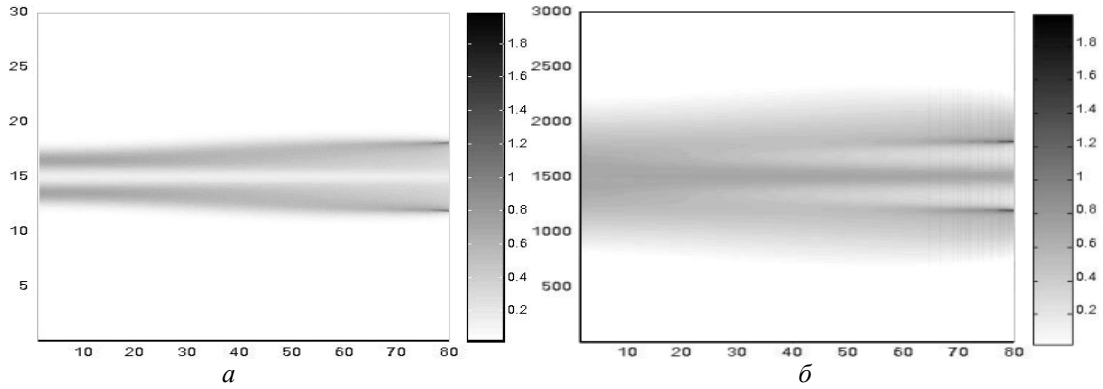
В данной работе рассмотрено взаимодействие пучков различных длин волн: длина волны пучка накачки была выбрана так, чтобы излучение накачки поглощалось в нелинейной среде, в то время как сигнальная волна практически не испытывала поглощение. Численное моделирование проводилось для двумерного случая, что соответствует взаимодействию щелевых пучков. Система уравнений, описывающая распространение оптических волн может быть записана в следующем виде [2-4]:

$$\begin{gathered}\frac{\partial A_1}{\partial z}+i\,D_1\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2}=-i\alpha(T-T_0)A_1-\delta A_1,\\ \frac{\partial A_2}{\partial z}+iD_2\frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2}=-i\alpha(T-T_0)A_2,\\ \chi\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}=-\delta\left|A_1\right|^2,\end{gathered} \tag{1}$$

где $A_1(x,z)$ и $A_2(x,z)$ – нормированные амплитуды напряженности электрического поля пучка накачки и сигнальной волны, $T(x)$ – температура нагретой среды, T_0 – равновесная температура в отсутствие лазерного нагрева, $D_j=1/(2k_j)$ – коэффициент дифракции, k_j – волновое число, δ – коэффициент линейного поглощения света, χ – коэффициент теплопроводности, α – коэффициент теплового самовоздействия. В качестве начальных распределений интенсивностей световых волн был выбран гауссов про-

филь сигнального пучка, волновод формировался двумя параллельными гауссовыми пучками, распространяющимися близко друг к другу. На рисунке 1 представлены распределения интенсивностей волн A_1 и A_2, полученные в результате численного моделирования. Можно видеть, что между пучками накачки сигнальная волна фокусируется. Излучение не сможет покинуть индуцированный волновод до тех пор, пока волна накачки не затухнет в нелинейной поглощающей среде или пока не выровняется со временем минимум температуры между пучками накачки.

Из выражения (1) следует, что отражение происходит не от пучка накачки, а от неоднородности, созданной градиентом температуры. Поэтому создание стационарного волновода при помощи трубчатого пучка в среде с тепловой нелинейностью представляется невозможным: максимум показателя преломления на оси пучка накачки после установления теплового равновесия в среде исчезнет. Тем не менее, существует возможность сформировать волновод несколькими цилиндрическими пучками накачки. В частности, два цилиндрических пучка образуют одномерный волновод, при помощи трех и более пучков можно сформировать объемный волновод.



а *б*

Рис.1. Распределение интенсивности волны накачки (а) и сигнальной волны (б)

Для проверки результатов расчета был проведен эксперимент. В эксперименте волновод был сформирован двумя пучками диаметром 0,3 мм. Расстояние между пучками не превышало 0,5 мм. Размер сигнального пучка равнялся 10 мм. Источником накачки в эксперименте служил лазер с длиной волны света 532 нм. Мощность накачки в эксперименте достигала 300 мВт. Сигнальный пучок имел длину волны 633 нм. В качестве нелинейной среды использовалась жидкая эпоксидная смола.

На рисунке 2 представлено распределение интенсивности сигнального пучка, измеренное на выходе из кюветы с нелинейной жидкостью. Можно видеть, что свет, заключенный между пучками, фокусируется в узкую линию. При высокой мощности накачки на выходе из нелинейной среды происходит дифракционное расплывание света, как это наблюдается в оптических волноводах.

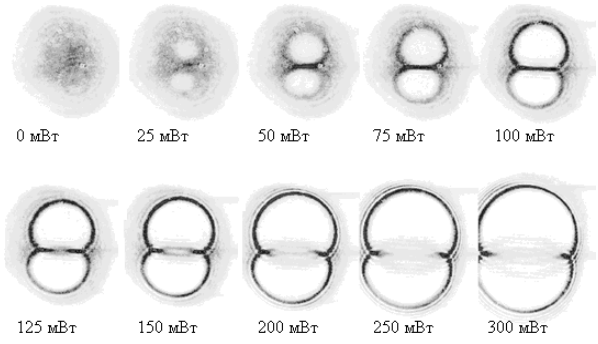


Рис.2. Распределение интенсивности сигнальной волны на выходе из нелинейной среды

Таким образом, полученные в работе результаты показывают, что при помощи оптических пучков можно сформировать в дефокусирующей среде с тепловой нелинейностью индуцированный волновод.

E–mail: davtyan3@gmail.com

Литература

1. Горбач Д. В., Романов О. Г., Сухоруков А. П., Толстик А. Л. Формирование динамических волноводных структур в средах с тепловой и резонансной нелинейностью // Изв. РАН, Сер. физ. – 2011, – Т.75, № 12, – С. 1737.

2. Калинович А. А., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. Взаимное отталкивание оптических пучков в средах с нелокальной нелинейностью // Изв. РАН, Сер. физ. – 2010. – Т. 74, № 12. – С. 1789.

3. Князев Г.А., Сухоруков А.П. Взаимодействие оптических пучков в среде с тепловой нелинейностью // Вест. ХНУ им. В.Н. Каразина, сер. Радиофизика и электроника. – 2011, – № 983 – Вып. 19, – С. 33.

4. Lobanov V.E., Kalinovich A.A., Sukhorukov A.P., Bennet F., Neshev D. Nonlinear reflection of optical beams in the media with a thermal nonlinearity // Laser Physics. – 2009. – V. 19, № 5. – P. 1112.

ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПЛЁНОК ДВУМЕРНО-УПОРЯДОЧЕННОГО ЛИНЕЙНО-ЦЕПОЧЕЧНОГО УГЛЕРОДА

Иваненко И.П., Стрелецкий О.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Методом туннельной спектроскопии исследовались плёнки двумерно-упорядоченного линейно-цепочечного углерода (ДУ-ЛЦУ) разной толщиной 50, 100 и 500 нм напылённых на металлические плёнки. Исследования проводились с использованием атомно-силового и туннельно-сканирующего микроскопа FemtoScan. Плёнки ДУ-ЛЦУ напылялись методом импульсно ионно-плазменного осаждения [1].

Проведённые эксперименты показали, что дифференциальная проводимость структур металл-ЛЦУ имеет вид, характерный для инжекционного (эмиссионного) механизма по Шоттки. Проводимость данных структур определялась высотой потенциального барьера на границе металл-ЛЦУ. Полученные вольт-амперные спрямлялись в координатах Шоттки, что свидетельствует о механизме надбарьерной эмиссии. Исключением явилась структура Ag-ЛЦУ, у которой дифференциальная проводимость имела ярко выраженные периодические осцилляции. Полученные результаты объяснены с использованием модели возникновения волны зарядовой плотности в одномерных углеродных цепочках, связанных с регулярными изгибами, которые стабилизируют их структуру [5].

E–mail:ivanenko@cryolab.ru

Литература

1. Бабаев В.Г., Гусева М.Б., Савченко Н.Ф., Новиков Н.Д., Хвостов В.В., Флад П. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2004, №3, с. 16-27.

2. Голубок А.О., Горбенко О.М., Звонарева Т.К., Маслов С.А., Розанов В.В., Ястребов С.Г., Иванов-Омский В.И. //Физика и техника полупроводников,2000,том 34, вып. 2.

3. Сладков А.М. //Карбин - третья аллотропная форма углерода. Издательство Наука, 2008.

4. Maslova N.S., Oreshkin S.I., Panov V.I. and Savinov S.V. // JETP LETTERS Volume 67,Number 2, 25 Jan.1998.

5. Rice MJ., Philpot S.R. // Phys. Rev. B, v.34, N6, p.4139, 1986.

НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКОГО СЛОЯ ВОДЫ

Козлов В.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

За последние 50 лет, в рамках сложившегося направления – нелинейной акустики [1,2], большой интерес вызывают исследования упругих нелинейных свойств жидкостей.

Строгое решение задачи о прохождении звука через плоский слой сводят к решению волнового уравнения для различных сред [3].

В данной работе исследуется слой воды, толщина которого значительно меньше длины волны. Акустический импеданс слоя на порядок меньше импеданса границ.

Используется установка, схема которой приведена на рис.1. Акустический сигнал определенной частоты подается на преобразователь на границе и проходит через слой воды. На другой границе принимается модифицированный сигнал, прошедший через слой. Измеряется зависимость коэффициента прохождения и отражения акустической волны от слоя в зависимости от его толщины. Исследуются нелинейные свойства, такие как: искажение формы гармонической волны и обогащение ее спектра, т.е. появление высших гармоник после прохождения волны через тонкий слой. На рис.1 также представлены основные характеристики эксперимента. По результатам эксперимента проводится качественный анализ формы сигнала, получается спектральный состав прошедшего сигнала и вычисляется интенсивностей высших гармоник, появляющихся в нем в зависимости от толщины слоя. Снимается зависимость таких характеристик как коэффициенты отражения и прохождения от толщины слоя и дополнительных условий. По общим результатам делается вывод о нелинейных упругих свойствах таких слоев.

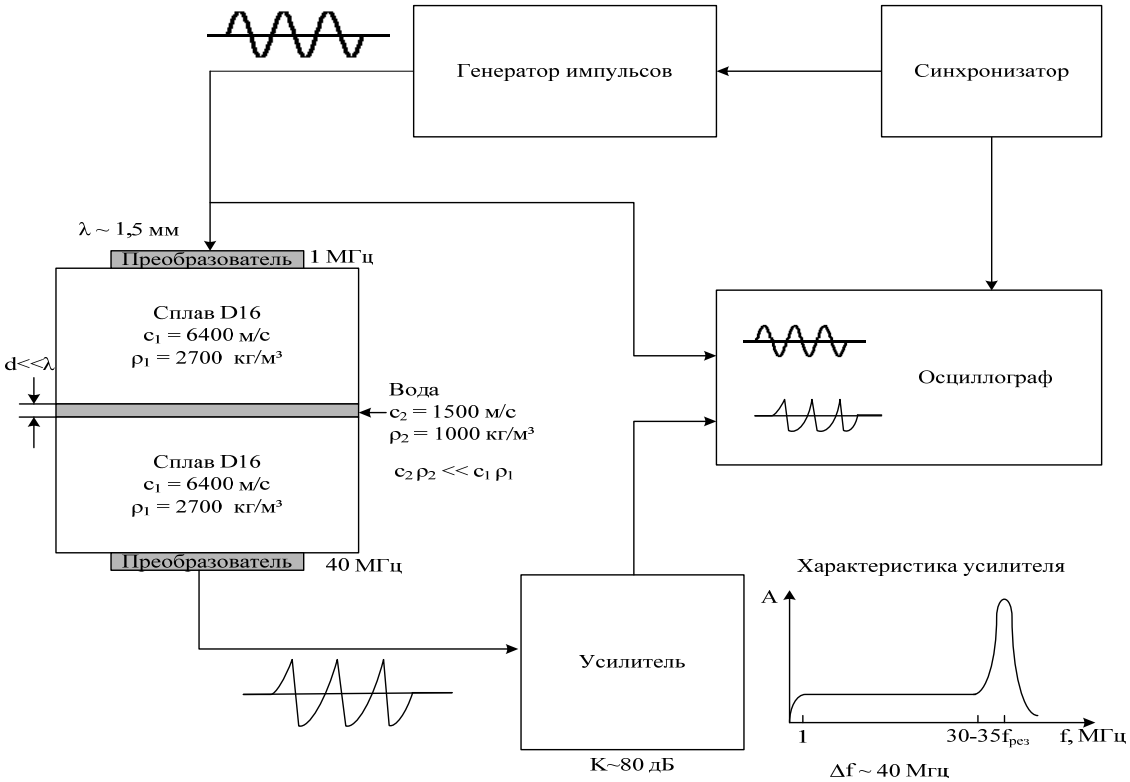


Рис.1 Схема установки и основные характеристики

kozlov.viktor@physics.msu.ru

Литература

1. Руденко О.В. (2006) Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики// Успехи физических наук. Т.176, № 1. С. 77-95.

2. Руденко О.В., Солуян С.И. «Теоретические основы нелинейной акустики», – М.: Наука, 1975.

3. Лепендин Л.Ф. «Акустика», – М.: «Высшая школа», 1978.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА 3-D ГРАНУЛИРОВАННОЙ НЕКОНСОЛИДИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Кокшайский А.И.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Теоретическое описание упругих свойств гранулированных сред основывается на задаче о контактном взаимодействии отдельных гранул. В монографии [4] рассматри-

вается много моделей горных пород, в том числе и кубическая упаковка сфер. Для скорости продольной акустической волны вдоль оси внутри такой среды можно получить выражение: $c = \left(\frac{3E_s^2 p}{8(1-\nu_s^2)^2} \right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{6}{\pi \rho_s} \right)^{\frac{1}{2}}$,

где E_s, ν_s, ρ_s - модуль Юнга, коэффициент Пуассона и плотность материала, из которого сделаны шарики соответственно, с - скорость звука в среде, состоящей из кубически упакованных шариков, р — давление, которым нагружены сферы.

В данной работе экспериментальным методом исследовалась зависимость относительного изменения скорости от поджатия. Для исследования влияния статического давления на упругие свойства 3-D гранулированной неконсолидированной среды использовалась экспериментальная установка, блок схема которой приведена на рис.1. 3-D гранулированная неконсолидированная среда моделировалась стальными шариками диаметра 2 либо 4 мм, помещёнными в цилиндрическую упаковку диаметром 22 мм. Торцы трубки, в которую помещались стальные шарики, закрывались двумя преобразователями, один плотно прикручивался винтами к цилиндрической упаковке, другой закреплялся свободно. Для создания и измерения статического давления были использованы домкрат и динамометр.

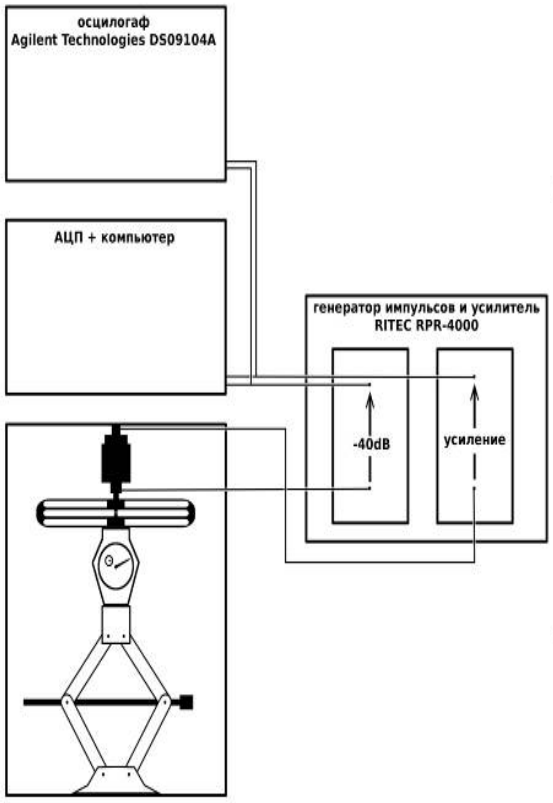


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

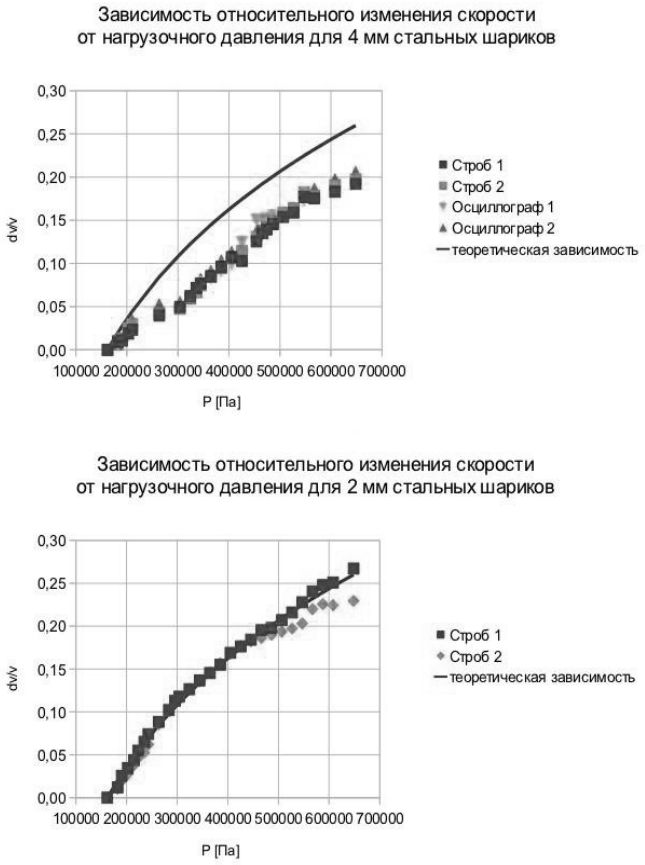


Рис.2. Зависимость изменения скорости поперечных волн от внешнего давления

Импульсный сигнал посылался на один из преобразователей. Импульс, прошедший через образец принимался другим преобразователем и проходил через усилитель, встроенный в акустический измерительный комплекс. Далее, пройдя через усилитель, импульс попадал на осциллограф и двухразрядное АЦП. Для изменения скорости звука в 3-D гранулированной неконсолидированной среде использовались осциллограф и компьютер. На осциллографе изменение скорости акустической волны измерялось по сдвигу выбранного пика в импульсе, а на компьютере - по изменению фазы сигнала, которая получалась при помощи квадратурной обработки. Для экспериментальной проверки теоретической зависимости скорости продольной акустической волны в 3-D гра-

нулированной неконсолидированной среде от нагрузочного давления, было измерено относительное изменение скорости звука в образце в зависимости от давления.

Сравнение практической зависимости с теорией даёт очень хорошее совпадение в случае 2 мм шариков. В экспериментальной же зависимости для среды из шариков 4 мм наблюдается скачок, который, связан с перестройкой структуры упаковки шариков.

E–mail: super_trouper@mail.ru

Литература

1. Руденко О.В., Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики. Успехи физ. наук. Т. 176. №1. 2006. С. 77-95

2. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М. Наука, 1966.

3. Гурбатов С. Н., Руденко О. В., Саичев А. И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. -М.: Физматлит, 2008, 496 с.

4. Уайт Дж.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн.-М.:Недра,1986.-261 с.

5. A.I. Korobov, Yu. A. Brazhkin, E.S. Sovetskaya. Characteristic Features of Elastic Wave Propagation in a One-Dimensional Model of an Unconsolidated Medium. // Acoustical Physics, 2010, Vol.56, No. 4, pp. 446-452.

ОРИЕНТИРОВОЧНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА ШУМА АВТОТРАНСПОРТА

Саматова Л.Н., Егоров А.Е., Галимова А.И., Кочергина К.А.

Казанский Национальный Исследовательский Университет им. А.Н. Туполева, Казань, Россия

На сегодняшний день одним из важнейших условий повышения технического уровня, экологичности и конкурентоспособности российских автотранспортных средств является снижение уровня шума. Внешний и внутренний шум автомобилей должен соответствовать международным требованиям. Для этого необходимо определить основные источники шума и установить вклад каждого из них в общий шум автомобиля с целью принятия соответствующих технических решений.

Получить эти данные возможно с помощью предлагаемого метода. Суть метода заключается в построении диаграммы уровня звукового давления равных значений с последующим определением направления излучения шума высокой интенсивности. Точное местоположение источника шума высокой интенсивности устанавливается путем сравнения частоты вибрации механизмов (элементов) автомобильного транспорта, полученной с помощью портативного цифрового виброметра (PDV-100) с "энергонесущей" частотой, выделенной из анализа акустических сигналов.

Для построения диаграммы уровня звукового давления проводится серия опытов, в которых записывается сигнал в 2-х метровой зоне работающего неподвижного автомобиля. В результате обработки записанных сигналов получают спектры частот, которые являются исходными данными при построении диаграмм. Для примера на рисунке 1 приведен спектр акустического сигнала.

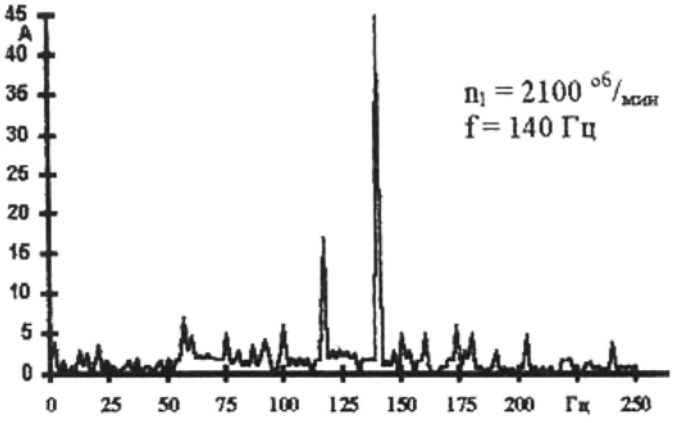


Рис.1. Спектр акустического сигнала, записанного в зоне выхлопной трубы, n_1 – частота вращения коленчатого вала, f – "энергонесущая" частота

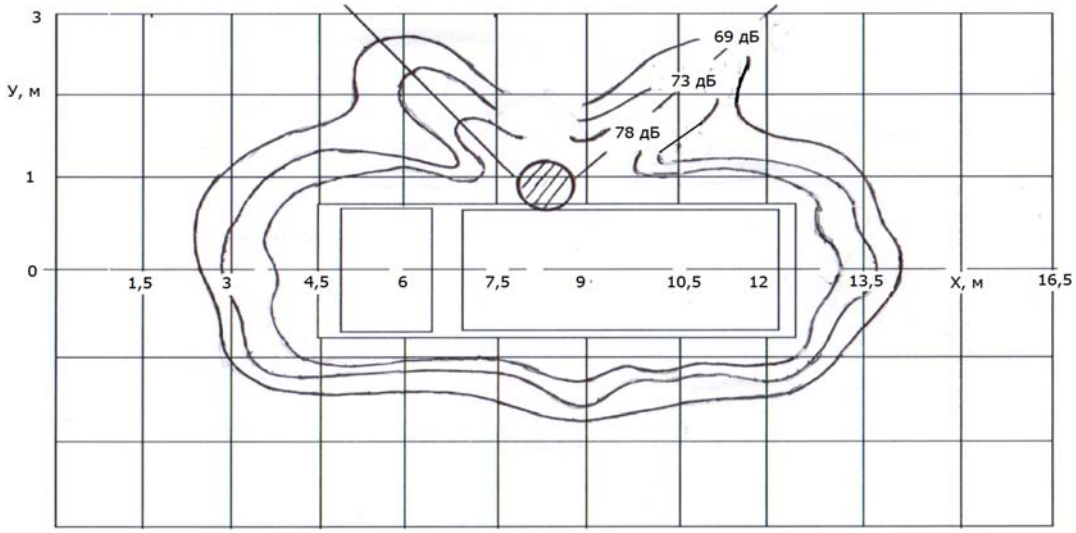


Рис. 2. Диаграмма уровня звукового давления равных значений на "энергонесущей" частоте f=140Гц

Диаграмма уровня звукового давления равных значений для "энергонесущей" частоты приведена на рисунке 2. Из рисунка видно, что направление излучения шума высокой интенсивности указывает вероятное местоположение этого источника (заштрихованная область). li-sa.88@mail.ru

Литература

1.Иванов Н.И. . Инженерная акустика. Теория и практика борьбы с шумом. Часть1. Основы физической и физиологической акустики. Учебник. М.: Университетская книга. Логос., 2008-424 с.

2. Иванов Н.И.. Инженерная акустика. Теория и практика борьбы с шумом. Часть 3. Основные методы и средства защиты от шума и вибрации. Учебник. М.: Университетская книга. Логос., 2008-424 с.

ИЗМЕРЕНИЕ НАГРЕВА И ПОРОГОВ АКУСТИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ

Свиридов А. П.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Кремниевые наночастицы являются перспективным материалом для разработки новых методик направленной доставки лекарств в опухолевые ткани. Частицы вместе с прикрепленными к ним лекарственными препаратами могут накапливаться в опухолевых тканях за счет прикрепления к ним рецепторов, специфичных для определенных опухолей. Для активации частиц и высвобождения связанных с частицами лекарств предлагается использовать ультразвук высокой интенсивности.

В работе содержатся результаты измерений порогов акустической кавитации в диапазоне частот 1 – 2 МГц с использованием высокодобротного резонатора. Конструкция резонатора состояла из двух пьезоэлектрических преобразователей диаметром 20 мм, закрепленных в плексигласовом полом цилиндре параллельно друг другу на расстоянии 22 мм. Пьезопреобразователи (ПП) имели собственные частоты 1 и 2.5 МГц. Объем резонатора заполнялся коллоидными растворами кремниевых наночастиц различной концентрации и с различными свойствами поверхности. На один из пьезопреобразователей подавался сигнал с генератора«Tektronix AFG3021B», а другой служил приемником. Процесс измерения состоял в том, что выбиралась линия резонатора, соответствующая резонансной частоте. Амплитуда поля в резонаторе на частоте 2.5 МГц изменялась с помощью усилителя мощности. Форма волны на втором ПП с резонансной частотой 1 МГц регистрировалась с помощью осцилло-

графа «Tektronix TDS3032B», и вычислялись амплитуды субгармоники и первых трех гармоник основной частоты. Получены амплитуды субгармоники, второй и третьей гармоник в зависимости от амплитуды основной гармоники в воде.

Также проведены измерения степени нагрева образцов в зависимости от мощности излучения ультразвука и времени экспозиции. Построены концентрационные зависимости для суспензий двух типов (мезопористый и кристаллический кремний). Большинство экспериментов было автоматизировано. С целью интерпретации полученных результатов и осознания механизмов нагрева было проведено моделирование процессов поглощения энергии ультразвуковой волны в коллоидных растворах с учетом взаимодействия отдельных частиц и их группового движения.

E–mail: sviridov@automationlabs.ru

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМЕРЗАНИЯ ДИСТИЛЛИРОВАННОЙ ВОДЫ ФОТОАКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Семенова А. Н.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В работе представлены результаты экспериментального исследования замерзания воды фотоакустическим методом. Фотоакустический эффект заключаются в генерации акустических волн при поглощении модулированного излучения. Детектирование акустического сигнала может осуществляться различными способами; в настоящей работе оно производилось с помощью пьезопреобразователя. Напряжение на обкладках преобразователя U пропорционально параметру Грюнайзена γ, описывающему нелинейные свойства среды (с точностью до разницы между теплоемкостью при постоянном давлении c_p и постоянном объеме c_V) [1]:

$$U \approx \frac{P_{погл}}{f\,l\rho}\left[\frac{\alpha B}{c_p}\right] = \frac{P_{погл}}{f\,l\rho}\cdot\gamma\,. \qquad (1)$$

Здесь $P_{погл}$ - поглощенная оптическая мощность, f - частота модуляции интенсивности света, ρ - плотность образца, l – толщина образца, c_p - теплоемкость при постоянном давлении, α - линейный коэффициент теплового расширения, B - модуль объемной упругости.

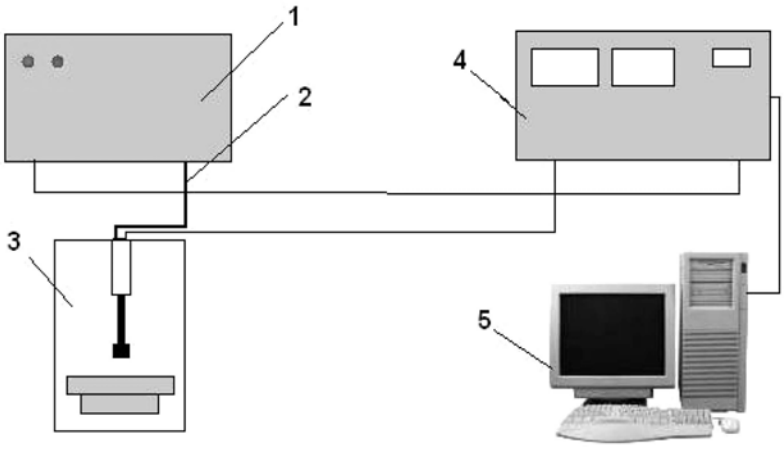


Рис.1. Блок-схема базовой части фотоакустической установки (1 - полупроводниковый лазер, 2 – оптический волновод, 3 – измерительная ячейка, 4 – синхронный усилитель, 5 - компьютер)

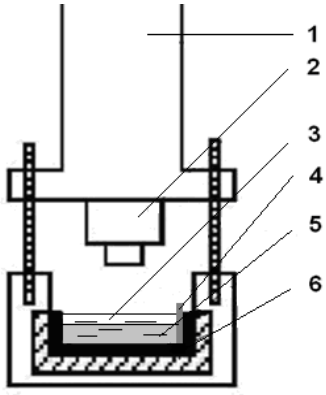


Рис.2. Схема измерительной ячейки (1-корпус, 2-оптический волновод, 3-вода, 4-пьезоэлектрический преобразователь, 5-резинка, 6-держатель образца и преобразователя)

Измерения производились на автоматизированной фотоакустической установке, блок-схема которой показана на рис.1 [2]. Установка включала полупроводниковый лазер, синхронный детектор, низкотемпературную вставку с образцом, которая помещалась в дьюар с жидким азотом, и компьютер.

Вид низкотемпературной вставки показан на рис.2. Она была смонтирована на трубке из нержавеющей стали для уменьшения теплоотвода и включала в себя крепежное устройство для оптического волновода, держатель с полостью для размещения образца, преобразователя и датчика температуры. Использовался пьезоэлектрический преобразователь с поляризацией по толщине и резонансной частотой 1 МГц. Для измерения температуры использовался полупроводниковый диод. Скорость изменения температуры в области перехода не превышала одного градуса в минуту. Измерение температуры производилось при помощи 16-разрядного АЦП, встроенного в синхронный детектор. Эксперименты производились при охлаждении воды. Измерения производились с интервалом в 6 с.

По экспериментально измеренной зависимости амплитуды фотоакустического сигнала от температуры была определена температурная зависимость относительного изменения параметра Грюнайзена, нормированная на его значение при нуле градусов Цельсия, рассчитанное по литературным данным (рис. 3а).

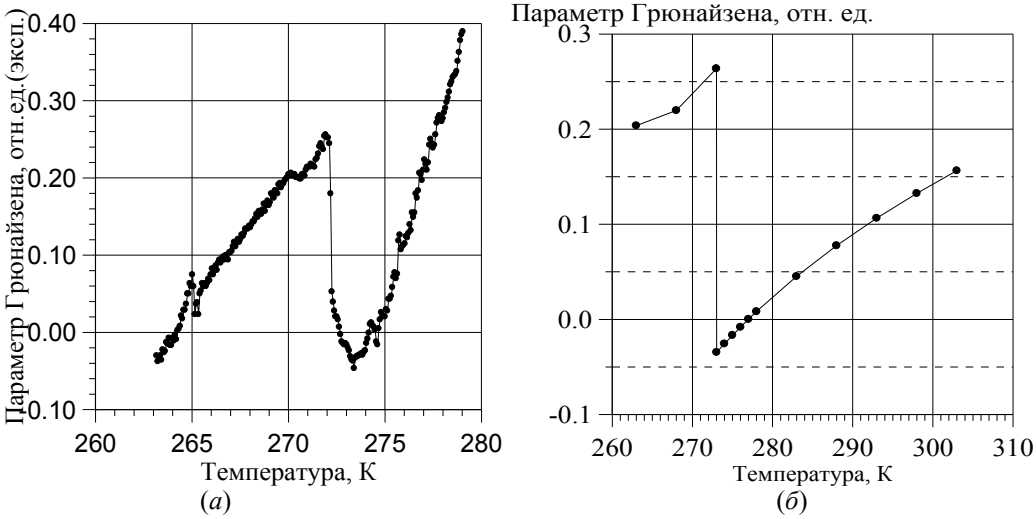


Рис.3. Нормированный параметр Грюнайзена, а) рассчитанный по экспериментальным данным, б) рассчитанный по данным других авторов

Сравнение экспериментально измеренного относительного изменения параметра Грюнайзена в области замерзания воды показало его хорошее соответствие с параметром Грюнайзена, рассчитанного по данным других авторов (рис. 4б) [3].

E-mail: anna.semenova1990@gmail.com

Литература

1. Biswas A. et al. Can J. Phys. 1986. V.64 (9) – P.1184-1189.

2. Одина Н.И., Коробов А.И., Семенов Д.Н., Кныш А.Н., Агеева А.В. Приборы и техника эксперимента. 2008. №2. С.153-158.

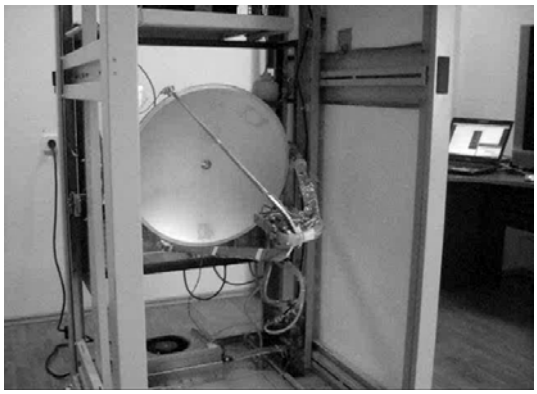
3. C. Vogt, K. Laihem and Chr. Wiebusch. Journal of the Acoustical Society of America. 2008. V. 124 (6). P. 3613-3618.

СИСТЕМА ПАССИВНОГО РАДИОВИДЕНИЯ С НАКЛОННО-КОНИЧЕСКИМ СКАНИРОВАНИЕМ

Павлов Р.А., Солдатов Д.П.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время особенно актуальна антитеррористическая деятельность, направленная на выявление лиц, пытающихся пронести в места скопления людей (на митинги, собрания, на борт самолета, в вагон поезда) под одеждой огнестрельное или холодное оружие, взрывные устройства и т.п. Для предотвращения этого разрабатываются системы радиовидения, способные обнаруживать и визуализировать форму спрятанных под одеждой предметов.



Для решения обозначенных задач в ЦМТС МГУ была создана система ближнего пассивного радиовидения миллиметрового диапазона длин волн, в основе которой лежит способ наклонно-конического сканирования радиотепловых сцен. Пассивное радиовидение хотя и обладает меньшей чувствительностью и контрастом по сравнению с активным, зато является скрытным и экологически абсолютно безопасным [1].

Представленная система пассивного радиовидения позволяет обнаруживать скрытые под одеждой металлические и неметаллические предметы в режиме реального времени. Система состоит из радиооптического (антенного) блока, приёмной матрицы сенсоров, многоканального блока обработки видеосигналов, АЦП, системы сканирования, устройства термостабилизации и управляющего блока обработки и визуализации радиоизображения. Блок управления и визуализации содержит персональный компьютер, который выводит на монитор радиотепловое изображение сканируемой зоны.

Выбранный способ сканирования сочетает в себе коническое сканирование, описанное в [2], и наклонное качание приемной антенны [3]. Основным отличием системы [3] от описанной ранее является относительно сложный характер движения антенны – наклонно-конический, представляющий собой движение по окружности с одновременным вертикальным смещением. Цель, преследуемая при таком комбинированном способе сканирования, – увеличение области обзора до размеров 60×160 см.

В качестве входного радиометрического датчика миллиметровых волн для выделения в наблюдаемой зоне незначительных температурных контрастов и преобразования их в электрические сигналы используется восьмиканальный приемный СВЧ модуль. Чувствительность радиометрических приемников в каждом канале составляет 0,5 К при скорости обзора сцены до 10 кадров в секунду, что обеспечивает уверенный контроль неподвижных и перемещающихся объектов.

Антенный блок состоит из эллиптического зеркала, в первом фокусе которого расположен приемный СВЧ-модуль. Системы сканирования, управляемые сигналами компьютерного блока обработки и визуализации радиоизображений, перемещают дальний фокус антенной системы по сканируемой зоне. При «контакте» луча сканирования с объектом сигнал, появляющийся на выходе приёмной матрицы, поступает в блок обработки видеосигналов, а затем через АЦП в блок обработки и визуализации для построения по специальным алгоритмам радиотеплового изображения и вывода его на монитор.

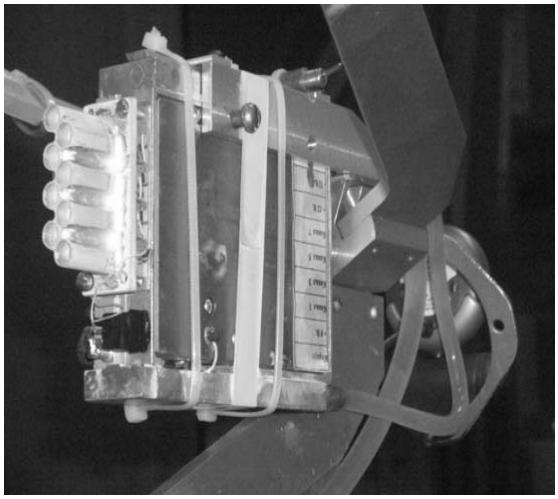


Рис1. Система ближнего радиовидения с наклонно-коническим сканированием и приемный СВЧ-модуль

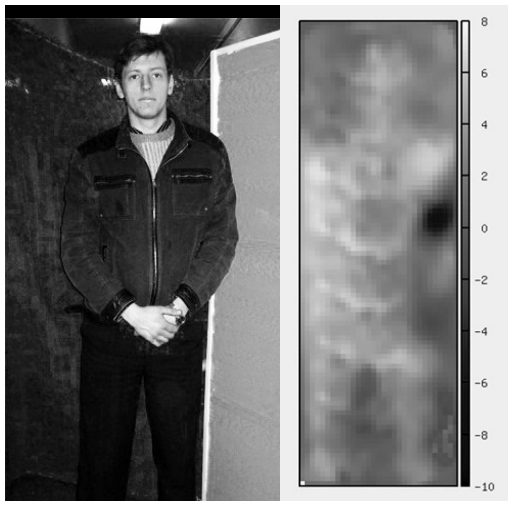


Рис 2. Оптическое и радиоизображение человека с потенциально-опасным предметом под одеждой

С помощью разработанной установки были получены радиотепловые изображения различных предметов, изготовленных из металла, керамики и пластика.

На рисунке 2 показаны фотография и радиоизображение металлического предмета, находящегося в кармане куртки. Вместе с изображением предмета (локализованное темное пятно) виден контур тела человека с местом расположения предмета, что облегчает процедуру досмотра.

E-mail: dm.soldatov@yandex.ru

Литература

1. Пирогов Ю.А.. Пассивное радиовидение в миллиметровом диапазоне длин волн. Изв. вузов. Радиофизика, 2003, т.46, №8-9, с. 660-670.

2. Гладун В.В., Котов А.В., Криворучко В.И., Павлов Р.А., Пирогов Ю.А., Тищенко Д.А.. Система ближнего пассивного радиовидения 3-мм диапазона, Журнал радиоэлектроники, N 7, 2010.

3. Гладун В.В., Котов А.В., Криворучко В.И., Маркелов В.В., Павлов Р.А., Петухов В.Б., Пирогов Ю.А., Солдатов Д.П., Тищенко Д.А. Система ближнего пассивного радиовидения с наклонно-коническим сканированием. Журнал Physics of Wave Phenomena, издательство Allerton Press, Inc., N.Y., №20, 2012 (принято к печати).

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ И МОНИТОРИНГА ПОТРЕБИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Таратухин А.А.

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

В настоящее время существует много различных конструкций и разработок для системы «умный дом», которые могут быть классифицированы по функциональному назначению. Например, энергосберегающие комплексы, устройства, обеспечивающие повышение комфорта, системы безопасности и мониторинга [3]. Более правильно говорить о стратегии «умного дома», которая подразумевает возможность удаленного управления и мониторинга бытовых приборов, повышение комфорта и уровня жизни.

Целью данной работы является разработка и оценка возможных вариантов применения модуля системы управления и мониторинга потребителей электрической энергии (МСУиМПЭ). Однако следует учесть трудности ее реализации в существующих зданиях и объектах, представляющих архитектурную и историческую ценность, где недопустимо структурное вмешательство [3].

Вариант односторонней связи с устройством управления является устаревшим и хорошо изученным [1]. Однако современная система управления помимо коммутации должна обеспечивать и мониторинг потребителей электрической энергии (ПЭЭ). Кроме того, устройство должно обеспечивать контроль параметров электрической сети (повышения, понижения напряжения и др.). Наше решение этой задачи – применение микроконтроллера. Блок схема МСУиМПЭ изображена на рис.1.

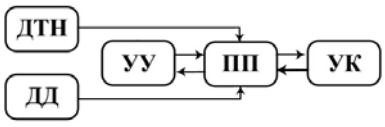


Рис. 1

УУ (устройство управления) координирует работу всех остальных узлов, обрабатывает текущую информацию о ПЭЭ и модуле системы в целом. ДТН (датчики тока и напряжения) отслеживают физические величины в реальном времени и передают значения в УУ. УК (устройство коммутации) позволяет включать\выключать ПЭЭ по команде УУ. ДД (дополнительные датчики) посылают сигнал в УУ о возникновении внештатной ситуации. ПП (приемо-передающий) блок осуществляет связь между модулями устройства.

Существует большое количество датчиков (газа, дыма, воды и др.) [2]. Для увеличения безопасности помещения в отсутствии людей система должна быть спроектирована так, чтобы сигнал такого датчика отключал всех ПЭЭ. Отдельным аспектом про-

ектирования является способ передачи информации от УУ к УК и наоборот. В предлагаемых потребителю системах эта задача, как правило, решена применением радио или оптического канала. Мы для этой цели решили использовать электрическую сеть, которая уже имеется в здании. Данный способ более эффективный как с точки зрения удобства, так и помехозащищенности.

МСУиМПЭ может применяться в жилищно-коммунальной сфере для интерактивного управления устройствами, в «умных домах», на предприятиях с повышенными требованиями к отказоустойчивости исполнительных устройств. На данное устройство подана патентная заявка и получено положительное решение о выдаче.

E-mail: taratuhin93@mail.ru

Литература

1. Гаранин М.В. Системы и сети передачи информации / Гаранин М.В., Журавлев В.И., Кунегин С.В. — М.: Радио и связь, 2001. — 336 с.

2. Фрайден Д. Современные датчики / Фрайден Д. — М.: Техносфера, 2005. - 592 с.

3. Элсенпитер Р.К. Умный дом строим сами / Элсенпитер Р.К., Велт Т.Д. — М.: КУДИЦ-Образ, 2005. — 384 с.

ВЛИЯНИЕ КАНАЛА СВЯЗИ НА МНОГОПОЗИЦИОННЫЕ СИГНАЛЫ С КВАДРАТУРНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Чернова М.М.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

В авиационных системах радиосвязи широкое применение находят многопозиционные сигналы, в том числе сигналы амплитудно-фазовой манипуляции. Они представляются перспективными для обеспечения двухсторонней радиосвязи между экипажем самолета и наземными пунктами управления.

Исследование процессов демодуляции многопозиционных сигналов при воздействии помех представляет самостоятельную научную задачу, однако основной предпосылкой ее решения является получение математической модели сигнала амплитудно-фазовой манипуляции на выходе канала связи с типовой комплексной передаточной функцией при воздействии флуктуационной и случайной помехи.

В работе представлены результаты исследований по влиянию канала связи, представленного амплитудно-частотными характеристиками колебательного контура, на прохождение сигналов КАМ-16 (сигналы квадратурной амплитудной модуляции, шестнадцатипозиционные).

Бурное развитие компьютерных технологий, появление современных высокопроизводительных процессоров и высокоэффективного программного обеспечения открыли новые возможности по решению задач исследования влияния каналах связи на прохождение сигналов путем проведения численных расчетов и цифрового моделирования на ПК. При этом для проведения исследований наиболее целесообразным представляется возврат к использованию старого и забытого спектрального метода, возможности которого в современных условиях проявляются наиболее полно.

В работе проведены расчеты формы сигнала на выходе канала при различных значениях его эффективной полосы пропускания. Полученные результаты позволяют оценить влияние канала связи на форму сигнала на его выходе.

Математическая модель прохождения многопозиционного амплитудно-частотно-манипулированного сигнала через канал связи может быть использована с различными моделями каналов связи.

Разработанную математическую модель прохождения многопозиционного амплитудно-частотно-манипулированного сигнала через канал связи предполагается использовать для анализа процессов демодуляции этих сигналов, оценки помехоустойчивости

их приема на реальных линиях связи на фоне белого гауссовского шума и случайных помех и в образовательном процессе.

m.20.08@yandex.ru

Литература

1. Душин В.К. Теория информационных процессов и систем: Учебник для вузов. – М.: Дашков и К°, 2009. – 347с.

2. Душин В.К., Кернов Ю.П. Устройства приема и обработки сигналов: Учеб. пособие для вузов. – М.: МГУС, 2000. – 140 с.

3. Гороновский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов. – М.: Радио и связь, 1986. – 512 с.

ПРОБЛЕМА ПЕРЕГРУЗКИ БЕСПРОВОДНОЙ СЕТИ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ: ВОЗМОЖНЫЕ ПУТИ РЕШЕНИЯ

Шантуров Е.М.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

В последнее время чрезвычайно возрос спрос на услуги беспроводной связи. Количество абонентов сотовой связи в мире 6 миллиардов, причем по числу SIM-карт 225,1 миллиона в России. Из-за этого, проблемы перегрузки сети остро встали уже сейчас. Перед учеными и инженерами всего стоит проблема снижения нагрузки на сеть, а в условиях российских реалий, особенно сложна проблема ресурсного обеспечения.

Так как на практике сотовая связь встречается со случайными параметрами как: различные препятствия на пути сигнала (дома, деревья), большое локальное скопление абонентов на одной базовой станции (вызванное массовым сосредоточением людей). Необходимо тщательно спроектировать беспроводную сеть передачи данных, в которой будут учитываться различные факторы.

Варианты проектирования базовых станций являются предметом научных изысканий ученых. Так С.Н. Елисеев считает важным параметром при проектировании беспроводной сети передачи данных число пользователей в зонах обслуживания отдельных базовых станций. На его основе в процессе частотно-территориального планирования определяется требуемое число радиочастотных каналов

При проектировании сети необходимо также уделить должное внимание техническим требованиям к системе, определению потребностей потребителя.

В сотовой сети применяются секторные антенны, позволяющие получить дополнительный выигрыш за счет пространственного или поляризованного разнесения. Эффективность использования частотного ресурса характеризуется коэффициентом эффективности η [3]:

$$\eta = \frac{K_n N_f T_{зк}}{S \Delta F \Delta T},$$

где K_n - коэффициент повтора частот; N_f - количество номиналов частот; $T_{зк}$ - время занятия канала; S – площадь зоны обслуживания; ΔF – полоса используемых частот; ΔT – время работы канала.

Однако представляется, что недостатком указанной формулы имеет существенный недостаток, а именно не учитывается количество абонентов в момент нагрузки сети.

При оценке нагрузки и емкости в сотовых сетях так же пользуются моделью Эрланга для систем с отказами (вероятность поступления вызова в момент, когда все каналы заняты) [2].

$$p_a = \frac{\frac{A^n}{n!}}{\sum_{i=0}^{n} \frac{A^i}{i!}}.$$

Уравнение связывает один из важнейших показателей качества функционирования сети - вероятность отказа p_a – со значениями нагрузки A и числа каналов n. Данная формула Эрланга является табулированной. Точное решение уравнения относительно нагрузки A невозможно. В то же время со сколь угодно высокой точностью оно может быть получено одним из методов приближенного решения нелинейных уравнений, например, с помощью итерационной процедуры Ньютона [2].

Статистическая эффективность сети характеризуется числом пользователей в расчете на один частотный радиоканал. Этот показатель зависит от числа каналов Nk, приходящихся на одну соту, и вероятности блокировки вызова.

Сначала определяют Аэрл – допустимую величину абонентской нагрузки, в зависимости от числа каналов Nk, при заданной вероятности блокировки. Далее по λ - нагрузке эрл, создаваемой одним абонентом, определяется общее число абонентов [1]:

$$N = \frac{A}{\lambda},$$

и число пользователей на один частотный канал:

$$N_ч = \frac{N}{N_k}.$$

На наш взгляд, данная формула имеет недостатки, так, в ней не учитывается площадь зоны покрытия.

Таким образом, для снятия нагрузки используют различные подходы, как разработка оптимальных тарифных планов, так и увеличенной пропускной способности аппаратуры, в некоторых случаях оператор понижает качество связи специально.

Проанализировав указанные выше предложения, представляется наиболее применимым подход, включающий в себя расчет по всем параметрам, таких как: площадь зоны обслуживания, число пользователей сети, количество частотных каналов. Их консолидация позволит решить насущную проблему, перед которой столкнулась мобильная связь.

E–mail: shanturov_zhenya@mail.ru

Литература

1. Елисеев С.Н. Беспроводные сети передачи данных. М.:САЙНС-ПРЕСС, 2008. 136 с.

2. Гершман И.Р. Модели и методы расчета абонентской нагрузки в сотовых сетях. СПБ.: ТелекомПроект. 1999.

3. Григорьев В.А., Лагутенко О.И., Распаев Ю.А. Сети и системы радиодоступа. М.: «Эко-Трейдз», 2005. 384 с.

4. http://www.metodolog.ru/00852/00852.html

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ УПРУГИХ ВОЛН В ОДНОМЕРНОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СТРУКТУРЕ

Ширгина Н.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследование нелинейных эффектов, связанных с наличием структурных неоднородностей в твердых телах является перспективным направлением развития акустики [1]. Особое положение среди структурно-неоднородных материалов, благодаря интересным физическим свойствам и широкой распространенности в природе, занимают неконсолидированные гранулированные среды. Теоретическое описание упругих свойств неконсолидированных сред основывается на задаче о контактном взаимодействии отдельных гранул, описываемого законом Герца [2].

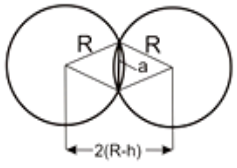


Рис. 1. Сближение шаров под действием внешней сжимающей силы F

Взаимное сближение центров шаров под действием внешней прикладываемой силы F:

$$h = \frac{a^2}{R} = \left(\frac{9F^2}{16RE^{*2}} \right)^{1/3} \quad (1)$$

Учитывая связь между силой и смещением (1), можно вывести [3] зависимость скорости поперечных волн вдоль оси упаковки от внешнего давления $p=F/(\pi R^2)$. Скорость поперечных волн оказывается пропорциональной корню шестой степени из внешнего давления $c_s \sim p^{1/6}$.

$$c_s = [3(1-\nu^2)E^2 p]^{1/6} \left[\frac{3}{(2-\nu)(1+\nu)\pi\rho} \right]^{1/2} \quad (2)$$

В данной работе исследование скорости поперечных упругих волн проводилось экспериментальным методом. В качестве модели неконсолидированной гранулированной среды использовалась цепочка стальных шаров диаметром 9 мм, помещенных в трубку. Импульсный сигнал с генератора, прошедший через усилитель, подавался на вибростол, сигнал с которого подавался на вход цепочки. На выходе цепочки сигнал попадал на пару керамических преобразователей, затем усиливался при помощи усилителя и подавался на цифровой осциллограф. К цепочке шариков была приложена внешняя сила F, значение которой можно было менять, тем самым, меняя давление в цепочке. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 2.

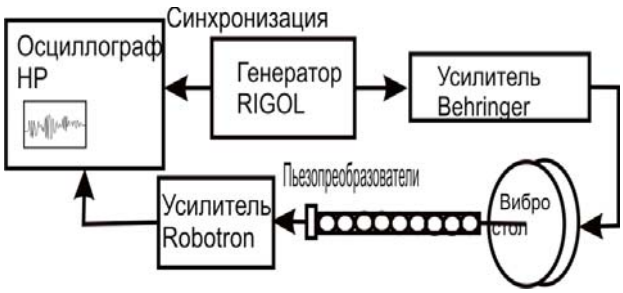


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

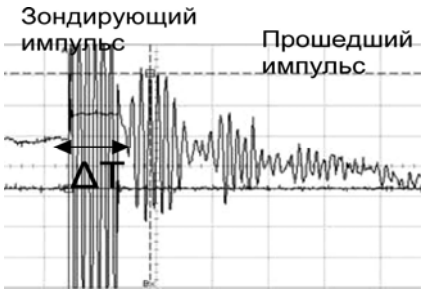


Рис. 3. Сигнал с осциллографа

На осциллографе наблюдались два импульса: зондирующий и пришедший с приемного преобразователя. Скорость в цепочке измерялась по временной задержке прошедшего импульса по сравнению с началом зондирующего импульса. На рис. 3 представлены зондирующий и прошедший импульсы. Скорость вычислялась как $c_s=L/\Delta T$, где L - длина цепочки, ΔT – задержка прошедшего импульса относительно начала зондирующего импульса. Несущая частота выбрана равной 5 кГц. Измерения проводились при увеличении, а затем при уменьшении поджатия (рис. 4).

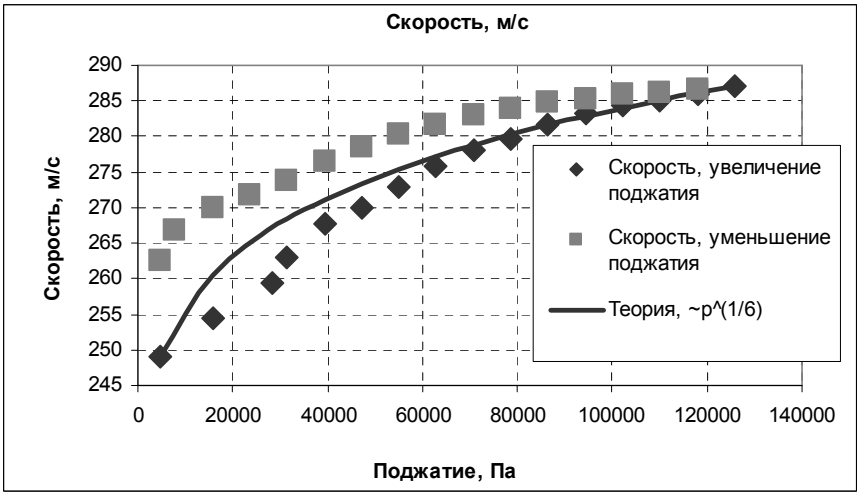


Рис.4. Зависимость скорости поперечных волн от силы внешнего поджатия

При изменении внешнего давления от 4000 до 125000 Па скорость поперечных волн в цепочке изменялась от 250 м/с до 288 м/с, при том, что скорость поперечных волн в сплошной стали равна ~3000 м/с.

Полученные результаты при увеличении поджатия показывают достаточно хорошее совпадение с теоретической кривой при увеличении силы внешнего поджатия. При относительно небольшом поджатии экспериментальные точки идут ниже теоретической кривой $v \sim p^{1/6}$. Это объясняется тем, что при малых нагрузках площадь контакта становится сравнимой с размерами микронеоднородностей (шероховатости, микротрещины) поверхности шариков и теория контактного взаимодействия Герца в этой области давлений не совсем корректна. При уменьшении поджатия экспериментальные точки лежат выше теоретической кривой, данный результат связан с остаточными деформациями шариков после снятия нагрузки.

Полученные результаты скорости поперечных волн c_s были сравнены с полученными ранее значениями скорости продольных волн c_p в цепочке стальных шариков в зависимости от внешнего давления [4], полученная зависимость находится в хорошем соответствии с теорией: $c_s = c_p / \sqrt{2}$.

E–mail: natalia.shirgina@physics.msu.ru

Литература

1. Руденко О.В., Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики. Успехи физ. наук. Т. 176. №1. 2006. С. 77-95

2. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Теория упругости. - М.: Наука, 1978, 293с.

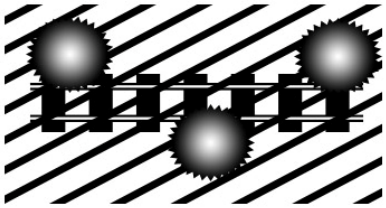
3. Уайт Дж.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. - М.:Недра,1986.-261 с.

4. A.I. Korobov, Yu. A. Brazhkin, E.S. Sovetskaya. Characteristic Features of Elastic Wave Propagation in a One-Dimensional Model of an Unconsolidated Medium. // Acoustical Physics, 2010, Vol.56, No. 4, pp. 446-452.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель:
проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич

Зам. председателя:
с.н.с. к.ф.-.м.н. Волкова Ольга Сергеевна



Поздравляем победителей!

I место

Котова М.С. – студентка физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

II место

Шаныгина Т.Е.– аспирант ФИАН им. П.Н. Лебедева

III место

Кузьмичёв С.А. – н.с. физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ 2.5 РОДА В НАНОСТРУКТУРАХ INAS/ALSB И $AL_XGA_{1-X}AS/GAAS$

Афанасова М.М.

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, Рязань, Россия

В структурах InAs/AlSb и $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ с двумерным электронным газом при заполнении двух подзон размерного квантования обнаружены фазовые переходы 2.5 рода. Фазовые переходы 2.5 рода возникают при трансформации поверхности Ферми, и изменении площади ее сечения при некотором критическом значении внешнего параметра, ответственного за изменение электронного спектра [1]. Таким параметром может выступить квантовое время релаксации, учитывающее вклад различных процессов рассеяния и взаимодействия электронов. В квантующих магнитных полях не возникает новых механизмов рассеяния, а проявляются их особенности. Осцилляционные эффекты определяются характеристиками носителей тока, находящихся в экстремальных сечениях поверхности Ферми и вращающихся в одной фазе. В магнитных полях при наличии особенностей у поверхности Ферми, приводящих к изменению функции распределения электронов, эффективность малоугловых столкновений возрастает. Малоугловое рассеяние вызывает изменение фазы и смещает электроны из области экстремальных сечений поверхности Ферми, что приводит к нетепловому размытию уровней Ландау.

В данной работе исследовано затухание амплитуд осцилляций магнитосопротивления и определено квантовое время релаксации методом построения графиков Дингла. Магнитополевые зависимости нормированной амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза представлены на рис. 1. Изменение угла наклона $\ln\delta(1/B)$ свидетельствует о конкуренции каналов внутриподзонного и межподзонного рассеяния электронов.

Точки максимумов и минимумов $\ln\delta_m=f(1/B)$ в магнитном поле B определяются областью локализации функций плотности состояний $D_p(E)$ и $D_m(E)$ основной m- и возбужденной p- подзон размерного квантования. $D_{m,p}(E)$ описывается несимметричной δ – функцией с уширением kT_D+kT и имеет резкие границы [2].

Магнитное поле в максимумах $\ln\delta_m(1/B)$ (рис. 1) (B, $Тл^{-1}$: 0.17, 0.22, 0.26, 0.33, 0.41) соответствует перекрытию верхнего по энергии “шлейфа” плотности состояний уровней Ландау E_p подзоны и функции плотности состояний E_m подзоны вблизи уровня Ферми. Это перекрытие приводит к инициированию межподзонного взаимодействия. Оно

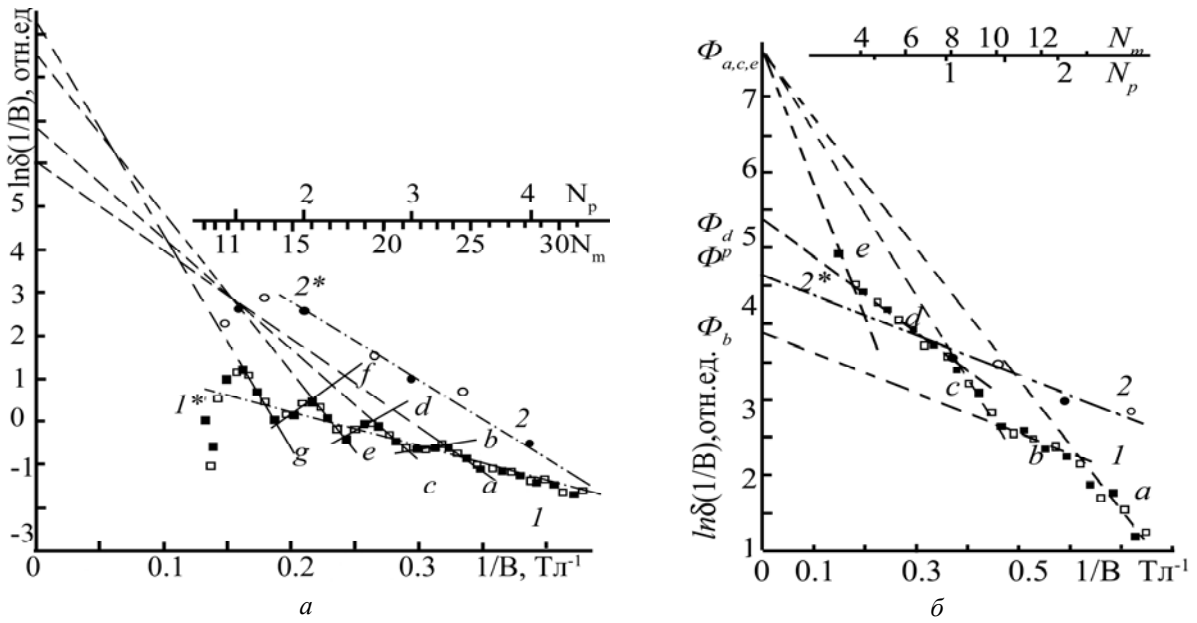


Рис. 1 Зависимость амплитуды осцилляции $\ln\delta$ (1/B) от обратного магнитного поля основной $E_m(1)$ и возбужденной $E_p(2)$ подзон размерного квантования для структур InAs/AlSb(a), $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$(б). T=4.2 К. Темные точки-максимумы, светлые –минимумы осцилляций

становится резонансным при одновременном прохождении уровней Ландау обеих подзон размерного квантования через уровень Ферми, т.е. при энергетическом совпадении максимумов плотности состояний в обоих подзонах в пределах $k(T+T_D)$ на уровне Ферми. Суммарное время релаксации электронов содержит следующие компоненты: $\tau_q \propto \left\{\tau_q^m, \tau_q^p, \tau_q^{mp}\right\}$.

Магнитные поля для минимумов зависимости (B, $Тл^{-1}$: 0.19, 0.24, 0.3, 0.35, 0.38) определяются выходом на уровень Ферми низко-энергетической границы функции плотности состояний на уровнях Ландау E_p подзоны. Резкость границ функции плотности состояний на N_p уровнях создает условия резонанса межподзонного взаимодействия при изменении магнитного поля. Суммарное время релаксации электронов определяется как: $\tau_q \propto \left\{\tau_q^m, \tau_q^p\right\}$.

Фазовые переходы обусловлены скачкообразным изменением времени релаксации в резонансных условиях. Изменение величины уширения уровней Ландау приводит к флуктуации функции плотности состояний на уровне Ферми и изменению электронного спектра.

В структуре AlSb/InAs/AlSb, по сравнению с $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ эти переходы наиболее контрастны и наблюдается инверсия знака зависимости $\Delta\ln\delta(1/B)_{T=const}/\Delta(1/B)$ вблизи резонансных условий.

Выделены причины, обуславливающие столь существенные отличия: топология потенциального рельефа структуры зоны проводимости $E_c(z)$, обеспечивает симметричность распределения функции электронной плотности $\left|\psi_{m,p}(z)\right|^2$ на уровнях размерного квантования $E_{m,p}$. В случае $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ в потенциальной яме треугольного профиля распределение $\left|\psi_{m,p}(z)\right|^2$ несимметрично. Так что переход в условиях $E_m(N_m)=E_p(N_p)=\xi$ от участков серии I (a, c, e, g) и серии участков II (b, d, f) носит плавный характер.

Симметричность распределения электронной плотности по оси наноструктуры создает одинаковые условия для рассеяния электронов на потенциале, создаваемом дефектами гетерограниц и атомами ионизированной примесей δ – слоя Te^+.

E-mail: m.afanasova@rsu.edu.ru

Литература

1. Дмитриев А.И., Лашкарев Г.В. Универсальный характер нетеплового уширения уровней Ландау в твердых телах//ФТТ. 1987, Т.29, №3. с.706-709.

2. Афанасова М.М., Степанов В.А. Сравнительный анализ параметров и свойств электронного газа в структурах InAs/AlSb и $Al_xGa_{1-x}As$//Вестник Рязанской радиотехнической академии. 2007, №22. с. 52-58.

ФАЗОВЫЙ КОНТРОЛЬ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Васильев В.В.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко

Оптическая нутация - явление когерентного взаимодействия поля с веществом, представляющее собой периодическое изменение начального состояния системы под влиянием поля внешней электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. В работе изучены явления оптической нутации в системе когерентных фотонов и экситонов в полупроводниках типа CuCl в условиях однофотонного взаимодействия света с экситонами под действием ультракоротких импульсов лазерного излучения. Предполагается, что длительности импульсов намного меньше времени релаксации экситонов. Учитываются процессы однофотонного излучения и поглощения света с участием экситонов, а также процессы упругого взаимодействия между экситонами. Детально изучен вопрос о возможности фазового контроля процесса однофотонной нутации экситонов с учётом упругого межчастичного взаимодействия экситонов. Гамильтониан системы имеет вид:

$$H = \hbar\omega_0 \hat{a}^+\hat{a} + \hbar\omega\hat{C}^+\hat{C} + \hbar g(\hat{a}^+\hat{C} + \hat{C}^+\hat{a}) + \frac{1}{2}\hbar\nu\hat{a}^+\hat{a}^+\hat{a}\hat{a},$$

где $\hat{a}$ ($\hat{C}$) – оператор уничтожения экситона (фотона), ν - константа упругого межчастичного взаимодействия экситонов.

Используя гайзенберговские уравнения для операторов рождения фотонов и экситонов, нами получено нелинейное уравнение для временной эволюции плотности экситонов. Из полученных выражений следует, что явление однофотонной нутации в системе когерентных фотонов и экситонов представляет собой периодический либо апериодический режим превращения фотонов в экситоны. Предсказывается возможность установления особого режима эволюции системы – покоя – при отличных от нуля начальных плотностях фотонов и экситонов. Частота нутации существенно определяется начальными плотностями частиц и начальной разностью фаз Θ_0. Влияние начальной разности фаз Θ_0 на процесс нутации свидетельствует о возможности фазового контроля этого процесса. С ростом параметра межчастичного взаимодействия экситонов при фиксированных значениях начальных плотностей фотонов и экситонов возможны режимы как плавного увеличения (уменьшения) значений амплитуды и периода колебаний плотности экситонов, так и режимы скачкообразного изменения амплитуды и периода колебаний плотности экситонов при малых изменениях константы межчастичного упругого взаимодействия.

E–mail: vasscorp@mail.ru

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПЕРВИЧНЫХ И ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НАНОАЛМАЗОВ

Гравдан Е.С.

Красноярский Государственный Педагогический Университ им. В.П Астафьева, Красноярск, Россия

Конденсированные продукты детонации углеродсодержащих взрывчатых веществ с отрицательным кислородным балансом содержат высокодисперсный углерод в разных модификациях и металлсодержащие примеси. [1] Известные способы выделения ультрадисперсных алмазов (УДА) из продуктов детонационного синтеза основаны на газификации неалмазного углерода и растворении металлов. Работы, посвященные свойст-

вам полученных алмазов, можно разделить на два основных направления в соответствии с целью исследований:

- изучение характеристик УДА при изменяющихся условиях детонации для получения информации о механизме синтеза;
- исследование свойств УДА, как нового материала.

Однозначная интерпретация результатов ряда работ первого направления затрудняется, на наш взгляд, тем, что объект исследований является продуктом, претерпевающим изменения не только на всех стадиях детонационного синтеза, но и при химическом выделении УДА. По этой же причине трудно определить, чем вызвано довольно значительное отличие характеристик УДА, полученных разными авторами, если конкретные условия синтеза и извлечения не указаны в публикациях.[12]

Так, УДА, извлеченные из продуктов детонации смеси тротил/гексоген обработкой в минеральных кислотах, по данным [2] характеризуются кубическим строением решетки, а в [3] указано, что кубическая фаза может содержать до 30% лонсдейлита. Лонсдейлит или алмаз гексагональный $P6_3/mmc$ — одна из аллотропных модификаций углерода. Открыт в 1966 или ранее, первая публикация 1967 [4]. Одновременно он обнаружен в природе, в метеоритном каньоне. В настоящее время группе американских и китайских ученых удалось доказать, что самый твердый на сегодняшний день материал — специально обработанный лонсдейлит. Он оказался на 58% тверже алмаза.

Средний размер частиц таких алмазов, определенный по данным электронной микроскопии и совпадающий с размером областей когерентного рассеяния [2], варьируется в литературе от 3 до 6 нм, причем в работе [4] отличие среднего размера частиц двух образцов УДА (4,0 и 4,5 нм) отнесено к использованию разных кислот для извлечения из продуктов синтеза. Частицы УДА размером ~ 3 нм объединены во фрактальные кластеры размером ~ 20 нм с фрактальной размерностью D ~ 1,9 (Объем фрактала в своем пространстве вложения всегда равен нулю).

E–mail: alenka5@mail.ru

Литература

1. Лямкин А.И., Петров Е.А., Ершов А.П. и др. Получение алмазов из взрывчатых веществ. // Докл. АН СССР. 1988. Т. 302. N 3. С. 611-613.

2. Ставер А.М., Губарева Н.В., Лямкин А.И., Петров Е.А. Ультрадисперсные алмазные порошки, полученные с помощью энергии взрыва. //Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. N 5. С. 100-104.

3. Верещагин А.Л., Комаров В.С., Мастихин В.М. и др. Исследование свойств алмазной фазы детонационного синтеза //Доклады V Всесоюз. совещ. по детонации. Красноярск, 1991. Т. 1. С. 99-103.

4. Frondel, C.; U.B. Marvin (1967). «Lonsdaleite, a new hexagonal polymorph of diamond». Nature 214: 587—589

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОЛИМЕРНО-УГЛЕРОДНОГО КОМПОЗИТА ДЛЯ САМОВОССТАНАВЛИВАЮЩИХСЯ ПРЕДОХРАНИТЕЛЕЙ

Домкин К.И.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

В последние годы применение полимеров в промышленности растет лавинообразно. Особенно широко используются полимерные нанокомпозиты на основе полиэтилена, полипропилена и сополимеров. Они широко используются в электронной и радиопромышленности для изготовления, в частности, и самовосстанавливающихся предохранителей (СВП) для защиты электрических цепей от перегрузок по току.

Электропроводность в таких системах имеет перколяционный характер. Перколяционный порог в полиэтилене достигается при 1,2 – 5 масс. % в случае использования в каче-

стве наполнителя углеродных нанотрубок [3]. Особое значение при таком применении композитов придается гомогенному распределению наполнителя (углерода) в матрице полимера, что в значительной степени определяет электрические характеристики СВП.

С уменьшением размера частиц углерода достижение гомогенного распределения его в матрице полиэтилена возрастает многократно, т.к. при этом увеличивается их удельная поверхность с увеличением их количества (при том же объемном содержании) и резко возрастает их способность к агломерации. Положительную роль в данном случае играет высокая вязкость полиэтилена, не позволяющая образовываться повторным агломератам углеродных наночастиц.

В работе исследовалась структура полиэтилен-углеродного нанокомпозита для СВП, производящихся в России (ФГУП «НИИЭМП», г. Пенза). В работе [1] приведены результаты физико-химических исследований этих композиций методами сканирующей электронной микроскопии с локальным анализом состава рентгеноспектральным методом, рентгеноструктурным методом, но это не позволило оценить степень агломерации углеродных наночастиц в композите, поэтому углеродные наночастицы были исследованы отдельно и в составе композита методом атомно-силовой микроскопии. Для приготовления композита был использован полиэтилен низкого давления (высокой плотности), модифицированный малеиновым ангидридом и технический углерод отечественного производства марки П-267-Э. Использование полиэтилена низкого давления обусловлено результатами предварительных исследований, которые показали, что только при применении полиэтилена низкого давления происходит хорошее диспергирование углеродных наночастиц в матрице полиэтилена и появляется электропроводимость композита. Образцы для исследований готовились методом прессования в тонкие пластины. Способ приготовления композита подробно описан в работе [2].

На АСМ-изображении частиц углерода хорошо видны агрегаты частиц, размерами от 0,5 до 3 мкм, которые в свою очередь состоят из сросшихся частиц в форме «сапожка» размерами 500х500 нм по горизонтали и вертикали. Удивительно, что и эти агломераты представляют собой слоистую структуру сросшихся плоских наночастиц, толщиной ~ 30÷50 нм.

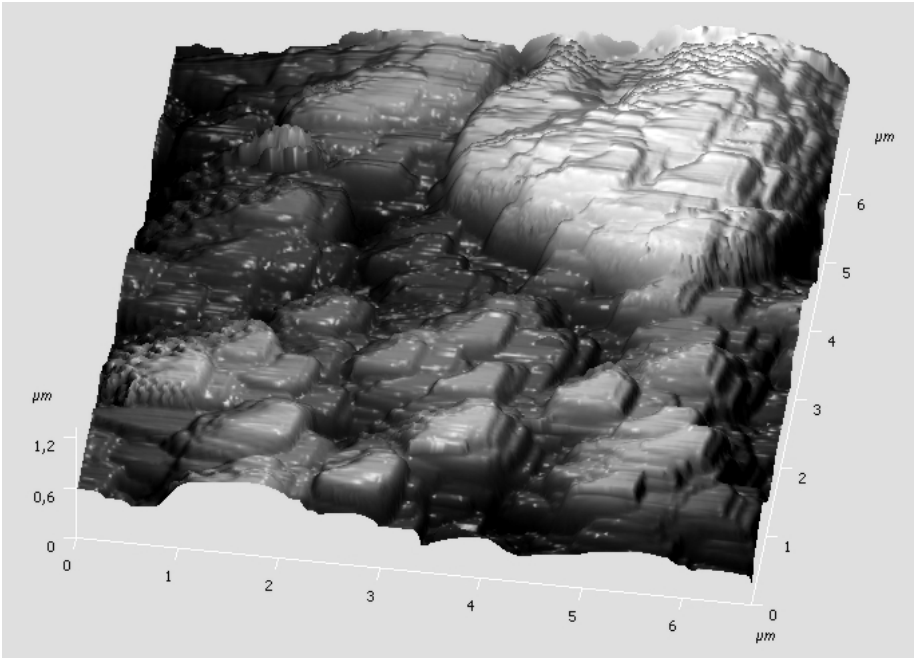


Рис. 1 – Углерод СВП в 3D

Наночастицы углерода в композит входят крупными агломератами, образующими сплошную столбикообразную структуру с толщиной слоев 30-50 нм (рис. 1). АСМ анализ показал переизбыток углерода в композиции и необходимость физико-химической модернизации углеродных наночастиц с целью уменьшения их агломерации.

ego85@mail.ru

Литература

1. Каминская Т.П., Гаськов А.М., Подшибякин С.В., Румянцева М.Н., Домкин К.И.. Физико-химические исследования полимерно-углеродных нанодисперсных композиций. Перспективные материалы. Специальный выпуск (6) часть 2, декабрь 2008 М.- Интерконтакт Наука, С. 200-202

2. Недорезов В.Г., Подшибякин С.В., Каминская Т.П., Сабаев А.А., Кичигина И.Н. Исследование и разработка самовосстанавливающихся предохранителей на фазовом переходе. Труды международной конференции «Материалы, изделия и технологии пассивной электроники». – Пенза, 18-21.09.2007, с.83-90.

3. Fererra M. et all. Influence of the electrical field applied during thermal cycling on the conductivity of LLDPE/CNT composites.- Physica E 37 (2007), p. 66-71.

ЭФФЕКТ РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ И ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМАЯ ПАМЯТЬ НА ЕГО ОСНОВЕ

Котова М.С.,[1] Дронов М.А.,[2]

[1]МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия, [2] РАН ИОФ им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

В настоящее время во всем мире наблюдается огромный интерес к созданию новых технологий, в том числе новых технологий памяти. Это связано со стремлением улучшить существующие характеристики устройств памяти и получить быстродействующую, дешёвую и энергонезависимую память. Одним из направлений исследований является создание резистивной памяти на основе электрических переключений в полимерных материалах[1]-[2].

Устройства на основе органических полупроводниковых материалов отличаются простотой технологии изготовления, не требующей высоких температур и высокого вакуума. Устройства на базе этих материалов могут быть изготовлены методами центрифугирования, ламинирования или струйной печати.

Эффект резистивного переключения заключается в том, что рассматриваемая система может находиться в двух состояниях с различными сопротивлениями, выступающими как логические “0” и “1”. Амплитуда эффекта может быть достаточно велика: сопротивление материалов может изменяться более чем в миллион раз при переключении системы из непроводящего в проводящее состояние.

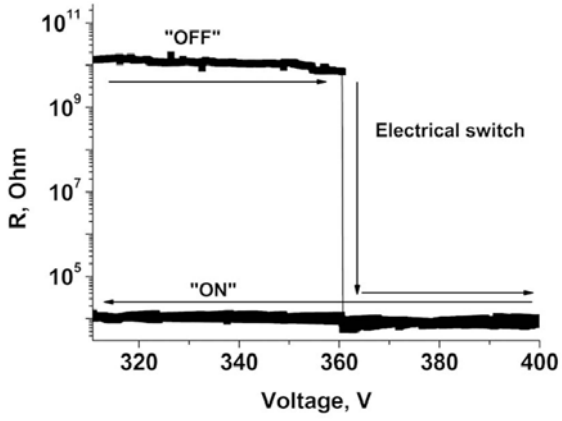


Рис. 1 Изменение сопротивления при переключении

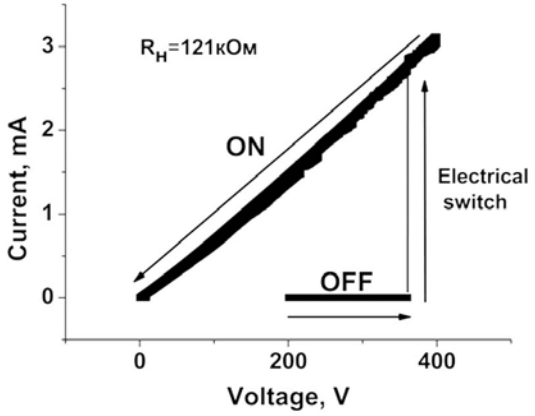


Рис. 2 Вольт-амперная характеристика образа с нагрузочным сопротивлением 121кОм

Нами были исследованы образцы с сэндвич-геометрией, где в роли контактов выступали пары: медь-серебряная паста; ITO-ITO; ITO-серебряная паста. В качестве рабочего материала выступал состав на основе полистирола. В зависимости от условий переключения и геометрических размеров исследуемых образцов сопротивление в не-

проводящем состоянии варьировалось в диапазоне от 1 МОм до 2 ГОм, а сопротивление в проводящем состоянии изменялось от 10 Ом до 50 кОм, амплитуда эффекта резистивного переключения составляла от 10^2 до 10^7.

Изучение кинетики процессов переключения показало, что характерные времена переключения обычно составляют менее 10нс, а для некоторых структур лежат в субнаносекундном диапазоне, в то время как для одной из самых быстрых из существующих типов памяти - статистической оперативной памяти с произвольным доступом минимальное время записи составляет единицы наносекунд. Важно отметить, что для ряда органических структур возможно более 10^6 переключений без существенного изменения свойств.

Исследования температурных зависимостей проводимости, дополненные микроскопическими наблюдениями, позволяют считать, что механизм переключения в изучаемых системах может быть связан с образованием металлических проводящих каналов[3]- [4].

Таким образом, в настоящей работе показано, что в полимерном материале наблюдаются управляемые резистивные переключения с высокой амплитудой, происходящие за короткий промежуток времени. Данный эффект позволяет создать энергонезависимую память с высоким быстродействием и низкой стоимостью.

marykot58@gmail.com

Литература

1. Dearnaley G., Morgan D.V., Stoneham A.M., Non-Cryst J.. Solids, **4**, 593-612 (1970)
2. Dearnaley G., Stoneham A.M., Morgan D.V., Rep. Prog. Phys., **33**, 1129-1191 (1970)
3. Prime D., Paul S., Phil.Trans. R. Soc. A, **367,** 4141-4157 (2009)
4. Scott J.C.,. Bozano L.D, Adv.Mat., **19,** 1452-1463 (2007)

SCS-АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДВУХЩЕЛЕВОГО СВЕРХПРОВОДНИКА LIFEAS

Кузьмичёв С.А.[1†], Рослова М.В.[1], Шаныгина Т.Е.[1,2]

[1] *МГУ им. М.В. Ломоносова,физический факультет, Москва, Россия,*
[2] *ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия*

Монокристаллы LiFeAs были получены по методике «self-flux». Их синтез детально изложен в работе [1]. Смесь небольших кусочков металлического Li и порошкообразных Fe и As в молярном соотношении Li : Fe : As = 3 : 2 : 3 помещали в алундовый тигель и заваривали в ниобиевый контейнер под давлением аргона 1.5 атм. Для предотвращения окисления на воздухе ниобиевый контейнер запаивали в вакуумированную кварцевую ампулу. Приготовленную реакционную смесь нагревали до 1363 K и выдерживали 18 ч, а затем охлаждали до 873 K со скоростью 4.5 K/ч, после чего вынимали ампулу из печи и охлаждали на воздухе. Полученные монокристаллы (пластинки с характерными размерами ~ 12×12×0.1 $мм^3$) были охарактеризованы методами РФА и РСМА.

Для исследования сверхпроводящих свойств монокристаллов LiFeAs с критическими температурами T_C = (10÷17) K использовался метод спектроскопии многократных андреевских отражений [2] в симметричных микроконтактах типа “сверхпроводник – слабая связь – сверхпроводник” (ScS). Образцы LiFeAs в форме тонких пластинок $(3 \times 1.5 \times 0.2)$ $мм^3$ закреплялись на измерительном столике жидким In-Ga припоем по четырёхконтактному методу. Путем прецизионно контролируемого изгиба столика при T = 4.2 K в образце создавалась микротрещина (техника «break-junction» [3]), таким образом, мы получали ScS-андреевские контакты с криогенно чистыми поверхностями. Техника «break-junction» позволяет менять геометрию контакта в одном эксперименте, что позволяет исследовать свойства различных точек на криогенном сколе образца.

Как известно, в SnS-контакте на производных ВАХ возникает субгармоническая щелевая структура (СГС) – серия минимумов динамической проводимости на смеще-

ниях $V_n = 2\Delta/\mathbf{n}e$, где $\mathbf{n} = 1, 2\ldots$ [4], связанная с эффектом многократных андреевских отражений (в случае двухщелевого сверхпроводника будут наблюдаться две такие структуры, соответствующие каждой из щелей). С увеличением индекса **n** амплитуда особенности убывает. Для определения величины щелей Δ при $T < T_C$ достаточно воспользоваться вышеназванной формулой [4].

Наблюдаемые особенности на dI/dV-характеристиках ScS-контактов соответствуют СГС и не описываются в рамках однощелевой модели. На характеристиках более 20 SnS-контактов мы воспроизводимо наблюдали две серии минимумов динамической проводимости, соответствующих двум сверхпроводящим щелям, открывающимся на различных листах поверхности Ферми.

SnS-адреевские спектры стопочных контактов, последовательно полученных путём механической перестройки, с максимальной локальной T_C контакта $T_C^{local} \approx 14$ K приведены на рис. 1 (линейный ход кривых подавлен). На ВАХ и спектрах присутствуют две СГС, которые в соответствии с формулой $V_n = 2\Delta/ne$ дают значения большой сверхпроводящей щели $\Delta_L \approx 3.4$ meV и малой щели $\Delta_S \approx 0.9$, 1 meV для контактов #d4 и #d5, соответственно. Для контакта #d5 особенность $n_S = 1$ взята по центру дублета (см. рис. 1). Такая структура может быть вызвана искажением s-волновой симметрии параметра порядка Δ_S, что вполне возможно из-за сложной формы дырочных поверхностей Ферми у LiFeAs. Воспроизводимость особенности $n_S = 1$ для малой щели Δ_S на dI/dV-характеристиках стопочных контактов доказывает независимое существование Δ_S как объёмного свойства сверхпроводящего LiFeAs. Особенность $n_S = 2$ становится более заметной при подавлении линейного подъёма характеристики вблизи нулевого смещения V.

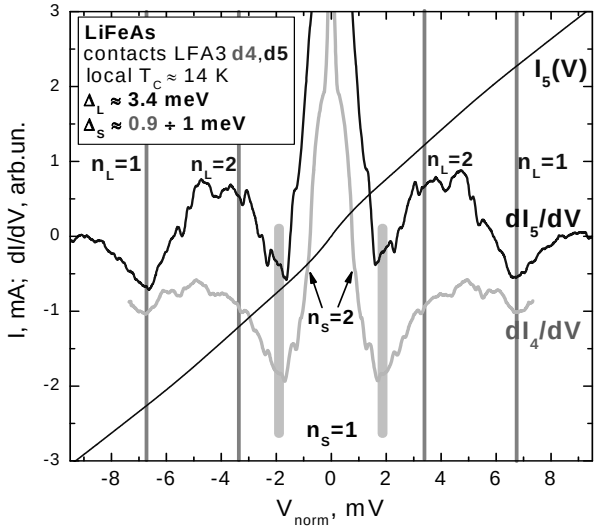


Рис. 1. Нормированные на один контакт ВАХ и dI/dV-характеристики стопочных SnS-контактов #d4 (светлая кривая) и #d5 (темная кривая) при T = 4.2 K (по 2 SnS-контакта). Вертикальными линиями отмечены минимумы двух СГС, соответствующих большой щели $\Delta_L \approx 3.4$ meV (метки n_L) и малой щели $\Delta_S \approx 0.9 \div 1.0$ meV (метки n_S). $T_C^{local} \approx 14$ K

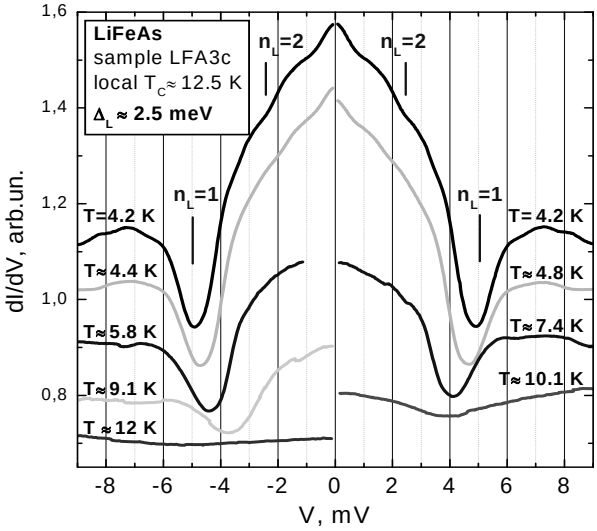


Рис. 2. dI/dV-характеристика SnS-контакта на базе монокристалла LiFeAs, измеренная в интервале $4.2\text{ K} \le T \le T_C^{local} \approx 12.5$ K. Метки соответствуют положениям андреевских рефлексов от большой щели $\Delta_L \approx 2.5$ мэВ. Видно, что с увеличением температуры положения минимумов смещаются в область малых напряжений (сверхпроводящая щель закрывается)

На рис. 2 приведена динамическая проводимость андреевского SnS-контакта, исследованная в интервале температур $4.2\text{ K} \le T \le 12.5$ K. Для удобства рассмотрения характеристики расположены со смещением по вертикали. На верхней кривой (при T = 4.2 K) отмечены положения андреевских рефлексов от щели $\Delta_L \approx 2.5$ мэВ. Хорошо видно, что с увеличением T положения минимумов смещаются в область малых напряжений. Субгармоническая структура наблюдается вплоть до T_C, пока производная не становится горизонтальной, что позволяет по данным этого графика определить ло-

кальную $T_C^{local} \approx 12.5$ K. Используя полученное значение T_C^{local}, можно вычислить характеристическое отношение теории БКШ: $2\Delta_L/k_BT_C^{local} \approx 4.6$.

В соединении LiFeAs нами воспроизводимо наблюдались две независимые сверхпроводящие щели с энергиями (при T = 4.2 K) $\Delta_L = (2.5 \div 3.4)$ meV и для малой щели $\Delta_S = (0.9 \div 1.0)$ meV, причём у полученных контактов локальные $T_C^{local} = (10.5 \div 14)$ K. Вариация T_C^{local} для различных контактов приводит к соответствующим отклонениям Δ от максимального значения. Определённое нами характеристическое отношение БКШ $2\Delta_L/k_BT_C = (4.6 \div 5.6)$, что превышает классический БКШ-предел 3.52 и, по-видимому, указывает на квазидвумерный характер сверхпроводимости и сильное взаимодействие в этих зонах. Для малой щели $2\Delta_S/k_BT_C \approx 1$, что свидетельствует о наведённой сверхпроводимости при $T \to T_C$ в зонах с малой щелью.

Авторы благодарят Морозова И.В., Болталина А.И., Wurmehl S., Büchner B., Васильева А.Н. и руководителя лаборатории туннельных исследований профессора Пономарева Я.Г. Исследования были поддержаны грантом МОН № 16.120.11.3264-МК.

e-mail: kuzmichev@mig.phys.msu.ru

Литература

1. Morozov I.et al. // Crystal Growth & Design 2010, № 10, p. 4428.
2. Андреев А.Ф. // ЖЭТФ 1964, № 46, p. 1823; JETP 1974, № 19, p. 1228.
3. Moreland J., and J.W. Ekin // J. Appl. Phys. 1985, № 58, p. 3888.
4. Kümmel R. et al. // Phys. Rev. B 1990, № 42, p. 3992.

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ НА ГИГАНТСКОЕ МАГНИТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В СИСТЕМЕ SI/TA/NIFE/CU/NIFE/NIMN/TA

Куренков А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

ГМС – это квантовомеханический эффект, заключающийся в изменении электрического сопротивления с изменением ориентации магнитных моментов слоёв в многослойный системах. Различная ориентация магнитных моментов слоёв в такого рода системах может быть достигнута путём использования антиферромагнитной связи, слоёв с различной коэрцитивностью или спиновых диодов с обменным смещением.

Основой устройства спин-диода (СД) является зависимость электрического сопротивления многослойной структуры типа ФМ1/НМ/ФМ2/АФМ от взаимной ориентации магнитных моментов в двух слоях ферромагнетика (ФМ1 и ФМ2), разделенных немагнитным слоем (НМ). Обменная связь ФМ2 и антиферромагнетика (АФМ) фиксирует магнитный момент ФМ2 вдоль направления результирующего момента АФМ в пограничном с ФМ2 слое независимо от направления внешнего поля. При этом магнитный момент другого (магнитомягкого) слоя ФМ1, отделённого от системы ФМ2-АФМ немагнитным слоем, ориентируется по внешнему полю. При увеличении магнитного поля, растёт и разница в ориентации магнитных моментов, что приводит к увеличению интенсивности рассеяния электронов и росту сопротивления. Это позволяет измерять магнитные поля путём простого измерения сопротивления проградуированного СД.

Достоинствами сенсоров на основе эффекта ГМС являются, прежде всего, высокая чувствительность, малое энергопотребление и очень малые размеры, что позволяет создавать высокоточные микроразмерные сенсоры слабых магнитных полей. Подобные устройства чрезвычайно востребованы в таких областях, как медицина и робототехника, машиностроение и геологоразведка, и многих других. Кроме того, возможность создания интегрированной структуры на основе кремниевой технологии позволяет говорить о высокой степени унификации и, в перспективе, низкой стоимости производства сенсоров.

В настоящее время ГМС-сенсоры наиболее широко применяются в считывающих головках магнитных носителей информации, таких, как жёсткие диски. Характерный диапазон изменения полей составляет от 10 до 100 Э.

Целью серии экспериментов являлось получение СД Si/Ta/NiFe/Cu/NiFe/NiMn[t]/Ta с максимальным магнетосопротивлением, что позволило бы достичь наибольшей чувствительности высокоточных сенсоров малых магнитных полей. Поставленная цель достигалась путём варьирования толщины АФ слоя NiMn в пределах от t=15 до 50 нм и исследования её корреляции с величиной ГМС.

СД были получены методом магнетронного распыления на магнетроне АТС Orion 5 UHV на базе НИИЯФ МГУ. Контроль толщины полученных структур проводился методом резерфордовского обратного рассеяния и системы микроанализа на сканирующем электронном микроскопе Tescan LYRA3 XM, а контроль топографии (шероховатости и наличия дефектов поверхности) – с помощью атомно-силового микроскопа.

Полученные результаты позволяют определить зависимость величины обменного смещения и эффекта ГМС от толщины АФ слоя, а также свидетельствуют о достаточно высоком значении магнетосопротивления, которое может быть применено на практике для создания функционирующих сенсоров слабых магнитных полей.

kurenkov@physics.msu.ru

Литература

1. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // Успехи физических наук. Декабрь 2008, том 178, № 12, стр. 1336-1348.

2. Грюнберг П.А. От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее // Успехи физических наук. Декабрь 2008, том 178, № 12, стр. 1349-1358.

3. Чеченин Н.Г. Магнитные наноструктуры и их применение. М.: Грант Виктория ТК. 2006

РАЗРАБОТКА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ ТЕРМОИЗОЛЯЦИИ ФЭП СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Попова А.С.

Московский Государственный Университет Инженерной Экологии, Москва, Россия

Разработаны математические модели и выполнены компьютерные расчёты решения уравнения теплопроводности, при которых была определена оптимальная толщина тепловой изоляции фотоэлектрического преобразователя (ФЭП). Это позволяет увеличить КПД солнечной батареи.

Для уменьшения потерь на теплообмен с окружающей средой используется конструкция, представленная на рис. 1, называемая "тепличным эффектом".

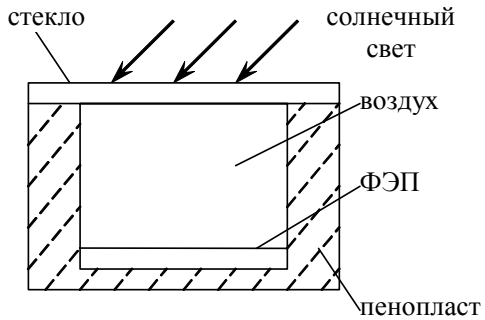


Рис. 1. «Тепличный эффект»

Фотоэлектрический преобразователь расположен внутри корпуса, стенки которого сделаны из пористого полимера (пенопласта). ФЭП со всех сторон окружён воздушной и полимерной теплоизоляцией. В результате расчёта определяется оптимальная толщина теплоизоляции.

Поставленная задача свелась к решению уравнения Лапласа, граничные условия были сформулированы с учётом коэффициентов теплопроводности и теплоотдачи. С ростом теплопроводности оптимальную толщину изоляции нужно увеличивать, а с

ростом коэффициента теплоотдачи – уменьшать. Аналитическое решение в замкнутом виде получено из анализа функции Бесселя. Варьируя эти параметры, выбраны материал и оптимальная толщина. Получены следующие результаты.

Распределение температуры описывается уравнением Лапласа, записанным в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial T(r,z)}{\partial r}+\frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial z^2}=0 \qquad (1)$$

с граничными условиями:

$$-\lambda\partial T(r,0)/\partial z+\alpha_k T(r,0)=\alpha_k T\,; \qquad (2)$$

$$\lambda\partial T(r,h)/\partial z=q(r)\,; \qquad (3)$$

$$\partial T(0,z)/\partial r=\partial T(\infty,z)=0\,. \qquad (4)$$

Последнее условие означает отсутствие радиальной составляющей теплового потока на оси *Oz* симметрии распределения температуры и на большом удалении ($r\to\infty$) от зоны локального нагрева, где согласно $q(r)=q_0*\exp[-k^2*r^2]$ $q(r)\to 0$.

К внешней поверхности слоя термоизоляции подводится тепловой поток с симметричным распределением плотности по закону: $q(r)=q_0*\exp[-k^2*r^2]$, где r - радиус, отсчитываемый в цилиндрической системе координат r, z.

Коэффициент k характеризует степень концентрации теплового потока при локальном нагреве слоя изоляции.

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial h}=\frac{1}{2}\int_0^\infty\frac{(\alpha_k/\lambda)^2-p^2}{[p\,\mathrm{ch}\,ph+(\alpha_k/\lambda)\,\mathrm{sh}\,ph]^2}\exp\left[-\left(\frac{p}{2k}\right)^2\right]pd(p/k)=0 \qquad (5)$$

При $h\to 0$ $\partial\vartheta/\partial h\to(k/2)[1-(2k\lambda/\alpha_k)^2]$. Экстремум будем минимум лишь в том случае, если при увеличении толщины стенки значение ϑ сначала уменьшается при $h\to 0$. Следовательно, можно определить оптимальное значение толщины h_*, а из формулы (5) - соответствующее ему минимальное значение ϑ_* безразмерной температуры в наиболее нагретой точке внешней поверхности слоя термоизоляции.

Тогда решением поставленной задачи будет:

$$T'(r,z)=T_1+\frac{q_0}{2\lambda' k^2}\int_0^\infty J_0\left(p\sqrt{\frac{\lambda}{\lambda'}}r\right)\times\frac{p\,\mathrm{ch}\,pz+(\alpha_k/\lambda)\,\mathrm{sh}\,pz}{p\,\mathrm{sh}\,ph+(\alpha_k/\lambda)\,\mathrm{ch}\,ph}\exp\left[-\left(\frac{p}{2k}\right)^2\frac{\lambda}{\lambda'}\right]dp\,,$$

а безразмерная избыточная температура наиболее нагретой точки на внешней поверхности слоя

$$\vartheta'=\frac{T'(0,h)-T_1}{q_0/(\lambda k)}=\frac{\lambda/\lambda'}{2}\int_0^\infty\frac{p\,\mathrm{ch}\,pz+(\alpha_k/\lambda)\,\mathrm{sh}\,pz}{p\,\mathrm{sh}\,ph+(\alpha_k/\lambda)\,\mathrm{ch}\,ph}\exp\left[-\left(\frac{p}{2k}\right)^2\frac{\lambda}{\lambda'}\right]d\left(\frac{p}{k}\right).$$

В результате аналитического решения и компьютерного расчёта разработана методика определения оптимальной толщины термоизоляции. При данных для пенопласта с коэффициентом λ = 0,05 Вт/(м*град); α = 1 Вт/(м^2 *град), получим толщину теплоизоляции h = 3,7 см.

E-mail: aaspop@narod.ru

Литература

1. Зарубин В.С. Расчёт и оптимизация термоизоляции. М.: Энергоатомиздат. 1991.

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ИОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА СПЕКТРОМЕТР ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ – КВАДРУПОЛЬНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР

Ускова О.В.

Рязанский государственный университет имени С.А.Есенина, Рязань, Россия

Важнейшим направлением развития физико-технических наук является разработка и внедрение в практику инновационных технологий и приборов, служащих повышению безопасности граждан на объектах повышенной опасности транспортно-дорожного комплекса и других отраслей производственной сферы хозяйства. Приоритеты развития подчеркиваются ухудшением состояния окружающей среды и все возрастающей террористической опасностью.

Исследования коронного разряда [1, 3] как источника ионов для спектрометра ионной подвижности (далее – СИП) могут быть положены в основу технологий конструирования высокочувствительных быстродействующих приборов, позволяющих обнаруживать взрывчатые и наркотические вещества даже в малых концентрациях, проводить мониторинг состояния окружающей среды, а также поточный анализ продуктов переработки на «грязных» и / или «опасных» производствах, превосходящие по ряду параметров существующие аналоги приборов, сконструированных на базе СИП.

Использование коронного разряда как источника ионов для СИП в соответствующих приборах позволяет:

существенно повысить их чувствительность к веществам, специфическими чертами которых являются высокая адсорбционная способность и крайне низкое давление насыщенных паров, что существенно расширяет возможности их применения на практике [4];

до некоторой степени удешевить их производство, эксплуатацию, обслуживание, ремонт и утилизацию;

не требует от пользователей специальных средств защиты для работы с ними, а также специальной утилизации отработанных частей приборов.

Для получения эффективного СИП повышенной чувствительности требуется решить ряд известных задач [2, 3], которые сводятся к: подбору оптимальных геометрических параметров электродов ионного источника; изменению свойств газовой среды в камере ионизации; воздействию внешних факторов, например, ультрафиолетового излучения, непосредственно на сам источник ионизации; изучению различного режима работы источника ионизации – постоянного и импульсного. Для его решения была смоделирована и разработана специальная установка, имитирующую условия ионизационной камеры в СИП, позволяющая измерять электрические и оптические характеристики коронного разряда [5].

В ходе экспериментов были получены вольтамперные характеристики коронного разряда для выбора конкретной геометрии электродов. Дополнительными исследованиями подтверждена стабильность горения ионного источника и изменение величины напряжения поджига коронного разряда, при изменении межэлектродного пространства, а это, в свою очередь, позволяет оптимизировать конструкцию ионного источника для СИП [5].

В дальнейших исследованиях предполагается исследовать различные варианты воздействия на коронный разряд температуры, влажности и газоносителя и ультрафиолетового излучения.

E-mail:Boch888@yandex.ru

Литература

1. Капцов Н.А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. М.: ОГИЗ Гостехиздат,1947. 226 с.

2. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.; Л: Тех. теор. издат., 1950. 672 с.

3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.

4. Сысоев А.А., Чупахин М.С. Введение в масс-спектрометрию // М.: Атомиздат, 1977. 304 с.

5. Ускова О.В. Установка для изучения коронного разряда как источника ионов для аналитического комплекса спектрометр ионной подвижности – квадрупольный масс-спектрометр // Наукові дослідження сучасності. / Збирка наукових праць. – Киев: НАИРИ, 2011. С. 90-92.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЩЕЛИ В GDO(F)FEAS ПО ДАННЫМ ВНУТРЕННЕЙ АНДРЕЕВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Шаныгина Т.Е.[1,2], Кузьмичёв С.А.[1], Садаков А.В.[2], Усольцев А.С.[1,2]

[1] *МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия,*
[2] *ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия*

Соединение GdO(F)FeAs относится к классу слоистых многощелевых сверхпроводящих оксипниктидов (система 1111) [1]. В нашей работе использовались поликристаллы $GdO_{1-x}F_xFeAs$ ($x = 0.12,\ 0.09$) с критическими температурами $T_C = 46 \div 53$ K. Для определения энергий сверхпроводящих щелей использовалась андреевская спектроскопия контактов сверхпроводник – металл – сверхпроводник (**SnS**); симметричные **SnS**-контакты формировались с помощью техники "break-junction".

Как известно, на производной вольтамперной характеристики **SnS**-контакта возникает субгармоническая щелевая структура (СГС) – серия минимумов проводимости на смещениях $V_n = 2\Delta/ne$, где n = 1, 2… [2], связанная с эффектом многократных андреевских отражений (в случае двухщелевого сверхпроводника будут наблюдаться две такие структуры, соответствующие каждой из щелей). В предыдущей работе [3] нами было установлено, что в соединении GdO(F)FeAs реализуется двухщелевая сверхпроводимость, и определены энергии двух щелей при T = 4.2 K: $\Delta_L = (10.5 \pm 2)$ мэВ, $\Delta_S = (2.3 \pm 0.4)$ мэВ. При измерении характеристик стопочных контактов (т.е. структур типа S-n-S-…-S) наблюдался эффект внутренних андреевских отражений. Т.к. это объемный феномен, то минимумы СГС оказывались на смещениях $V_n = 2\Delta N/ne$, где N – количество контактов в стопке. При нормировке на один контакт (см. рис. 1) андреевские рефлексы на кривых проводимости стопочных контактов совпадают с аналогичными особенностями одноконтактных характеристик, что позволяет определять значения щелей с большей точностью. Используя данные измеренных при гелиевой температуре dI(V)/dV-характеристик одиночных и стопочных контактов, мы построили зависимости положений андреевских рефлексов V_n от 1/n и получили, в соответствии с формулой для СГС, две прямые линии (рис. 2). Это подтверждает тот факт, что двухщелевое состояние GdO(F)FeAs является внутренним свойством этого соединения, а особенности, наблюдаемые на характеристиках получаемых контактов, не могут быть объяснены действием поверхностных эффектов.

Влияние температуры на СГС большой щели для контакта с локальной критической температурой $T_C^{local} \approx 46$ K показано на рисунке 3. Уникальной особенностью интерпретации спектров **SnS**-контактов является тот факт, что для определения температурных зависимостей щелей не требуется проведение фитинга: значения щелей при температурах вплоть до T_C могут быть получены из формулы $V_n = 2\Delta/ne$. Температурная зависимость большой щели нестандартна (рис. 4): функция $\Delta_L(T)$ проходит ниже БКШ-образной зависимости, а характеристическое отношение БКШ $2\Delta_L/kT_C^{local} = (5.4 \pm 1)$ заметно превосходит БКШ-предел 3.52. Подобный ход $\Delta_L(T)$ аналогичен поведению **σ**-щели в MgB_2 [4,5] и является следствием внутреннего эффекта близости между двумя сверхпроводящими конденсатами. Напротив, $2\Delta_S/kT_C \approx 1.1$, что заметно ниже БКШ-предела 3.52 и говорит о наведенном характере сверхпроводимости в этих зонах.

В заключение авторы благодарят Ельцева Ю.Ф., Куликову Л.Ф., Михеева М.Г., Омельяновского О.Е., Пудалова В.М., Хлыбова Е.П. и Чеснокова С.Н, а также выражают особую благодарность руководителю лаборатории туннельных исследований профессору Пономареву Я.Г.

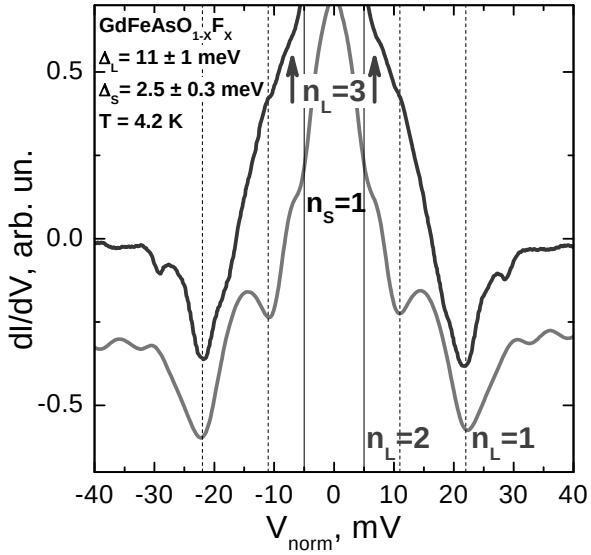


Рис. 1. dI/dV-характеристики одиночного **SnS**-контакта (нижняя кривая) и стопочного (верхняя кривая; 2 контакта в стопке) контакта при T = 4.2 K. Андреевские минимумы определяют значения щелей $\Delta_L \approx 11$ мэВ (значки $\mathbf{n_L}$) и $\Delta_S \approx 2.5$ мэВ (значки $\mathbf{n_S}$)

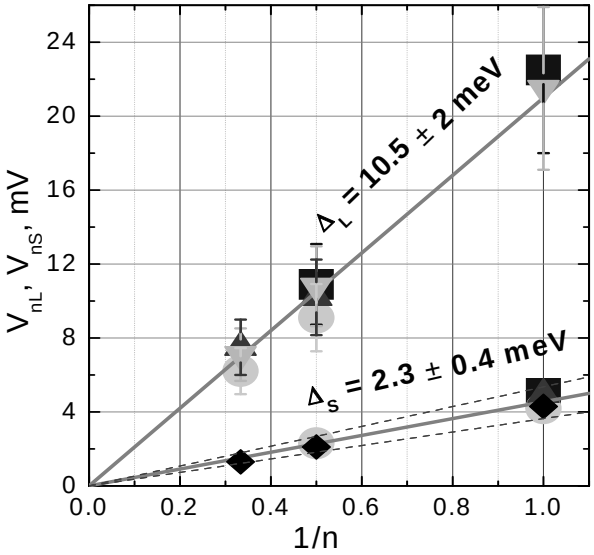


Рис. 2**.** Зависимость $V_{nL,S}$ от 1/n для исследованных **SnS**-контактов с максимальными локальными T_C. Сплошные линии соответствуют средним значениям щелей $\Delta_L = 10.5$ мэВ и $\Delta_S = 2.3$ мэВ (T = 4.2 K)

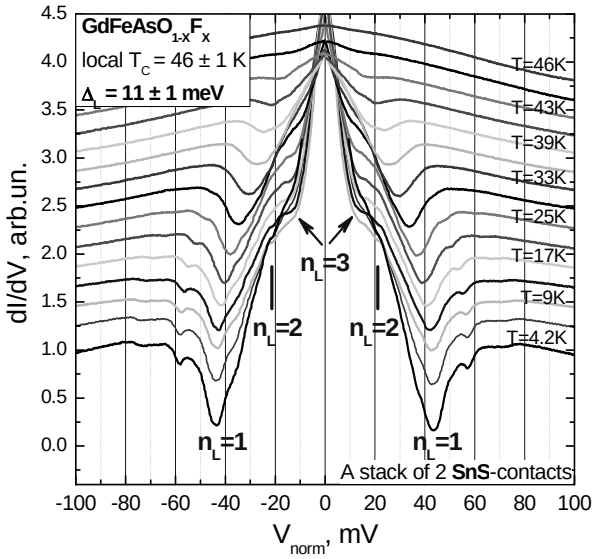


Рис. 3. dI/dV-характеристика SnS-контакта, измеренная в интервале температур $4.2\ K \le T \le 46\ K = T_C^{local}$. Значками $\mathbf{n_L}$ отмечены положения андреевских рефлексов от большой щели $\Delta_L(4.2\ K) \approx 11$ мэВ

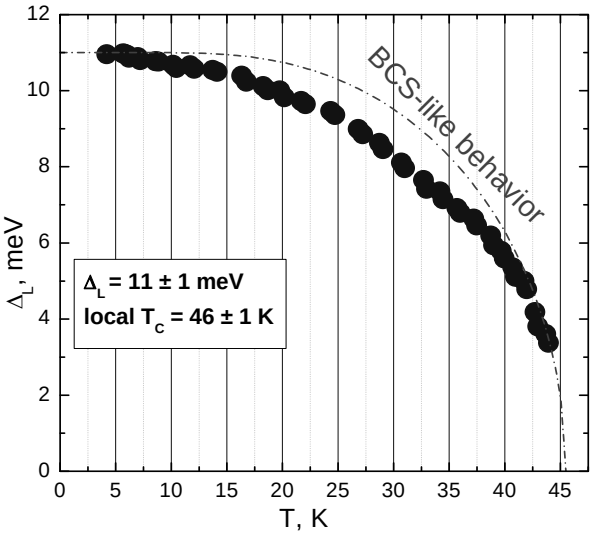


Рис. 4. Температурная зависимость большой щели для GdO(F)FeAs (локальная $T_C \approx 46$ K), построенная по данным рис. 3. Стандартная БКШ-образная зависимость приведена пунктиром для сравнения

e-mail: tatiana.shanygina@gmail.com

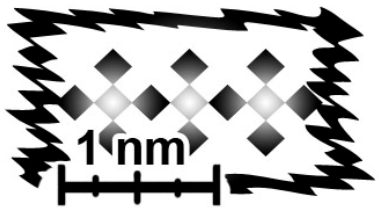
Литература

1. Kamihara Y., et al. // J. Am. Chem. Soc. 2008, №130, p. 3296.
2. Müller J., J.M. et al. // Physica C. 1992, №191, p. 485.
3. TShanygina.E., et al. // JETP Lett. 2011, №93, p. 94.
4. Пономарев Я.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004, №79, p. 484
5. Kuzmichev S.A., et al. // Solid State Comm. 2012, №152, p. 119.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель:
проф. Тимошенко Виктор Юрьевич

Зам. председателя:
доц. Гайнуллин Иван Камильевич



Поздравляем победителей!

I место

Шулежко В.В.– студент Ульяновского Государственного Университета

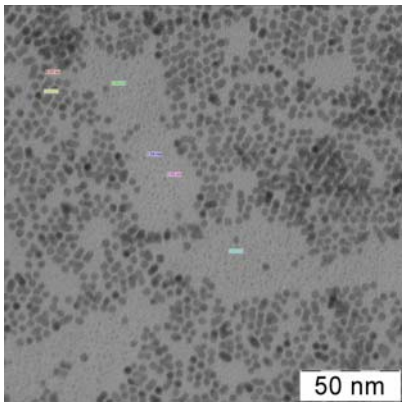
ИССЛЕДОВАНИЕ КРУГОВОГО ДИХРОИЗМА НАНОРАЗМЕРНОГО КОМПЛЕКСА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ ХИРАЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ И НЕХИРАЛЬНЫХ ЗОЛОТЫХ НАНОЧАСТИЦ

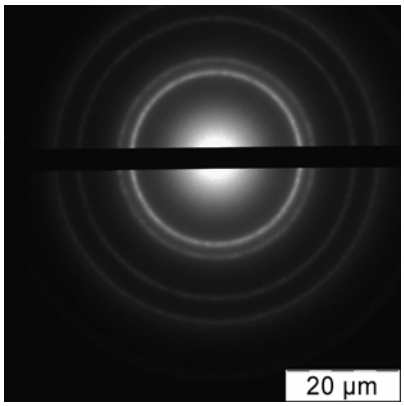
Барсукова М.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Поиск новых путей создания наноматериалов с заранее заданными оптическими свойствами является одним из важнейших направлений исследований в области нанофотоники. Один из возможных путей - модификация свойств наночастиц с помощью заданного молекулярного окружения. Примером такой модификации может служить появление кругового двулучепреломления у ахиральных наночастиц, в субволновой окрестности которых находятся хиральные молекулы. Возможность подобного результата взаимодействия между элементами составных нанообъектов подтверждается теоретическими работами [1, 2]. Целью настоящей работы является экспериментальное изучение влияния хирального молекулярного окружения на круговые двулучепреломление и дихроизм ахиральных золотых наночастиц, обладающих плазмонным резонансным откликом в видимой области спектра.

В ходе данной работы были синтезированы органозоли золотых наночастиц заданных размеров [3] (см. рис.), получены их агрегаты с молекулами вещества, обладающего большим удельным вращением, измерены спектры кругового дихроизма и дисперсии оптического вращения полученных агрегатов. Результаты позволяют количественно охарактеризовать влияние хирального молекулярного окружения на хироптические свойства золотых наночастиц в спектральной области, в которой расположен их плазмонный резонанс.





E-mail: barsukova.mariya@physics.msu.ru

Литература

1. Соколов, Коорд. химия, 35, 563-575 В.И.
2. Govorov, A.O. Fan Z. , Hernandez P. , Slocik J.M. , Naik R.R. , Nano Lett. 2010, 10, 1374-1382
3. Saunders A.E., Sigman M.B., Korgel Jr.A., Korgel B.A., Phys J.. Chem. B 2004, 108, 193-199

КВАНТОВАЯ ОЦЕНКА ОПТИЧЕСКОЙ АМОРФНОСТИ СТРУКТУРЫ

Бахов В.А.

Таврический Национальный Университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

Довольно часто требуются получить аморфные структуры с заданными свойствами. Но для получения нужных материалов необходимо понимания внутренних процессов и возможности ими управления, что порождает разные методики упорядоченья структур.

В случае использования структурных параметров, таких как b_j и ξ_j [1], можно говорить о влиянии на свойства, как кристаллической части, так и аморфной, квантовой матрицы материала. Таким образом, возникает необходимость оценки степени влияния кристаллической составляющей и аморфной части на внос в квантовые процессы. Данный вопрос оценки можно извлечь исходя из спектральных мод колебаний, где коэффициент спектрального поглощения:

$$\alpha(h\nu) = \sum_{j=0}^{k} N_j(h\nu) P_{cj} + \sum_{j=k}^{n} b_j(h\nu) P_{aj}$$

где $N_j(h\nu)$ и $b_j(h\nu)$ – количество мод j-го типа в единичном объеме проявляющихся на hν участке спектра, а P_{cj} и P_{aj} их коэффициенты влияния на спектральные свойства. Возможность осуществления оценки оптического влияния показывающую кристалличность свойств:

$$Q = \frac{\sum_{j=0}^{k} N_j P_{cj}}{\sum_{j=0}^{n} b_j P_{aj}}$$

Таким образом, n выступает как все типы мод колебаний присущие структурной матрице. Можно говорить, в равных группах образцов, то что с увеличением Q, в данной группе будет более интенсивно проявляться кристаллическая составляющая, таким образом, возникает возможность применения таких технических приёмов, которые позволяют контролировать в малой степени разупорядоченность. Проявление разупорядоченности можно увидеть в исследованиях [2,3].

E–mail: vab8@mail.ru.ru

Литература

1.Бахов В.А., Мазинов А.С., Писаренко Л.Д. Детализация локализованных уровней неупорядоченных полупроводниковых структур // Электроника и связь. – 2010. – №1(54). – С. 12-16.

2.Володин В.О., Бахов В.А. Исследование параметров функциональных слоев оптоэлектронных приборов РТ-2011.- 307с.

3. M. Pinarbasi, N. Maley, M.J. Kushner, A. Myers, J.R. Abelson, and J.A. Thornton. Effect of hydrogen on the microstructural, optical, and electronic properties of a-Si:H thin films deposited by direct current magnetron reactive sputtering // J. Vac. Sci. Technol. – Vol.7, No.3. – p.1210-1214 (1989).

ВЛИЯНИЕ ПАССИВАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕЗАРЯДКИ В ГЕТЕРОСТРУКТРАХ SI/SIGE/SI С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Винокуров П.В.

Северо-Восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова, Якутск, Россия

Одним из направлений использования SiGe квантовых ям, развиваемых в последнее время, – разработка источников терагерцового излучения [2]. В экспериментах по исследованию перезарядки дискретных уровней в квантовых ямах методом зарядовой спектроскопии глубоких уровней большое влияние оказывают поверхностные состояния на гетероструктурах. Для того, чтобы уменьшить поверхностный заряд и увеличить заселенность квантовых ям может быть использован метод пассивации поверхности органическим монослоем 1-октадецена [1].

Целью данной работы является анализ влияния пассивации поверхности на процессы перезарядки в трехямных гетероструктурах Si/SiGe/Si. Структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке зонного Si (100) n-типа при температуре T=400˚C. Молекулярный луч Ge был произведен термическим испарением из твердого источника очищенного зонной плавкой поликристаллического Ge. Содержание германия в слое SiGe составляло 15%. Буферный, SiGe и закрывающий слои были δ-легированы бором с концентрацией (7-10)*10^{18}см$^{-3}$. Толщина буферного, SiGe и закрывающего слоев были 50, 19,5 и 60 нм, соответственно.

Для исследования процессов перезарядки использовался метод зарядовой спектроскопии глубоких уровней (Q-DLTS). В отличие от классического метода DLTS в данной методике сканирование сигнала идет по временному окну при фиксированной температуре. Спектры были получены в температурном интервале от 300 до 80 К. Также были измерены вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики.

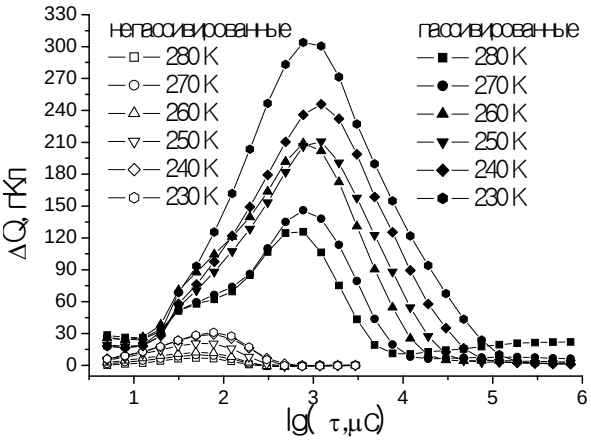


Рис.1. Спектры Q-DLTS для пассивированной и непассивированной структур

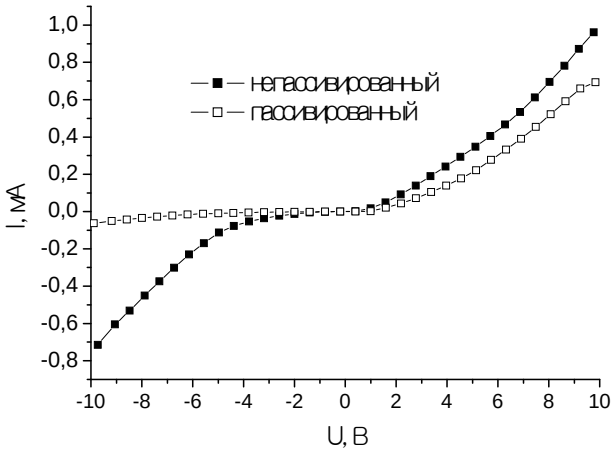


Рис.2. Вольт-амперная характеристика при комнатной температуре

На рисунках показаны графики для сравнения пассивированных и непассивированных структур. Из рисунка 1 видно, что значение заряда в спектрах Q-DLTS для пассивированных структур намного больше, чем для непассивированных. Из спектров Q-DLTS построены аррениусовские зависимости, с помощью которых рассчитаны энергии активации уровней, которые связаны с квантовыми ямами. Найдено, что пассивация также влияет на вид вольт-амперных характеристик (рис.2), после пассивации ток уменьшается и обратный ток течет уже по другому механизму, что может быть связано с пассивирующим монослоем, который является диэлектриком. Построена качественная модель квантовых ям.

E-mail: yokkorasho@mail.ru

Литература
1. Antonova I.V., Soots R.A., et. al. Appl. Phys. Let., 2007, 91, 102116
2. Kagan M.S., Altukhov I.V., et. al., Phys.Stat.Sol. (b), 2003, v.235 p.135-140.

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ ДИОКСИДА АЗОТА НА ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ОКСИДЕ ИНДИЯ

Воронин К.А., Форш Е.А., Марикуца А.В., Мартышов М.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одной из основных задач современной экологии является контроль уровня диоксида азота в атмосфере. Для решения этого вопроса используются газовые сенсоры, в основе которых лежат полупроводниковые оксиды металлов такие, как In_2O_3, ZnO, SnO_2, WO_3 [1-4]. Нанокристаллический оксид индия (In_2O_3), состоящий из монокристаллических зерен (нанокристаллов) с размерами от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров, является перспективным материалом для формирования газочувствительных слоев в полупроводниковых газовых сенсорах [5]. Он предпочтителен по той причине, что обладает более высокой проводимостью на воздухе по сравнению со SnO_2 [6], следовательно, обладает большей чувствительностью к адсорбированному газу.

Число адсорбированных молекул газа зависит от площади удельной поверхности. Одним из способов увеличения площади удельной поверхности, а следовательно, и числа адсорбированных молекул, является уменьшение размера нанокристаллов, что, в свою очередь, может привести к существенным изменениям в электрических свойствах изучаемых материалов. В таком случае встает вопрос об исследовании механизмов проводимости носителей заряда в нанокристаллическом оксиде индия с малыми размерами нанокристаллов. Одним из источников информации о механизме транспорта носителей заряда служат частотные зависимости проводимости. Поэтому целью данной работы было изучение влияния адсорбции диоксида азота на частотные зависимости проводимости нанокристаллического оксида индия с различными размерами нанокристаллов.

Синтез нанокристаллических образцов In_2O_3 проводили золь-гель методом с последующим отжигом в печи при температурах 300 ^{0}C, 500 ^{0}C и 700 ^{0}C в течение 24 часов. Минимальный средний размер нанокристаллов составил 7÷8 нм, а максимальный - 18÷20 нм.

Для измерения электрических характеристик полученные порошки In_2O_3 наносились тонкой пленкой на стеклянные подложки. На поверхности пленок с помощью вакуумного универсального поста ВУП-5 напылялись золотые контакты площадью 1 мм^2. Частотные зависимости проводимости измерялись с помощью импеданс-анализатора HP 4192A в интервале частот (f) от 5 Гц до 13 МГц при температурах T = 300K и T = 420K. Адсорбция проводилась с помощью прибора ГДП-102, в камеру которого помещалась ампула с NO_2. Измерения проводились при различных концентрациях NO_2 в воздухе (2 ppm, 4 ppm, 6 ppm и 8 ppm).

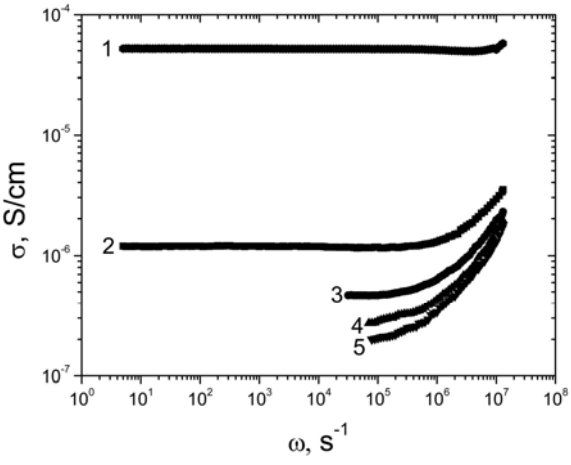


Рис. 1. Частотные зависимости проводимости образца In_2O_3-700, измеренные при T = 420 K: (1) – до адсорбции, (2) – 2 ppm, (3) – 4 ppm, (4) – 6 ppm, (5) – 8 ppm

Анализ годографов импеданса показал, что для всех исследованных образцов на воздухе и при адсорбции NO_2 эквивалентная схема может быть представлена в виде последовательно соединенных сопротивления R_c и параллельной цепочки, состоящей из сопротивления R_s и емкости C_s. Параллельную

R_sC_s-цепочку можно отождествить с сопротивлением R_s и емкостью C_s образца, а добавочное сопротивление R_c – с сопротивлением контактов [7]. При этом отметим, что сопротивление образца на несколько порядков превышает сопротивление контактов.

Частотные зависимости, полученные до начала адсорбции, показали, что на низких частотах проводимость определяется сопротивлением образца и не зависит от частоты. Независимость проводимости от частоты указывает на то, что перенос носителей заряда осуществляется по делокализованным состояниям. На более высоких частотах проводимость возрастает из-за наличия в эквивалентной схеме сопротивления контактов.

Из полученных частотных зависимостей при адсорбции диоксида азота (Рис. 1) хорошо видно, что проводимость при адсорбции уменьшается, причем она нелинейно убывает при линейном росте концентрации адсорбтива. Также, по форме кривых до и после адсорбции видно, что механизм переноса носителей заряда в образцах не изменяется, и можно предположить, что он осуществляется по делокализованным состояниям.

E-mail: konst_voronin@mail.ru

Литература

1. C. Baatto, G. Sberveglieri, A. Onischuk, B. Caruso, S. di Stasio // Sens. Actuators B, 2004, v. 100, p. 261
2. C. Baatto, E. Comini, G. Sberveglieri, M. Jha, A. Zappettini // Sens. Actuators B. 2005, v. 109, p. 2
3. S.H. Wang, T.C. Chou, C.C. Liu // Sens. Actuators B, 2003, v. 94,p. 343
4. J. Polleux, A. Gurlo, N. Barsan, U. Weimar, M. Antonietti, M. Niederberger // Angew. Chem. Int. Edit., 2005, v. 45, p. 261
5. T. V. Belysheva, E. A. Kazachkov and E. E. Gutman // J. of Analytical Chemistry, 2001, v. 56, №. 7, p. 676.
6. D. Zhang, C. Li, X. Liu, S. Han, T. Tang, C. Zhou // Appl. Phys. Lett., 2003, v. 83, p. 1845
7. M. Ben-Chorin, F. Moller, F. Koch // Phys. Rev. B, 1995, v. 51, p. 2199.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКОГО КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРНЫХ МОЛЕКУЛ С ФУНКЦИОНАЛЬНЫМИ НАНОДОБАВКАМИ

Ильин А.С.[1], Мартышов М.Н.[1], Белогорохов И.А.[2]

[1] МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
[2]Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности, Москва, Россия

Органические полупроводниковые соединения являются в настоящее время одним из самых перспективных материалом для индустриальных требований современной микроэлектроники. Обладая прочной углеродной основой, дополненной двойными связями с развитой системой π-электронов, органические материалы обладают низкой стоимостью и высокой скоростью производства и обработки [1], относительно малым весом, а также их химическая структура имеет высокую совместимость с биологическими клетками [2]. Важным преимуществом органических полупроводников перед неорганическими является также широкая доступность материала: органические полупроводники можно наносить из раствора, методом центрифугирования (spin coating) [3] или струйной печати [4].

В качестве одного из главных недостатков органических материалов следует отнести малую подвижность свободных носителей заряда. Указанная особенность значительно снижает спектр технологических задач, в которых органические материалы могут найти применение в качестве буферных или люминесцентных слоёв. В связи с этим как один из вариантов усиления транспортных свойств органических систем в данной работе рассматриваются композитные материалы, состоящие из полимерной основы и входящих в неё нано- и микродобавок.

Для создания матрицы композитного материала использовались молекулы полистирола. Использование полимерных молекул для производства матрицы композита необходимо виду того, что данный класс органических материалов может значительно улучшить ряд механических свойств материала. Специфическим свойством полимеров, наиболее важным для физики, является высокоэластичность – способность блочного полимера испытывать большие упругие деформации, достигающие сотен процентов при малом модуле упругости. Именно благодаря указанному свойству композит, состоящий из полимера в качестве матрицы, может быть применён во многих прикладных отраслях и непосредственных технологических задачах. С целью повысить электропроводность образцов в состав композита внедрялись металлические частицы. Указанные материалы выбрались в качестве основной нанотехнологичной добавки, потому что эти соединения обладают очень высокой термической и химической устойчивостью – на воздухе практически не разрушаются вплоть до температур 400–500ºС.

Исследованный в работе материал был синтезирован в лабораториях Росатома (ОАО ГНЦ «ГИРЕДМЕТ») из молекул полистирола, гетероциклических комплексов хлорзамещенного монофталоцианина алюминия и ультрадисперсных частиц цинка. Полученные композитные слои имели толщину 0.2-0.3 мм. Для измерения электрофизических свойств на противоположные поверхности образца с помощью вакуумного универсального поста ВУП-5 напылялись алюминиевые контакты.

Перед выполнением измерений образцы композитного материала помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла, который откачивался до давления $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ Торр. Электропроводность образцов измерялась с помощью пикоамперметра Keithley 6487. Напряжение на образец подавалось с источника, встроенного в пикоамперметр. Измерения частотных зависимостей проводимости были выполнены с помощью импеданс-анализатора HP 4192A в интервале частот f от 5 Гц до 1 МГц.

В работе были исследованы вольт-амперные характеристики полученных композитных образцов. Обнаружено, что вольт-амперные характеристики являются симметричными относительно полярности приложенного напряжения и линейными при напряжениях до U = 1 В. Это свидетельствует об омичности полученного контакта металл-образец. Удельная электропроводность пленки, измеренная при комнатной температуре, составляет $\sigma = 3 \cdot 10^{-8}$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$. Вакуумирование образца приводит к небольшому росту проводимости. Далее были проведены исследования температурных зависимостей проводимости в области температур T=100÷350 К. Было обнаружено, что в данном температурном диапазоне электропроводность образца изменяется от $2 \cdot 10^{-8}$ до $3 \cdot 10^{-7}$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$. При этом зависимость электропроводности от температуры является немонотонной. Электропроводность достигает своего максимального значения при температуре T = 260 К. Такой немонотонный вид температурной зависимости, по-видимому, связан со сложной структурой композитного материала.

Также в работе были выполнены исследования электропроводности на переменном сигнале методом импеданс-спектроскопии. Исследования показали, что электропроводность σ зависит от частоты переменного сигнала f по степенному закону $\sigma \sim f^{0,5}$, что может объясняться прыжковым механизмом переноса носителей заряда в полученном композитном материале. На основе анализа зависимости мнимой части импеданса от действительной была предложена эквивалентная схема исследованной структуры.

Таким образом, в данной работе проведены исследования электропроводности композитного материала на основе полистирола, содержащего монофталоцианин алюминия и мелкодисперсные частицы цинка. Полученные экспериментальные данные показывают возможность управления транспортными свойствами полимерной матрицы, посредством введения различных нано- и микродобавок. Изученные в работе пленки композитного материала являются перспективным объектом для дальнейших исследований.

E-mail: as.ilin@physics.msu.ru

Литература

1. Goh C., McGehee M.D.. Organic Semiconductor For Low-Cost Solar Cells // The Bridge. Linking Engineering and Society, Vol.35, 33, 2005.

2. Альтман Ю., Военные Нанотехнологии. Возможности применения и превентивного контроля вооружений. М., Техносфера, 2008.

3. Luurtsema G.A.. Spin coating for rectangular substrates. The Department of electrical engineering and computer sciences university of California; Berkeley, 1997.

4. Noguchi Y., Sekitani T., Yokota T., Someya T.. Direct inkjet printing of silver electrodes on organic semiconductors for thin-film transistors with top contact geometry. // Applied Physics Letters, Vol.93, 043303, 2008.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И ДЕФЕКТНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПЛЕНКАХ ПОЛИМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Костров Н.Е., Емельянов А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В результате выполненных в последние годы исследований установлено, что, так называемый, полиморфный гидрогенизированный кремний (pm-Si:H) характеризуется лучшими электрическими свойствами и большей стабильностью электрофизических параметров к фотодеградации по сравнению с аморфным гидрогенизированным кремнием (a-Si:H) [1, 2]. Структура полиморфного кремния представляет собой кремниевую аморфную матрицу с нанокристаллическими включениями. Предполагают, что наличие нанокристаллов кремния (nc-Si) в структуре улучшает порядок в расположении атомов в материале, приводя к увеличению значений подвижности носителей заряда, длины их амбиполярной диффузии [2, 3] и к значительному уменьшению плотности состояний дефектов в щели подвижности [4]. Для применения пленок pm-Si:H в фотовольтаических устройствах важно изучить их структурные и электронные свойства. В данной работе для этих целей были использованы методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), спектроскопии рамановского рассеяния света и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Микрофотографии исследованных образцов pm-Si:H, полученных с помощью ПЭМ, показали, что структура пленки представляет собой матрицу аморфного кремния с внедренными в нее нанокристаллами кремния. На основе анализа микрофотографий, сделанных в разных местах пленок pm-Si:H, было получено распределение кремниевых нанокристаллов по размерам. Средний диаметр нанокристаллов в образцах составлял $d = 4.4 \pm 0.8$ нм.

Дополнительная информация о структурных свойствах пленок pm-Si:H была получена из анализа рамановских спектров. Аппроксимация спектров рамановского рассеяния света исследованных образцов показала, что доля кристаллической фазы в образцахоказалась равной $f_c = 10.0 \pm 0.5$ %.

В спектрах ЭПР пленок pm-Si:H присутствует интенсивный сигнал анизотропной формы. Компьютерное моделирование экспериментального спектра ЭПР было выполнено в программе SIMFONIA. В результате были получены следующие главные значения g-тензора и значения ширины линии данного сигнала ЭПР: $g_1 = 1.9980$, $\Delta H_1 = 4$ Гс; $g_2 = 1.9885$, $\Delta H_2 = 13$ Гс; $g_3 = 1.9790$, $\Delta H_3 = 13$ Гс. Определенная с помощью эталона концентрация парамагнитных центров составила $8.2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Отметим, что в нелегированных пленках аморфного и микрокристаллического гидрогенизированного кремния в большинстве случаев регистрируется сигнал ЭПР изотропной формы с $g = 2.0055$, который приписывается оборванным связям Si [5]. В тоже время в работах [6, 7] сигнал ЭПР, подобный полученному нами для pm-Si:H, наблюдался в легированных образцах μc-Si n-типа, а в работе [8] – при освещения пленок μc-Si при низкой температуре (T=15 K). В указанных работах данный сигнал приписывается электронам, захваченным в хвосте зоны проводимости микрокристаллического кремния.

Поскольку исследованные пленки pm-Si:H не были легированными, то полученный нами результат на первый взгляд является неожиданным. Прежде, чем сделать окончательный вывод относительно природы парамагнитных центров, которым соответствует наблюдаемый в исследуемых пленках pm-Si:H сигнал ЭПР, нами были выполнены сравнительные исследования слоев a-Si:H, осажденных методом плазмохимического

разложения моносилана. Полученный для a-Si:H сигнал ЭПР имел изотропную форму и следующие основные параметры: $g = 2.0055$, $\Delta H_1 = 8$ Гс, что позволяет отнести его к оборванным связям кремния [5]. Их концентрация составила примерно $6.3 \cdot 10^{15}$. Таким образом, источником обнаруженного нами сигнала ЭПР в пленках pm-Si:H является кристаллическая фаза вещества, а именно: электроны в хвосте зоны проводимости системы нанокристаллов кремния. Нельзя полностью исключить наличия оборванных связей в исследуемых структурах, можно лишь констатировать их пренебрежимо малую величину по сравнению с концентрацией электронов, достигающей порядка 10^{19} см$^{-3}$.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что при введении в матрицу a-Si:H небольшой доли нанокристаллических включений (порядка 10 %) электронные свойства материала существенно меняются. Впервые методом ЭПР в пленках pm-Si:H обнаружены электроны в высоких концентрациях в зоне проводимости кристаллической фазы образцов. Указанный факт представляет большой интерес для практического применения пленок pm-Si:H, например, в фотоэлектрических устройствах. Как следует из полученных данных, неразрушающие методы спектроскопии рамановского рассеяния света и ЭПР можно эффективно использовать для диагностики структуры образцов pm-Si:H, и производить количественную оценку концентрации носителей заряда в них.

E–mail: nikita_kostrov@mail.ru

Литература

1. Roca i Cabarrocas P., Fontcuberta i Morral A., Poissant Y., Thin Solid Films, **403-404**, 39 (2002)
2. Soro M.Y., Gueunier-Farret M.E., Kleider J.P., Appl J.. Phys., **109**, 023713 (2011)
3. Brinza M., Adriaenssens G.J., Roca i Cabarrocas P., Thin Solid Films, **427**, 123 (2003)
4. Kleider J.P., Roca I Cabarrocas P., Non-Cryst J.. Solids, **299-302**, 599 (2002)
5. Boulitrop F., Chenevas-Paule A., Dunstan D.J., Solid State Commun., **48(2)**, 181 (1983)
6. Finger F., Muller J., Malten C., Carius R., Wagner H., Non-Cryst J.. Solids, **266-269**, 511 (2000)
7. Stegner A.R., Pereira R.N., Klein K., Wiggers H., Brandt M.S., Stutzmann M., Physica B, **401-402**, 541 (2007)
8. Lima M.M., Taylor Jr. and P.C., Morrison S., LeGeune A., Marques F.C., Phys. Rev. B, **65**, 235324 (2002)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ УРОВНЕЙ В ОКСИДЕ КРЕМНИЯ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Олейникова О.О., Винокуров П.В.

Северо-Восточный федеральный университет им. М. К. Аммосова, Якутск, Россия

Полупроводниковые нанокристаллы с размерами менее 10 нм также известны как квантовые точки [1]. Особый интерес представляют диэлектрические слои, содержащие нанокристаллы Si или Ge в связи с их применением для разработки оптоэлектронных приборов. Кремниевые и германиевые нанокристаллы отличаются друг от друга по нескольким параметрам. Во-первых, германиевые нанокристаллы создают более глубокую потенциальную яму в SiO_2 , и это делает их привлекательными для создания элементов памяти: при захвате носителей из кремниевой подложки это обеспечивает условие для увеличения времени хранения информации на нанокристалле. Во-вторых, из-за меньшей эффективной массы носителей заряда и большей диэлектрической постоянной, боровский радиус в германии существенно больше, чем в кремнии (22 нм в Ge по сравнению с 5 нм в Si). Это обеспечивает более сильные эффекты, связанные с квантовыми ограничениями носителей [2]. Поэтому исследования свойств оксида кремния, содержащих германиевые нанокристаллы являются более предпочтительными для изучения квантово – размерных эффектов по сравнению с кремниевыми.

Целью данной работы является исследование релаксационных процессов перезарядки уровней в оксиде кремния с квантовыми точками.

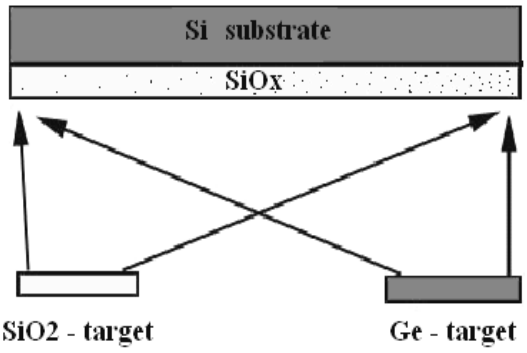


Рис.1. Схема напыления на кремниевой подложке слоя оксида кремния с переменным содержанием избыточного германия

Исследования проводились на нанокомпозитных слоях Ge:SiO_2, созданных методом магнетронного распыления в аргоновой плазме из двух источников SiO_2 и Ge, находящихся на расстоянии примерно 100 мм друг от друга. Создавался слой окисла толщиной 450 нм, в котором концентрация избыточного германия в слое меняется вдоль образца в широких пределах от 0 до 100% (рис.1). Последующий отжиг при температуре 550-700^{0}C проводился с целью формирования германиевых нанокристаллов. Использование слоев с варьируемым составом позволяет изучать зависимость тех или иных свойств и процессов от концентрации нанокристаллов и их размеров.

В качестве базовой методики исследования, использовалась зарядовая спектроскопия глубоких уровней (Q-DLTS) в сочетании с комплексом других электрофизических методов (вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики, частотные характеристики емкости).

Были исследованы частотные зависимости вольф-фарадных характеристик слоев Ge:SiO_2 с разным содержанием германия (рис.2). Спектры Q-DLTS были измерены в температурном интервале от 300 до 80 К в зависимости от концентрации германия (рис.3).

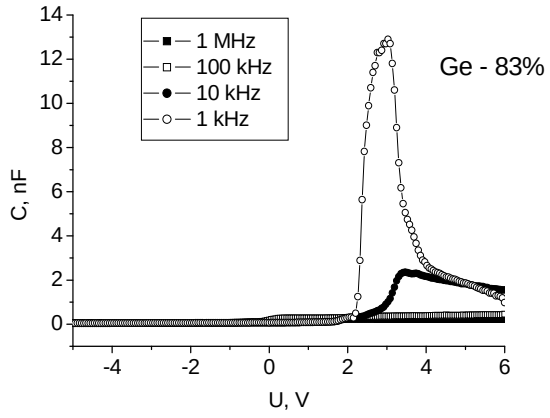


Рис.2. C-V-характеристики при частотах [1Мгц-1кГц]

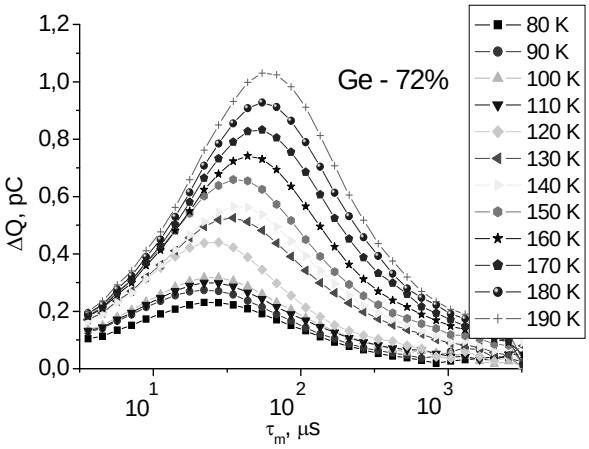


Рис.3. Спектры, полученные методом Q-DLTS при температурах [80-190 K]

Проведен анализ вольт-фарадных характеристик нанокомпозитных слоев Ge:SiO_2 в зависимости от концентрации германия и частоты подаваемого сигнала. При частоте 1 кГц на вольт-фарадных характеристиках появляются пики, а с увеличением частоты - исчезают. Возможно, это связано с тем, что на высоких частотах электроны в инверсионном слое не могут следовать за изменением напряжения, приложенного в структуре. На более низких же частотах электроны могут следовать за модуляцией напряжения и туннелировать через слой диэлектрика, приводя тем самым к образованию пиков. По мере смещения в сторону большего содержания германия в окисном слое на вольт-фарадных характеристиках появляются такие особенности, как небольшие ступеньки или пики. При дальнейшем смещении наблюдается одна ступенька, причем интервал напряжений, в котором емкость остается постоянной, увеличивается при увеличении расстояния вдоль образца.

Методом зарядовой спектроскопии глубоких уровней (Q-DLTS) обнаружено, что выброс носителей с нанокристаллов германия в матрице SiO_2 является термически активируемым процессом. Также показано, что исследование нанокристаллов позволяет наблюдать захват и выброс носителей на уровни размерного квантования в нанокристаллах, расположенных вблизи границы Ge:SiO_2.

E-mail:oleynikova777@yandex.ru

Литература
1. Fahlman, B. D. *Materials Chemistry*; Springer: Mount Pleasant, Michigan, 2007; Vol. 1, pp 282–283
2. S.K. Moore, Spectrum IEEE, 39, 25 (2002).

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ КРЕМНИЯ НА СТЕХИОМЕТРИЮ И ТОЛЩИНУ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК

Паринова Е.В.

Воронежский государственный университет, Физический факультет, Воронеж, Россия

Процессы плазменного окисления полупроводников заключаются в формировании на их поверхности оксидных слоев при помещении подложек-образцов в кислородную плазму. На толщину и состав оксидных пленок, полученных плазмохимическим окислением, могут влиять такие условия, как температура, скорость процесса, мощность плазмы. Возможность управления составом и свойствами тонких оксидных пленок на кремнии позволяет расширить спектр их применения в современной электронике.

Представлены результаты исследований электронного строения и фазового состава тонких слоев оксида на подложке кремния, полученных плазмохимическим окислением в плазме различного состава, в качестве метода исследования использовалась ультрамягкая рентгеновская эмиссионная спектроскопия (УМРЭС).

Эмиссионные Si $L_{2,3}$ спектры были получены на лабораторном ультрамягком спектрометре-монохроматоре РСМ-500. Эмиссионные Si $L_{2,3}$ спектры дают информацию о локальной парциальной плотности занятых электронных состояний вблизи потолка валентной зоны. Зарегистрированы Si $L_{2,3}$ спектры пленок SiO_2, полученных плазмохимическим окислением, при ускоряющем напряжении 1, 1.5, 2 кВ, что соответствует глубине анализа ~ 10, 20 и 35 нм. При помощи специального программного обеспечения был проведён анализ фазового состава поверхностных слоёв исследованных образцов по результатам математического моделирования экспериментально полученных $L_{2,3}$ спектров кремния.

Зарегистрированные спектры позволяют говорить о примерном соответствии заявленной технологами толщине оксида кремния – от 21.5 нм до 25 нм. Однако, по результатам моделирования, на глубине анализа 20 нм для пленок толщиной 25 нм, где в качестве плазмообразующего газа использовался кислород, обнаруживается кристаллический кремний, что говорит о немного меньшей толщине. Сопоставляя данные, полученные для всех образцов, можно отметить различие в стехиометрии. По данным УМРЭС, для оксидной пленки толщиной 25 нм, полученной плазмохимическим окислением, где в качестве плазмообразующего газа использовался гелий, установлено наличие субоксида кремния $SiO_{1.7}$.

E-mail: parinova777@mail.ru

Автор доклада выражает благодарность научному руководителю, профессору, д.ф.-м.н. Терехову В.А.

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПЛЕНОК ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

Петрова Н.Н., Емельянов А.В., Костров Н.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Тонкие пленки гидрогенизированного аморфного кремния (a-Si:H) длительное время широко используются в наземной солнечной энергетике. Пленки a-Si:H обладают хорошей фоточувствительностью, большим коэффициентом поглощения света в видимом диапазоне и дешевы в производстве. Однако в таких пленках наблюдается эффект Стеблера-Вронского, суть которого заключается в деградации электрофизических свойств исследуе-

мых материалов под воздействием света [1]. В последние годы для уменьшения фотоиндуцированной деградации и создания эффективных солнечных элементов на основе a-Si:H активно применяется метод фемтосекундной лазерной кристаллизации пленок a-Si:H [2]. В данной работе исследуются структурные, фотоэлектрические и оптические свойства пленок a-Si:H, подвергнутых импульсной фемтосекундной лазерной обработке.

Пленки a-Si:H толщиной ~0.7 мкм были получены методом плазмохимического осаждения из газовой фазы при разложения смеси моносилана (SiH_4) и аргона (Ar) в плазме высокочастотного тлеющего разряда (PECVD) при температуре кварцевой подложки 200 ^oC. Объемное соотношение газов в реакционной камере составляло $[SiH_4] / [Ar] = 1 / 3$. Облучение пленок a-Si:H фемтосекундными лазерными импульсами осуществлялось посредством лазерной системы на основе Cr^+:Forsterite задающего генератора с длиной волны излучения 1250 нм и длительностью импульса ~150 фс. Было отобрано 4 образца, изготовленных при различной плотности энергии лазерного излучения: образец 1 – необработанная пленка a-Si:H, образец 2–2.6 мДж/см^2, образец 3 – 23 мДж/см^2, образец 4–230 мДж/см^2. Измерения температурной зависимости проводимости осуществлялись в криостате в интервале температур от 298 до 453 К.

В работе было исследовано влияние фемтосекундного лазерного облучения пленок a-Si : H на изменение их структурных, фотоэлектрических и оптических свойств. Проведенные методом рамановской спектроскопии исследования структурных свойств пленок, подвергшихся лазерной кристаллизации, указывают на увеличение объемной доли кристаллической фазы в пленке с ростом мощности лазерных импульсов. Результаты по исследованию температурных зависимостей проводимости в пленках a-Si:H, подвергнутых фемтосекундной лазерной кристаллизации, указывают на уменьшение энергии активации проводимости пленок гидрогенезированного кремния в результате их облучения. В то же время спектральная зависимость коэффициента поглощения для всех исследованных образцов, полученная методом постоянного фототока, имела форму, характерную для пленок аморфного кремния. Полученные в работе результаты указывают на увеличение проводимости и фотопроводимости образцов, подвергшихся фемтосекундной лазерной кристаллизации, что представляет наибольший интерес для дальнейших исследований.

E-mail: nn.petrova@physics.msu.ru

Литература

1. Staebler D.L., Wronski C.R. // J. Appl. Phys. 1980. **51**, P. 3262

2. Emelyanov A.V., Kazanskii A.G., Kashkarov P.K., Konkov O.I., Terukov E.I., Forsh P.A., Kukin A.V., Khenkin M.V., Beresna M., Kazansy P.// ФТП 2012, **46 (6)**, С. 769

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА “ПРИМЕСЬ-ЗОНА” И “ЗОНА-ПРИМЕСЬ” В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЕШЛЯ–ТЕЛЛЕРА

Тевосян О.Х.

Российско-Армянский (Славянский) Университет, Ереван, Армения

Рассмотрим коэффициент поглощения света при наличии примеси [1] в сферической квантовой точке с модифицированным потенциалом Пешля–Теллера (Рис. 1 а) и б)).

Вариационную волновую функцию основного состояния [2] представим в виде

$$\psi_{ie}=\left(4\pi\int_0^{+\infty}\chi_0^{(0)}(r)^2e^{-2\lambda r}dr\right)^{-1/2}\frac{\left(1-th^2(\beta' r)\right)^{\varepsilon'/2}}{r}\times{}_2F_1\left\{\varepsilon'-s',\varepsilon'+s'+1,\varepsilon'+1,\frac{1-\xi}{2}\right\}e^{-\lambda r} \qquad (1)$$

где ${}_2F_1\left\{\varepsilon'-s',\varepsilon'+s'+1,\varepsilon'+1,\frac{1-\xi}{2}\right\}$ гипергеометрическая функция. В валентной зоне для волновой функции системы можем записать

$$\psi_e = \left(4\pi \int_0^{+\infty} \chi_0^{(0)}(r)^2 \, dr \right)^{-1/2} \frac{\left(1 - th^2(\beta r)\right)^{\varepsilon/2}}{r} \, {}_2F_1\left\{ \varepsilon - s, \varepsilon + s + 1, \varepsilon + 1, \frac{1-\xi}{2} \right\} \qquad (2)$$

Коэффициент поглощения света определяется по формуле [3]

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{\kappa c m_0 \omega V} \sum_{i,f} \frac{1}{m_0} \left| \vec{e} \vec{M}_{if} \right|^2 \delta\left(E_f - E_i - \hbar\omega \right) \qquad (3)$$

где V – объем образца, $\vec{e}$ – вектор поляризации падающей волны, $\vec{M}_{if}$ – матричный элемент перехода из начального состояния i в конечное состояние f, E_i – энергия начального состояния, E_f – энергия конечного состояния, а наличие δ-функции в (3) обеспечивает закон сохранения энергии при переходах.

Для матричного элемента, обусловленного переходом из основного валентного уровня (n=0) в основной донорный уровень, можем записать

$$M_{00} = \frac{\frac{eA_0}{4\pi m_0 c} P_{cv}}{\sqrt{\int_0^{\infty} \left(1 - th^2\left(\frac{r}{\beta}\right)\right)^{\varepsilon} \int_0^{\infty} \left(1 - th^2\left(\frac{r}{\beta'}\right)\right)^{\varepsilon'} e^{-2\lambda r}}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \left(1 - th^2\left(\frac{r}{\beta}\right)\right)^{\varepsilon/2} \left(1 - th^2\left(\frac{r}{\beta'}\right)\right)^{\varepsilon'/2} e^{-\lambda r} dr \, d\varphi \qquad (4)$$

где A_0 – амплитуда векторного потенциала падающего электромагнитного поля, P_{cv} – матричный элемент обусловленный блоховскими амплитудами [3], c – скорость света. Следовательно, для коэффициента поглощения, обусловленного переходами между основными уровнями, мы можем написать

$$\alpha_{00}(\omega) = \frac{e^2}{4\kappa c m_0 \omega V} \sum_{i,f} \left\{ \frac{e^2 A_0^2}{m_0^2 c^2} P_{cv}^2 G^2(\lambda) \left(\int_0^{\infty} \left(1 - th^2\left(\frac{r}{\beta}\right)\right)^{\varepsilon/2} \left(1 - th^2\left(\frac{r}{\beta'}\right)\right)^{\varepsilon'/2} e^{-\lambda r} dr \right)^2 \times \right.$$
$$\left. \times \delta\left(E_f - E_i - \hbar\omega \right) \right\} \qquad (5)$$

где введено обозначение $G(\lambda) = \left(\int_0^{\infty} \left(1 - th^2\left(\frac{r}{\beta}\right)\right)^{\varepsilon} dr \int_0^{\infty} \left(1 - th^2\left(\frac{r}{\beta'}\right)\right)^{\varepsilon'} e^{-2\lambda r} dr \right)^{-1/2}$

Коэффициент поглощения можно определить численными методами, так как входящие в уравнение (5) интегралы аналитически невозможно рассчитать. Для примера приведем численное значение коэффициента поглошения, обусловленного переходом из основного валентного уровня (n=0) в основной донорный уровень:

$$\frac{\alpha_{00}(\omega)}{\alpha_0} = 120.587 \qquad (6)$$

где введено обозначение $\alpha_0 = \dfrac{e^4 A_0^2 P_{cv}^2}{4\kappa c^3 m_0^3 \omega V}$.

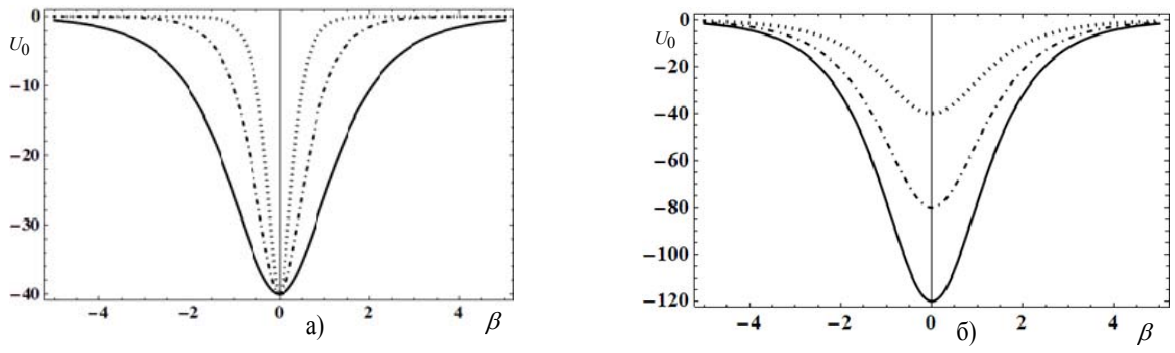


Рис. 1. Модифицированный потенциал Пешля–Теллера для различных значений глубины и полуширины потенциальной ямы

Аналогичное выражение для переходов между основным акцепторным уровнем и зоной проводимости можно получить из (5) с помощью соответствующих замен $\varepsilon \to \varepsilon'$ и $\beta \to \beta'$ [1].

Выражаю благодарность своему научному руководителю Э.М. Казаряну, а также преподавателям физико-технического факультета Российско-Армянского (Славянского) университета Д.Б. Айрапетяну и К.Г. Двояну за поставленную задачу и неоднократную помощь в расчетах.

E-mail: hovhannes.tevosyan@gmail.com

Литература

1. Kazaryan E.M., Kostanyan A.A., Sarkisyan H.A.. Impurity optical absorption in parabolic quantum well, *Physica* **E 28**, pp. 423-430 (2005).

2. Айрапетян Д.Б., Двоян К.Г., Казарян Э.М., Тевосян О.Х.. Примесные состояния в сферической квантовой точке с модифицированным потенциалом Пешеля-Теллера, Москва, Октябрь 6-8, стр. 10-12, 2009.

3. Ансельм И.А., Введение в теорию полупроводников М., Наука, 1978.

ФУРЬЕ-АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ФОТООТРАЖЕНИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНОК N-GAAS

Труфанов Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Целью данной работы является исследование методом спектроскопии фотоотражения полупроводниковых структур на основе GaAs, для которых характерно наличие в модуляционных спектрах осцилляций Франца-Келдыша.

Запись спектров фотоотражения осуществлялась при комнатной температуре на установке с двойным монохроматором [1]. В качестве образцов использовались полупроводниковые структуры n-GaAs с различной концентрацией носителей заряда, $3\times10^{18}\,cm^{-3}$, $6\times10^{17}\,cm^{-3}$, $4\times10^{18}\,cm^{-3}$ и образец δ-GaAs (технологический номер 1205). Для применения быстрого преобразования Фурье написана программа для перевода экспериментальных спектров фотоотражения из линейной сетки в нанометрах в линейную сетку в электрон-вольтах.

Получены спектры фотоотражения для серии исследуемых образцов n-GaAs. Спектры приведены к линейной сетке по энергиям. Написана программа для получения Фурье-образа осцилляций Франца-Келдыша, основанная на быстром преобразовании Фурье. Полученные в результате обработки спектров напряженности встроенного электрического поля и отношения эффективных масс тяжелых и легких дырок приведены в таблице.

N	$\mathbf{n}, cm^{-3}$	$E_{S1}, \frac{kV}{cm}$	$E_{S2}, \frac{kV}{cm}$	$\sqrt{\frac{\mu_{hh}}{\mu_{lh}}}$
1	3×10^{17}	102±13	32±7	2,35±0,12
2	6×10^{17}	123±22	39±8	2,16±0,16
3	4×10^{18}	129±43	41±11	2,53±0,25
4	Образец 1205	307±101	131±29	

Методом спектроскопии фотоотражения исследованы полупроводниковые структуры на основе соединения GaAs с различной концентрацией носителей. В спектрах обнаружено наложение осцилляций Франца-Келдыша различных периодов. В результате обработки спектров фотоотражения с осцилляциями Франца-Келдыша с помощью быстрого преобразования Фурье получены зависимости модуля модуляционного сигнала от «частоты» осцилляций [2]. В полученных зависимостях наблюдается от двух до четырех пиков, что указывает на наличие в исследуемых структурах нескольких облас-

тей со встроенным электрическим полем. Для определения модуля вектора напряженности электрического поля предложена методика соотнесения «частот» осцилляций.

E–mail: evgenytrufanov@gmail.com

Литература

1. Авакянц Л.П., Боков П.Ю., Червяков А.В. «Автоматизированная установка для регистрации спектров фотоотражения с использованием двойного монохроматора». ЖТФ том 75, вып. 10, стр. 66-68 (2005)

2. Sheibler H.E., Alperovich V.L., Jaroshevich A.S., and Terekhov A.S. «Fourier Resolution of Surface and Interface Contributions to Photoreflectance Spectra of Multilayered Structures». Phys. Stat. sol. (a) 152, 113 (1995)

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО МЕРЦАЮЩЕЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CDSE/CDS

Шулежко В.В.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

В работе рассматриваются статистические характеристики результатов эксперимента, выполненного методом счёта одиночных фотонов при постоянном лазерном возбуждении, используемого для исследования мерцающей флуоресценции коллоидных квантовых точек CdSe/CdS. Учёт всех статистических закономерностей необходим для построения физической модели мерцания квантовых точек, которая отсутствует в настоящий момент. В результате анализа было показано наличие как минимум двух процессов, обладающих экспоненциальным распределением и степенным распределением с показателем α близким к 1.

Преимуществом метода счёта одиночных фотонов при постоянном лазерном возбуждении перед исследованием статистики ON/OFF интервалов [1,2] является возможность исследовать непосредственно большие времена между приходами фотонов, относящиеся к степенной части распределения. Выбор функции дискриминатора критичен при использовании ON/OFF интервалов [3,4], а метод счёта одиночных фотонов свободен от такого недостатка [5]. Полученное распределение представлено на рис.1. Характерными особенностями распределения является наличие степенной части с наклоном -2.78 и, похожего на усечение распределения, участка на очень больших временах, который, по предположению, получался из-за потока шумовых фотонов. Численное моделирование показало, что предположение не подтверждается, этому «усечению» соответствует реальный физический процесс. Также стоит отметить однородность совместного распределения, это, при наличии степенной зависимости в гистограмме распределения, говорит о том, что компоненты вектора (два последовательных отрезка времени) не являются независимыми величинами.

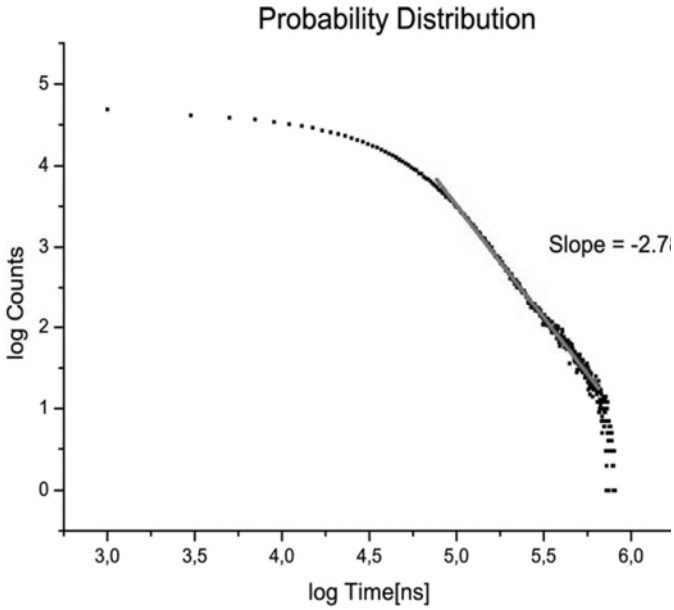


Рис.1. Гистограмма распределения времён между приходом фотонов

В результате численного моделирования методом Монте-Карло удалось добиться совпадения форм распределения. Это получается свёрткой экспоненциального и степенного распределений, имеющей

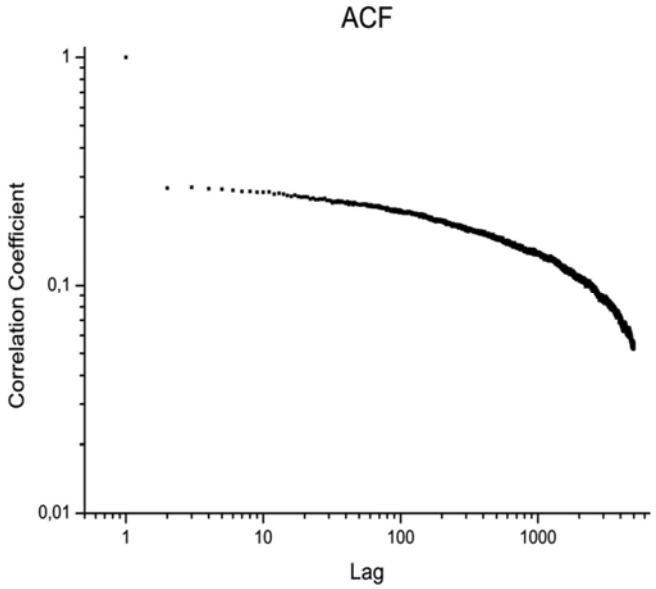


Рис. 2. Автокорреляционная функция для ряда времён между приходом фотонов

смысл суммы двух случайных величин. Экспоненциальный процесс имеет характерное время 20 мкс, степенной процесс имеет показатель степени близкий к 1.

В результате анализа удалось найти характерное время экспоненциального процесса, установить, что показатель степенного распределения α близко к 1, излом в гистограмме распределении времён не является следствием однородного потока шумовых фотонов, но не удалось объяснить наличие длинных корреляций во временах убывающих экспоненциально (конечная «память процесса») и однородность совместного распределения.

На рис. 2 представлена автокорреляционная функция для временного ряда, состоящего из промежутков времени между приходом фотонов. Из графика хорошо видно наличие длиннопериодных корреляций — «памяти» в процессе мерцания. Так же видно, что АКФ экспоненциально убывает на больших лагах, это говорит об эргодичности процесса, он обладает «конечной памятью».

Статистические модели, рассмотренные в работах [6,7] относятся к статистике ON/OFF интервалов и основаны на дробном обобщении процессов восстановления, но не учитывают зависимость компонентов вектора, составленного из последовательных случайных величин, а они должны быть независимыми в моделях процессов восстановления, и не дают длиннопериодных корреляций во временах между фотонами.

Сопоставление полученных результатов конкретным физическим моделям остаётся задачей на будущее. В эксперименте использовались квантовые точки выращенные в МГУ, а эксперимент ставился в ФИАН группой С.А. Амброзевича.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России 2.1894.2011.

Автор благодарен Сибатову Р. Т. за обсуждение вопроса.

E–mail: vadim_uln@mail.ru

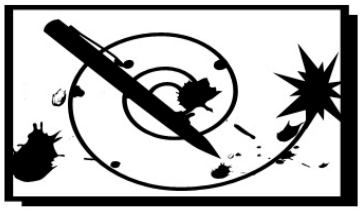
Литература

1. Kuno M. et al., Chem J.. Phys., Vol. 115, No. 2, 1028-1040 (2001)
2. . Shimizu K.T et al., Phys. Rev. B 63, 205316 (2001)
3. Crouch C.H. et al., Nano Lett., 10, 1692-1698 (2010)
4. Stefani F.D. et al., New J. of Phys. 7, 197 (2005)
5. . Sher P.H et al., Appl. Phys. Lett. 92, 101111 (2008)
6. Sibatov R.T., V.V. Uchaikin, Opt. i Spektr., Vol. 108, No. 5, 804–811 (2010)
7. . Учайкин В.В,. Сибатов Р.Т, ЖЭТФ 136, 4(10) (2009)

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель:
проф. Борисов Анатолий Викторович

Зам. председателя:
н.с, к.ф.-м.н Пименов Александр Борисович



Поздравляем победителей!

I место

Егоров Е.И. – студент Пензенского государственного университета
Макаров Д.Н.– к.ф.-м.н. Поморского государственного университета им. М.В. Ломоносова

II место

Балакирева И.А. – аспирант физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

III место

Зезюлин К.В. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КИРАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ ТЕМНОГО СЕКТОРА С ПЫЛЕВИДНОЙ МАТЕРИЕЙ

Аббязов Р.Р.

Ульяновский государственный педагогический университет, Ульяновск, Россия

Интерес к космологическим моделям с несколькими скалярными полями, а также к сигма моделям, происходит от стремления понять природу темной материи и темной энергии. После обнаружения ускоренного расширения Вселенной в настоящую эпоху были предприняты попытки описания темной энергии, были выдвинуты модели с квинтессенцией, фантомными, квинтомными полями (см. обзор [3]), однако они не дали окончательного ответа на вопрос о природе темной энергии. По этой причине в настоящей работе рассмотрены космологические модели, включающие в себя поля нелинейной сигма модели и темную материю. Отправной точкой в наших исследованиях являлась монография [1], в которой рассмотрены аналитические методы решения уравнений скалярных полей в нелинейных сигма моделях, статья [4], в которой были рассмотрены киральные поля темного сектора, и работа [2], в которой была предложена двухкомпонентная космологическая модель с пространственно-плоской метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера, включающая материю в пылевидном состоянии и темною энергию в виде скалярного поля. Работа [2] представляла для нас особый интерес потому ,что в ней с помощью численных методов проинтегрированы уравнения модели в предположении, что на ранних стадиях эволюции Вселенная была материально-доминированной.

В настоящей работе исследуются σQCDM и σqCDM модели, состоящие из двух полей нелинейной сигма-модели с метриками специального вида и темной материи. Проводится сравнительный анализ LCDM модели и σQCDM, σqCDM моделей, делается вывод о характере расширения и составе Вселенной на различных этапах эволюции. Было показано, что при определенном выборе начальных условий Вселенная, описываемая такими моделями, начинает ускоренно расширяться в момент времени, соответствующий значению масштабного фактора a 0.5, что хорошо согласуется с современными наблюдательными данными.

E-mail: renren2007@yandex.ru

Литература

1. Червон С.В. (1997) Нелинейные модели в теории гравитации и космологии // Ульяновск, УлГУ.

2. Sanil Unnikrishnan and H. K. Jassal and T. R. Seshadri (2008) Scalar Field Dark Energy Perturbations and their Scale Dependence // arXiv:0801.2017v3.
3. Edmund J. Copeland, M.Sami, Shinji Tsujikawa (2006) Dynamics of dark energy
4. // arXiv:hep-th/0603057.
5. Chervon S.V., Panina O.G. (2008) Vestnik SamGU, Estestvennonauchnaya seriya, No.8/1(67) p.611-624.

ЕВКЛИДОВА ФОРМУЛИРОВКА НЕКОММУТАТИВНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Антипин К.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Целью настоящей работы является получение некоторых результатов в рамках аксиоматического подхода в некоммутативной квантовой теории поля (НКТП). Эта область теоретической физики, являющаяся одним из обобщений стандартной квантовой теории поля, интенсивно развивается в последние годы. Существенный интерес к НКТП связан с тем, что в ряде случаев она является низкоэнергетическим пределом теории струн [3]. Ключевую роль в аксиоматическом подходе играют функции Уайтмана. Зная эти функции, можно в некотором смысле полностью восстановить теоретико-полевую модель [1]. В работах Остервальда и Шредера (Osterwalder K., Schroder R., [2]) была указана интересная возможность сопоставить релятивистской квантовой теории некоторый математический образ, основанный на четырехмерном евклидовом пространстве, и переформулировать свойства функций Уайтмана в терминах функций Швингера, заданных на таком пространстве. Основной задачей настоящей работы является обобщение результата Остервальда-Шредера на случай некоммутативной теории поля.

Проведенное исследование показало, что евклидова формулировка может быть получена для некоммутативной теории поля как для случая пространственной (space-space), так и для случая пространственно-временной (time-space) некоммутативности.

E-mail: antipin1987@gmail.com

Литература

1. Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля. М.: Наука. 1969.
2. Osterwalder K, Schroder R. Axioms for Euclidean Green's functions. // Commun. Math. Phys., 1973. v. 31. P. 83.
3. Seiberg N., Witten E. String theory and noncommutative geometry // Journal of High Energy Physics. 1999, № 9909 (32).

ПОИСК НАРУШЕНИЯ ЛОРЕНЦЕВОЙ СИММЕТРИИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПОЗИТРОНИЯ

Астапов К.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Существуют теория расширения стандартной модели, которая предполагает нарушение Лоренцевой симметрии. В лагранжиан такой теории входят поправочные члены, содержащие поля, свернутые с наборами постоянных коэффициентов[3]. Очевидно, что данные члены не инвариантны относительно группы преобразований Лоренца. Здесь рассматривается расширение только электродинамического сектора стандартной модели, поскольку его проще обнаружить на эксперименте[5].

$$L = \frac{1}{2} i\bar{\psi}\Gamma^{\nu} D_{\nu}\psi - \bar{\psi}M\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(k_{AF})^{\kappa} \varepsilon_{\kappa\lambda\mu\nu} A^{\lambda} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} (k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu} F^{\kappa\lambda} F^{\mu\nu}$$

$$\Gamma^{\nu} = \gamma^{\nu} + c^{\mu\nu}\gamma_{\mu} + d^{\mu\nu}\gamma_{5}\gamma_{\mu} + e^{\nu} + if^{\nu}\gamma_{5} + \frac{1}{2}g^{\lambda\mu\nu}\sigma_{\lambda\mu} \quad (1)$$

$$M - m + a_{\mu}\gamma^{\mu} + b_{\mu}\gamma_{5}\gamma^{\mu} + \frac{1}{2}H^{\mu\nu}\sigma_{\mu\nu}$$

В работе предложен метод обнаружения этих поправок к лагранжиану при низких энергиях с помощью измерения времени жизни ортопозитрония. Данное расширение стандартной модели делает возможной аннигиляцию позитрония со спином 1 в два фотона. Вероятность такого процесса дается формулой $\frac{1}{3}\sigma v|\delta\psi(0)_{00}|^2$, где $\delta\psi(0)_{00}$- поправка со спином 0, возникающая из-за новых членов в (1), к волновой функции основного состояния позитрония $\psi(0)_{00}$ со спином 1[2]. Таким образом, на эксперименте, в котором есть возможность достаточно точно измерить время жизни позитрония и будет иметься их достаточно большое количество, возможно проверить справедливость предложенной теории для электродинамики при низких энергиях, через обнаружение процесса $e^{+}e^{-} \rightarrow 2\gamma$.

Из релятивистского уравнения Бете-Солпитера[1] получено уравнение Шредингера ортопозитрония в теории с нарушенной Лоренцевой симметрией. Получено решение этого уравнения методом теории возмущений для основного состояния, с помощью которого найдена парциальная ширина распада ортопозитрония на два фотона. На основе астрофизических данных для величин коэффициентов $c^{\mu\nu}$, $d^{\mu\nu}$, e^{ν}, f^{ν}, $g^{\lambda\mu\nu}$, a_{μ}, b_{μ}, $H^{\mu\nu}$[4] вычислено численное значение вероятности этого распада.

E-mail: astapov@physics.msu.ru

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т. Т. 4/В. Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Квантовая электродинамика. (2006). с. 612-619.

2. Соколов А.А., Цытович В.Н., ЖЭТФ, (1953). Т. 24 с. 253.

3. Kostelecky V. Alan, Charles D. Lane, Phys. Rev. D60:116010, (1999) arXiv:hep-ph/9908504v1.

4. Kostelecky Alan, Neil Russell, Rev. Mod. Phys. 83:11, (2011) arXiv:0801.0287v5.

5. Colladay D., Kostelecky V. Alan, Phys. Rev. D 58:116002, (1998) arXiv:hep-ph/9809521v1.

ПЕРЕХОДНЫЕ МЕЗОН-ФОТОННЫЕ ФОРМ ФАКТОРЫ В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

Балакирева И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Цель работы — изучить мезон-фотонные форм факторы $F_P(Q^2)$, P=π, η, η’ в широкой области переданного импульса и исследовать наступление факторизационного КХД режима в этих форм факторах.

Экспериментальные данные по переходным η,η’ форм факторам находятся в хорошем соответствии с предсказаниями КХД, тогда как данные коллаборации BaBar для форм фактора $F_\pi(Q^2)$ указывают на сильное нарушение факторизации в области больших переданных импульсов Q^2~40 GeV^2. Наша задача - понять, при каких значениях Q^2 следует ожидать наступления факторизационного режима $F_\pi(Q^2)$~$1/Q^2$.

Мы изучаем мезон-фотонные переходные форм факторы с помощью определённой версии правила сумм КХД – правил сумм локальной дуальности (ЛД). Эта версия позволяет получать предсказания для форм факторов в широкой области передаваемых импульсов. Она

(a) основана на дисперсионном трехточечном правиле сумм при бесконечно большом борелевском массовом параметре. В этом случае степенные поправки исчезают, и форм фактор задается только пертурбативным спектральным представлением, обрезанным на эффективном пороге континуума $s_{eff}(Q)$;

(b) использует приближённую модель для $s_{eff}(Q)$, основанную на факторизационных теоремах КХД для переходных форм факторов при больших Q^2.

С помощью модели ЛД мы получаем предсказания для $F_P(Q^2)$ в широкой области переданных импульсов. Чтобы исследовать точность приближения ЛД, мы, наряду с КХД, рассматриваем квантово–механическую потенциальную модель, в которой форм фактор может быть вычислен точно из решения уравнения Шредингера. Затем этот точный форм фактор сравнивается с форм фактором, полученным из модели ЛД в квантовой механике. Таким образом, исследуется точность приближения ЛД.

1. Из анализа, проведенного в потенциальной модели, установлено, что приближение ЛД даёт хорошие предсказания для $F_P(Q^2)$ уже в области Q^2~5–6 GeV^2. Точность этого метода быстро растет с ростом переданного импульса. Мы поэтому ожидаем, что и в КХД приближение ЛД, а с ним и КХД-факторизация, должны работать с хорошей точностью уже для таких небольших передаваемых импульсов.

2. Показано, что приближение ЛД хорошо работает для $\eta\to\gamma\gamma^*$, $\eta'\to\gamma\gamma^*$ форм факторов.

3. Для $\pi\to\gamma\gamma^*$, имеющиеся экспериментальные данные BaBar указывают на сильное нарушение ЛД и факторизации – растущее с ростом Q^2 – даже при Q^2~40 GeV^2. Данный результат представляется удивительным, принимая во внимание результаты квантовой механики и хорошее согласие результатов ЛД с данными для $(\eta,\eta')\to\gamma\gamma^*$ форм факторов.

Результаты демонстрируют противоречие между данными для пионного форм фактора, с одной стороны, и (η,η') форм факторов, с другой. До сих пор не найдено объяснения качественному различию в поведении этих форм.

E-mail: iraxff@mail.ru

Литература

I. Balakireva, W.Lucha, D.Melikhov, Phys.Rev. D85, 036006 (2012).

COLLECTIVE ELEMENTARY EXCITATIONS OF 2D BEC-ED MAGNETOEXCITONS UNDER THE INFLUENCE OF EXCITED LANDAU LEVELS

Dumanov E.V.

Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova, , Chisinau, Republic of Moldova

The collective elementary excitations of two-dimensional magnetoexcitons in a Bose-Einstein condensate (BEC) with wave vector $\vec{k}=0$ were investigated in the framework of the Bogoliubov theory of quasiaverages. The Hamiltonian of the electrons and holes lying in the lowest Landau levels (LLLs) contains supplementary interactions due to virtual quantum transitions of the particles to the excited Landau levels (ELLs) and back. As a result, the interaction between the magnetoexcitons with $\vec{k}=0$ does not vanish and their BEC becomes stable.

The equations of motion for the exciton operators $d(P)$ and $d^{\dagger}(-P)$ are interconnected with equations of motion for the density operators $\hat{\rho}(P)$ and $\hat{D}(P)$. Instead of a set of two equations of motion, as in the case of usual Bose gas, corresponding to normal and abnormal Green's functions, we have a set of four equations of motion. Changing the center-of-mass wave vector of a magnetoexciton from 0 to $\vec{P}$, for example, implies changing its internal structure, because the internal distance between the Landau orbits of the quantized electron and hole becomes equal to $\left|\vec{P}\right|l^2$, where l is the magnetic length. The separated electrons and holes remaining in their Landau orbits can take part in the formation of magnetoexcitons as well as in the formation of collective

plasma oscillations. Such possibilities were not included in previous considerations of the theory of structureless bosons or in the theory of Wannier-Mott excitons with a rigid relative electron-hole motion structure without the possibility of the intra-series excitations. The internal structure of magnetoexcitons is much less rigid than that of Wannier-Mott excitons, and the possibilities for electrons and holes to take part simultaneously in many processes are much more diverse. This means we have to deal simultaneously with four branches of the energy spectrum, the two supplementary branches being the optical plasmon branch represented by the operator $\hat{\rho}(P)$ and the acoustical plasmon branch represented by the operator $\hat{D}(P)$.

The energy spectrum of the collective elementary excitations consists of two exciton-type branches (energy and quasienergy branches), each of them with an energy gap and a roton-type region, from the gapless optical plasmon branch and from the acoustical plasmon branch, which reveals an absolute instability in the range of small and intermediary wave vectors.

E.V.D. thanks the Foundation for young scientists of the Academy of Sciences of Moldova for financial support (11.819.05.13F).

E-mail: dum_evg@mail.ru

НАБЛЮДАЕМЫЕ ОСОБЕННОСТИ 2D-ДИССИПАТИВНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ[1]

Рудин В.А. Кревчик П.В. Егоров И.А.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

Изучение проблемы управляемости диссипативной туннельной динамики в низкоразмерных системах, является актуальной проблемой современной физики конденсированного состояния. Впервые удалось наблюдать устойчивые 2D – бифуркации в туннельных ВАХ для металлических КТ (из золота) в системе совмещенного АСМ/СТМ [1, 2]. Предсказанные ранее эффекты 2D – бифуркаций [3] и квантовых биений при параллельном туннельном переносе взаимодействующих частиц в двухъямном осцилляторном потенциале [1, 2] удалось выявить для отдельных туннельных ВАХ в экспериментах с КТ из золота. В данной работе теоретически исследована проблема управляемости 2D – бифуркаций как во внешнем электрическом поле, так и с учетом влияния конечной температуры, а также диэлектрической проницаемости матрицы среды-термостата. Показано, что вероятность 1D - диссипативного туннелирования в КМ имеет характерную особенность в виде термоуправляемого пика, который проявляется и в полевой зависимости вероятности двухфотонного (ДФ) примесного поглощения при определенной величине напряженности внешнего электрического поля, когда двухъямный осцилляторный потенциал, моделирующий КМ, становится симметричным. Для системы двух взаимодействующих КМ в зависимости вероятности туннелирования от величины напряженности внешнего электрического поля имеет место резкий излом, соответствующий точке 2D - бифуркации или смене режима 2D - туннелирования с синхронного на асинхронный. В малой окрестности точки бифуркации реализуется режим квантовых биений, связанный с существованием конкурирующих решений в процессе поиска 2D -инстантона. Эффекты бифуркаций и квантовых биений проявляются в полевой зависимости вероятности ДФ примесного поглощения в виде характерного излома и осцилляций малой амплитуды. Одновременно теоретически разработан метод контролируемого роста КТ в системе с АСМ/ СТМ [2], который может реализовать новые уникальные возможности для выращивания достаточно больших массивов метал-

[1] Авторы выражают признательность проф. О.Н. Горшкову, проф. В.Ч. Жуковскому, проф. В.Д. Кревчику, проф. М.Б.Семенову за помощь в подготовке тезисов.

лических КТ (например, из коллоидного золота) заданных размеров, что имеет перспективные приложения для создания прецизионных устройств для наноэлектроники, а также многообещающие приложения в области наномедицины.

Литература

1. Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Ямамото К. и др. Управляемое диссипативное туннелирование (коллективная монография, посвященная памяти академика РАН А.И. Ларкина, под редакцией Нобелевского лауреата Э. Леггетта, при редакционном участии В.Д. Кревчика, М.Б. Семенова, К. Ямамото и др.), Часть 1, 2. Издательство физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, 2009.

2. Жуковский В.Ч., Горшков О.Н., Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Грозная Е.В., Филатов Д.О., Антонов Д.А. Управляемое диссипативное туннелирование во внешнем электрическом поле// Вестник МГУ. Сер. 3 (Физика. Астрономия). – 2009. вып. 1.

E–mail: physics@pnzgu.ru

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЧАСТИЦ С КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Зезюлин К.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Изучение квантовых систем многих частиц является актуальной проблемой в физике. Большое число работ посвящено, например, изучению ультрахолодных газов [1]. С тех пор, как в 1995 году была выполнена экспериментальная реализация конденсата Бозе-Эйнштейна в парах щелочных металлов, существует огромный интерес к исследованию как конденсата Бозе-Эйнштейна, так и ультрахолодных фермионов, сверхпроводимости нейтральных ферми атомов и других процессов [2]. Также большое внимание уделяется взаимодействию сверхтекучих газов с нормальной компонентой.

При теоретическом исследовании ультрахолодных газов температуру полагают равной нулю. Для исследования газов при равной нулю температуре обычно используют уравнение Гросса-Питаевского и соответствующие ему уравнение гидродинамики [3]. Учет конечной температуры в теории приводит к появлению нормальной компоненты газов [4]. При учете конечной температуры вместо уравнения Гросса-Питаевского появляется пара уравнений типа Гросса-Питаевского, одно из них описывает конденсат, второе – нормальную компоненту [5].

Уделяется внимание кинетическому рассмотрению систем многих частиц. Так, например, в работе [6] получена цепочка Боголюбова для многочастичных квантовых функций распределения кулоновских частиц. Так же для исследования ультрахолодных газов при конечных температурах используют кинетическое уравнение типа Больцмана, оно описывает динамику нормальной компоненты. Взаимодействие частиц описывается посредством интегралов столкновений [7].

В данной работе рассматривается система частиц с короткодействующим потенциалом взаимодействия. Исходя из уравнения Шредингера и вероятностной интерпретации волновой функции получено уравнение на одночастичную квантовую функцию распределения для частиц, которые описываются статистиками Ферми и Бозе. С помощью функции распределения, которая является решением полученного уравнения, возможно теоретически исследовать системы взаимодействующих частиц. Например, концентрация частиц или квантовый ток есть интеграл от функции распределения по импульсам и интеграл импульса с функцией распределения соответственно.

Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Кузьменкову Л. С. и к.ф.-м.н. Андрееву П. А.

E–mail: konstantin.zez@mail.ru

Литература

1. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger, Rev. Mod. Phys. 80(3).885 (2008).

1. Taylor E., Hu H., Liu X.-J. and Griffin A., Phys. Rev. A, 77, 033608 (2008).
2. Wen-Chin Wu and A. Griffin, Phys. Rev. A, 54, 4204 (1996).
3. Nikuni T. and Griffin A., Phys. Rev. A, 65, 011601 (2001).
4. Zaremba E., Griffin A. and Nikuni T., Phys. Rev. A, 57, 4695 (1998).
5. Kuz'menkov L.S. and Maksimov S.G., TMP, 131(2): 641-650 (2002).
6. Williams J.E., Griffin A., Phys. Rev. A, 63, 023612 (2001).

ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДЕЛИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ТЕХНИЦВЕТА

Зенкевич Е.А.

Институт Ядерных Исследований РАН

Модели техницвета представляют собой альтернативный механизм нарушения электрослабой симметрии Стандартной Модели [1]. В этих теориях в роли поля, нарушающего электрослабую симметрию, выступает конденсат техникварков – новых частиц, имеющих электрослабые заряды, и (сильно) взаимодействующих посредством новых калибровочных бозонов, техниглюонов. Помимо нарушения электрослабой симметрии, новые частицы должны давать новые вклады в известные электрослабые процессы, однако в действительности эксперимент не обнаруживает отклонений от предсказаний Стандартной Модели. На основании этих ограничений простейшие модели техницвета (построенные по образцу теории сильных взаимодействий, КХД) давно исключены [2]. Что касается произвольных моделей, то, поскольку теории техницвета – сильносвязанные, они не поддаются аналитическому рассмотрению, и до последнего времени надежные предсказания получить было невозможно. В последнее время к моделям техницвета была применена так называемая голографическая дуальность [3], позволяющая производить вычисления в слабо связанной даульной многомерной теории. Этот подход кажется весьма многообещающим для построения теорий техницвета, совместных с экспериментальными данными [4]. Однако мы показываем [5], что в широком классе моделей голографического техницвета поправки к электрослабым наблюдаемым оказываются несовместными с экспериментом, если дуальная теория действительно является слабо связанной. Наше ограничение исключает рассматриваемые модели.

yegor.zenkevich@gmail.com

Литература

1. S. Weinberg. Implications Of Dynamical Symmetry Breaking: An Addendum // Phys. Rev. D. -1979. -19. -p.1277.

2. M. E. Peskin, T. Takeuchi. A New constraint on a strongly interacting Higgs sector // Phys. Rev. Lett. -1990. -65. -p.964.

3. J. M. Maldacena. The large N limit of superconformal field theories and supergravity // Adv. Theor. Math. Phys. -1998. -2. -p.231.

4. J. Hirn, V. Sanz. A Negative S parameter from holographic technicolor // -Phys. Rev. Lett. -2006. -97. -p.121803.

5. D. G. Levkov, V. A. Rubakov, S. V. Troitsky, Y. A. Zenkevich. Constraining holographic technicolor // arXiv:1201.6368 [hep-ph].

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛОРЕНЦЕВОЙ СИММЕТРИИ В СЕКТОРЕ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ

Иванов М.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Лоренц–инвариантность лежит в основе современной физики. Тем не менее, некоторые подходы к квантованию гравитации предсказывают отклонения от этой симмет-

рии [1]. Кроме того, допущение о слабом нарушении Лоренц-инвариантности позволяет интерпретировать результаты эксперимента OPERA (безусловно, в силу своей важности, эти результаты требуют независимого экспериментального подтверждения).

Лоренц-нарушение в секторе обычной материи жестко ограничено экспериментальными данными и космологические следствия подобного нарушения пренебрежимо малы после учета этих ограничений. Но для тёмной материи и тёмной энергии не существует прямого экспериментального свидетельства сохранения лоренцевой симметрии. Возможные космологические проявления Лоренц-нарушения в тёмной энергии уже были изучены в работе [2].

В данной работе исследованы космологические следствия Лоренц-нарушения в секторах гравитации и тёмной материи. Показано, что однородная эволюция Вселенной в данной модели практически не отличается от эволюции в стандартной космологической модели LCDM. Однако, существенные различия проявляются на уровне космологических возмущений, что приводит к усилению спектра мощности возмущений материи на масштабах порядка 10^3 Мпк и смещению положения его максимума. Эти свойства могут быть использованы для ограничения отклонений от лоренцевой симметрии в секторе темной материи с помощью современных наблюдательных космологических данных.

E-mail: mm.ivanov@physics.msu.ru

Литература

1. Horava P.// Physical Review D, **79** (2009) 084008.

2. Blas D., S. Sibiryakov // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, **1107** (2011) 026.

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СТРАГГЛИНГ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЁННЫХ ЧАСТИЦ С АТОМАМИ

Макаров Д.Н.

Северный (Арктический) федеральный университет имени М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия

Потери энергии быстрыми заряженными частицами при столкновениях с атомами рассмотрены на основе приближения эйконала. Показано [1], что непертурбативный вклад в эффективное торможение от области промежуточных (сравнимых с характерными размерами электронных оболочек мишени) параметров удара может оказаться значительным, по сравнению с оболочечными поправками к формуле Бете-Блоха, рассчитываемыми в первом порядке теории возмущений. Предложена формула [2] для оценок непертурбативного вклада от области промежуточных параметров удара. Продемонстрировано при каких упрощающих предположениях формула Бете-Блоха может быть получена в приближении эйконала. Показано, что учет непертурбативных эффектов при больших значениях заряда налетающей частицы приводит к значительным (до 50\%) поправкам к формуле Бете-Блоха. Проведен анализ области применимости формулы Бете-Блоха при изменении параметров столкновения (заряда снаряда, относительной скорости столкновения). В качестве примеров рассчитаны потери энергии быстрых высокозарядных ионов на атомах неона, аргона, крипона и ксенона, проведено сравнение с экспериментальными данными. Показано, что учет непертурбативных оболочечных поправок приводит к заметному улучшению согласия с экспериментом по сравнению с расчетами по формуле Бете-Блоха со стандартными поправками в общепринятой области ее применения.

Среднеквадратичные флуктуации (страгглинг) [3] потерь энергии быстрыми заряженными частицами при столкновениях с атомами рассмотрены на основе приближения эйконала [1,2]. Результат представлен в виде формулы Фано с непертурбативной поправкой. Указано, что известная непертурбативная формула Титейка (выведенная [4] на основе подхода Блоха и переходящая в формулу Фано [5] при применимости теории возмущений) получается лишь в результате определенных пренебрежений в эйкональ-

ных расчетах. Показано, что учет непертурбативных эффектов при больших зарядах снаряда может приводить к значительным (до десяти раз) [6] изменениям флуктуаций по сравнению с результатами Титейка, Фано и Бора. Найдены аналитические аппроксимации поправок к формулам Фано и Титейка. В качестве примера рассчитаны флуктуации потерь энергии быстрых высокозарядных ионов на атомах водорода, меди и серебра, в последних двух случаях проведено сравнение с экспериментальными данными. Отмечено заметно лучшее согласие результатов наших расчётов с экспериментами, по сравнению с расчетами по формулам Бора, Фано и Титейка.

E–mail*:* makarovd0608@yandex.ru

Литература

1. Матвеев В.И., Макаров Д.Н., Гусаревич Е.С.// ЖЭТФ, том 139, стр. 868, 2011.
2. Матвеев В.И., Макаров Д.Н.// Письма в ЖЭТФ, том 94, стр. 3, 2011.
3. Sigmund P. K., Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd,. V 52, 557, 2006.
4. Titeica S. Bul. Soc.Romanaie Phys. V 38, 81, 1939.
5. Fano U. Ann. Rev. Nucl. Sci. V 13, 1, 1963.
6. Макаров Д.Н., Матвеев В.И.// Письма в ЖЭТФ, том 95, стр. 131, 2012.

МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ РАВНОВЕСИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ КАПЛИ

Русакова Н.Е., Самухина Ю.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В данной работе рассматривается возмущение капли проводящей несжимаемой жидкости сферической формы с целью поиска стабильной формы, отличной от сферической.

Впервые задача о зарядовой неустойчивости капли проводящей жидкости была рассмотрена лордом Рэлеем [1]. Он ввел так называемый критерий Рэлея для устойчивости заряженной сферической капли. Теория устойчивости заряженной капли проводящей жидкости активно развивается в настоящее время [2] в связи с использованием во многих прикладных задачах.

Рассмотрим каплю проводящей жидкости сферической формы радиуса r0. Устойчивость капли зависит от баланса кулоновской силы отталкивания и лапласовского давления, обусловленного поверхностным натяжением. Соответственно, полная энергия капли равна сумме кулоновской энергии и свободной энергии поверхностного натяжения [3]

$$W = W_q + W_S, \quad W_q = \frac{\varphi_0 \cdot q}{2}, \quad W_s = \alpha \cdot 4\pi r_0^2,$$

где $\varphi_0 = q/r_0$, q — заряд, сообщенный данной капле, α — коэффициент поверхностного натяжения.

Предположим, что капля изменила свою форму. Исследуем, как меняется энергия аксиально-симметричной проводящей капли несферической формы в зависимости от заряда, сообщенного капле, и формы капли.

Уравнение сфероида [4]

$$r = a_0 + \sum_{n=1} a_n P_n(\cos\theta),$$

где r — расстояние от центра сфероида до данной точки поверхности сфероида, $P_n(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра порядка n, $a_n << a_0$ для любого n, и θ — угол между осью z и радиус-вектором. В дальнейшем будем использовать обозначение $\cos\theta = \nu$.

Запишем потенциал заряженной капли сфероидальной формы

$$\frac{a_0}{r} \pm \frac{a_2}{r^3} P_2(\nu) = \varphi,$$

где φ — потенциал нашей заряженной капли. Нормируем наш потенциал на потенциал φ0 исходной сферической капли радиуса r0. Уравнение приобретет вид:

$$\frac{1}{x} \pm \frac{kP_2(\nu)}{x^3} = \Psi,$$

где $x = r/r_0$, $k = \varepsilon/r_0^2$, $\varepsilon = a_2/a_0$, $\Psi = \frac{\varphi_0}{q/r_0}$ — нормированный потенциал.

Тогда поверхность капли сфероидной формы запишется в виде

$$\Psi x^3 - x^2 \pm kP_2(\nu) = 0.$$

Объем исходной сферической капли $V_0 = (4/3)\pi r_0^3$.

Объем полученного сфероида $V = \frac{2}{3}\pi\int_{-1}^{1} r^3 d\nu = \frac{2}{3}\pi \cdot \frac{r_0^3}{\Psi}\int_{-1}^{1} x^2(\nu,k)d\nu \equiv \frac{4}{3}\pi r_0^3$, так как объем несжимаемой жидкости сохраняется.

Отсюда $\int_{-1}^{1} x^2(\nu,k)dV = 2\Psi$. Из этого уравнения можно найти методом первой итерации зависимость $\Psi(k)$ в виде ряда по переменной k, и подставив эту зависимость в уравнение для формы поверхности получить решение уравнения по переменной x в виде разложения в ряд по переменной k.

Энергия поверхностного натяжения капли $W_S = \alpha \cdot S$. Площадь поверхности сфероидальной капли описывается формулой

$$S = 2\pi\int_0^{\pi} \frac{r^2 \sin\theta\,|\nabla F|}{\nabla F \cdot \vec{U}_r} d\theta,$$

где $F = \Psi x^3 - x^2 \pm kP_2(\nu)$ — уравнение поверхности, $\vec{U}_r$ — орт радиус-вектора, а $|\nabla F|/(\nabla F \cdot \vec{U}_r)$ — угол между нормалью к поверхности сфероида и радиус-вектором в точке (r,θ,φ).

Введем безразмерный параметр Рэлея $T = q^2/(4\pi r_0^3\alpha)$. Тогда энергия сфероидальной капли, выраженная через T и k, имеет вид:

$$W = 1 - \frac{k^2}{5} \mp \frac{4k^3}{21} - \frac{6k^4}{5} \mp \frac{24k^5}{7} - \frac{53k^6}{3} + \frac{2\cdot\left(1 + \frac{2k^2}{5} \pm \frac{52k^3}{105} + \frac{636k^4}{175} \pm \frac{22644k^5}{1925} + \frac{57784868k^6}{875875}\right)}{T}$$

Минимум энергии достигается в диапазоне параметра k≈(0.1;0.14), что позволяет рассчитывать на стабильность данной формы капли.

E-mail: rusakova@physics.msu.ru

Литература

1. Lord Rayleigh. On The Equilibrium Of Liquid Conducting Masses Charged With Electricity // Philosophical Magazine, Ser. 5. 1882, Vol. 14. p.184-186.

2. D. Duft, H. Lebius et al. Shape Oscillations and Stability of Charged Microdroplets // Physical Review Letters. 2002, Vol. 89 (No. 8). p.1-4

3. P.A. Polyakov, N.E. Rusakova, Yu.V. Samukhina, M.A. Tassev. Electrostatic Instability Criteria Of A Conductive Sphere With Continuous And Discrete Charge Distribution // Proc. of XIX Int. Conf. “Electromagnetic Field and Materials”, 2011

4. Hendricks C.D., Schneider J.M. Stability of Conducting Droplet under the Influence of Surface Tension and Electrostatic Forces// American Journal of Physics. 1963, Vol. l (No. 6). P.450-453.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА С ЛОРЕНЦ-НАРУШЕНИЕМ: МОДЕЛИ И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ

Сатунин П.С.

Институт Ядерных Исследований РАН

Нарушение Лоренцевой симметрии может рассматриваться феноменологически [1], а также может возникать в некоторых подходах к квантованию гравитации [2,3]. В докладе рассматриваются возможные вклады в лагранжиан квантовой электродинамики, сохраняющие калибровочную и вращательную симметрии, а также C,P и T – чётности. В первой части работы рассматриваются наивно перенормируемые добавки в лагранжиан КЭД. Учитывая ранее доказанную перенормируемость более общей CPT-нечёной модели [4], в однопетлевом приближении была рассчитана поправка к скорости фотона и электрона как функция энергии.

Во второй части работы рассматриваются, кроме того, добавки в лагранжиан высших размерностей, подавленные некоторым энергетическим масштабом. В данной модели могут происходить процессы, кинематически запрещённые в Лоренц-инвариантном случае: вакуумное черенковское излучение, распад фотона на электрон-позитронную пару и его расщепление; модифицируется сечение процессов рождения пар. Рассмотрено влияние данных процессов на распространение космических лучей высоких энергий и установлены ограничения на параметры Лоренц-нарушения.

E-mail: satunin@ms2.inr.ac.ru

Литература

1. Coleman S., Glashow J., High-Energy Tests of Lorentz Invariance. // Physical Review D. 1999, №59, p. 116008.

2. Horava P. Quantum Gravity at a Lifshitz Point. / Physical Review D. 2009, №79, p.084008.

3. Blas D., Pujolas O., Sibiryakov S. A healthy extension of Horava gravity. // Physical Review Letters. 2010, №104, p. 181302 .

4. Kostelecky A., Lane C., Pickering A. One-Loop Renormalization of Lorentz-Violating Electrodynamics. // Physical Review D. 2006, №65, p.056006.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДЕЛЬ С БОЛЬШИМИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ И ОДНИМ ПОКОЛЕНИЕМ

Тимирясов И.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Стандартная Модель (СМ) прекрасно описывает большую часть экспериментальных данных в физике частиц. Однако она не дает ответа на вопрос, почему существует именно три поколения фермионов с сильно различающимися массами, в ней существует проблема калибровочной иерархии, а так же ряд других трудностей, прежде всего связанных с описанием массивных нейтрино. В работах [1,2] была предложена и исследована модель, в которой все вышеперечисленные проблемы находят элегантное решение.

В этой модели предполагается наличие двух дополнительных измерений, представляющих собой сферу S^2. Скалярное и калибровочное поле образуют на этой сфере топологический дефект (т.е. устойчивое нетривиальное решение) - вихрь Абрикосова-Нильсена-Олессена [3,4]. Нулевые моды оператора Дирака в поле вихря соответствуют наблюдаемым четырехмерным фермионам. Таким образом, одному шестимерному поколению может соответствовать несколько (число определяется деталями взаимодействия) четырехмерных поколений. Для фермионов в поле вихря сохраняется угловой момент, дополненный преобразованиями по группе вихря:

$$J = -\partial_\varphi - k\frac{1+\Gamma_7}{2},$$

где φ - азимутальный угол на сфере, Γ_7 - шестимерный аналог γ_5, а k - число наблюдаемых поколений. Различные собственные значения J соответствуют различным че-

тырехмерным поколениям G и имеют различную угловую зависимость от координат на сфере. Именно эта различная угловая зависимость и приводит к иерархии масс фермионов, так как четырехмерные массы пропорциональны интегралам по дополнительным измерениям фермионных полей с полем Хиггса.

Введение еще одного скалярного поля позволяет описать смешивание в кварковом секторе модели и получить согласующуюся с экспериментальными данными матрицу Кабиббо-Кобаяши-Маскавы.

Нейтринный сектор содержит поля левых нейтрино и дополнительное поле стерильного нейтрино, не локализованного на сфере. Введение дополнительного стерильного нейтрино делает возможным получение в рамках «качельного механизма» параметров смешивания, согласующихся с экспериментальными данными [5].

Таким образом, описываемая модель выглядит крайне привлекательно, и возникает задача проверки ее специфических предсказаний на соответствие с имеющимися экспериментальными данными.

Одним из таких специфических предсказаний является наличие нейтральных токов, нарушающих аромат, что приводит к возможности наблюдения процессов, запрещенных в СМ. Причиной возникновения таких токов являются высшие моды бозонов, появляющиеся в связи с периодичностью граничных условий на сфере (Калуца-Клейновская башня). Эти моды могут нести ненулевой угловой момент J, обеспечивая переходы между поколениями. Амплитуды таких переходов подавлены обратными массами тяжелых мод, пропорциональными $1/R$, где R – радиус сферы S^2.

Были рассмотрены различные процессы с участием B и D мезонов и получены ограничения на $1/R$. Показано, что наиболее строгое ограничение может быть получено из распада $B^0 \to K^0 \mu e$. Важно, что в этом процессе изменение номера поколения $\Delta G = 0$. Процессы с $\Delta G \neq 0$ дополнительно подавлены, так как проходят с изменением суммарного момента J. Сохранение момента является строгим до рассмотрения смешивания кварков. Введение же смешивания приводит к возможности процессов с несохранением момента, подавленных малыми параметрами смешивания. Полученное ограничение $\frac{1}{R} > 3.3$ ТэВ, соответствует $R > 6 \cdot 10^{-18}$ см. Т.е. дополнительные измерения действительно являются большими в сравнении с планковским масштабом.

Таким образом, рассматриваемая модель не противоречит имеющимся экспериментальным данным и прекрасно справляется с трудностями, возникающими в СМ.

E–mail: timinar@gmail.com

Литература

1. Libanov, M.V. and Troitsky, S.V. Three fermionic generations on a topological defect in extra dimensions. // -Nucl. Phys. 2001, B599, p.319-333.

2. Frere, J.M., Libanov, M.V., Nugaev, E.Y. and Troitsky, S. V. Fermions in the vortex background on a sphere. // JHEP 2003, 0306, p.009.

3. Абрикосов А.А. О магнитных свойствах сверхпроводников второго рода. // ЖЭТФ 1957, 32(6), с.1442-1952.

4. Nielsen H., Olesen P. Vortex-line models for dual strings. // Nucl.Phys. 1973, B61, p.45-61.

5. Frere, J.M., Libanov, M.V. and Ling, F.-S. See-saw neutrino masses and large mixing angles in the vortex background on a sphere. // JHEP 2010, 1009, p.081.

МНОГОМЕРНЫЕ ФОРМУЛЫ ФАКТОРИЗАЦИИ НЕКОММУТИРУЮЩИХ СЕМЕЙСТВ ОПЕРАТОРОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ

Тлячев Т.В., Радионов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Дифференцирование функций, зависящих от операторных аргументов, усложняется, если функции и их производные не коммутируют. Для вычисления производной по-

казателя операторозначной экспоненты e^{G_t} в случае $[G_t, \dot{G}_t] \neq 0$, Р.Фейнман [6] использовал формулу, связывающую неизвестные операторы $\dot{G}_t$ и G_t с "известной " левой производной G_t^L (см. [9], а также обсуждение в [2], с 275, формула (1.10), и в [8]):

$$\dot{G}_t^L \overset{def}{=} \left(\frac{d}{dt} e^{G_t}\right) e^{-G_t} = \int_0^1 ds (e^{sG_t}\, \dot{G}_t\, e^{-sG_t}).$$

Таким образом, для вычисления G_t нужно решить задачу Коши для неявной системы операторных ОДУ (ООДУ) относительно G_t

$$\int_0^1 ds (e^{sG_t}\, \dot{G}_t\, e^{-sG_t}) = \dot{G}_t^L, \quad G|_{t=0} = G_0.$$

В частном случае, если $G_0^L = G_0$ и операторы $G_t^L, \dot{G}_t^L$ и G_0 коммутируют, решением задачи Коши в данном случае является функция $G_t = G_t^L$.

Пусть матрица G допускает диагонализацию с помощью обратимого преобразования $U: G \to G_U = UGU^{-1} = \{\lambda_k \delta_{kj}\}_{1 \le j,k \le K}$. Рассмотрим конструкцию решения уравнения

$$X: \int_0^1 ds (e^{sG}\, Xe^{-sG}) = F. \tag{1}$$

Если X является решением уравнения (1), то X также удовлетворяет уравнению

$$e^{sG} Xe^{-sG} - X = [G, F]. \tag{2}$$

$X + \Xi$ удовлетворяет (2), если матрица Ξ коммутирует с G.

Теорема 1. Если G допускает спектральное разложение типичное для эрмитовых, либо симметричных операторов

$$G_t = \sum_n \lambda_n(t) \begin{cases} |\xi_n(t)\rangle\langle\xi_n(t)| & \langle \xi_j, \xi_k \rangle = \delta_{jk}, \\ |\xi_n(t))(\xi_n(t)| & (\xi_j, \xi_k) = \delta_{jk}, \end{cases}$$

(здесь $\lambda_n(t) \in \mathbf{C}$, $\langle \xi_j, \xi_k \rangle$- полуторалинейное скалярное произведение, либо (ξ_j, ξ_k) - билинейная форма, а $\{\xi_n(t)\}$- система векторов ортонормированная относительно соответствующей полуторалинейной либо квадратичной формы), а матрица Λ

$$\Lambda_{jk} = \frac{e^{\lambda_j - \lambda_k} - 1}{\lambda_j - \lambda_k}$$

не имеет нулевых элементов, то единственным решением исходного уравнения является

$$X = U^{-1}(V \circ F_U)U, \text{ где} \qquad V_{jk} = \Lambda_{jk}^{-1}, \quad F_U = UFU^{-1}. \tag{3}$$

$A \circ B$ в формуле (3) - это поэлементное абелево произведение матриц, сохраняющее эрмитовость, симметричность и положительную определенность сомножителей.

Формулы факторизации полезны для вычисления композиции, скалярного произведения и ортогонализации базисов неклассических состояний. Рассмотрим уравнения для билинейных форм в формулах Бейкера-Хаусдорфа:

$$\begin{aligned} H &= \frac{i}{2} a_i^+ A_{ij} a_j^+ + a_i^+ B_{ij} a_j - \frac{i}{2} a_i A_{ij}^+ a_j^+, \\ U(t) &= e^{-iHt} = \exp(-\frac{1}{2} a_i^+ Q_{ij}(t) a_j^+) \exp(a_i^+ P_{ij}(t) a_j) \exp(\frac{1}{2} a_i R_{ij}(t) a_j) e^{s(t)}. \end{aligned} \tag{4}$$

В одномерном случае при $B = 0$ левая и правая производные совпадают, а формулы для вида матриц $Q(t), P(t), R(t)$ известны из [3]. Многомерный случай рассмотрен в [4], где получено явное решение при $B = 0$. Вопрос о единственности данного разложения положительно решается путем сведения задачи к системе линейных ОДУ с постоянными коэффициентами. Построено глобальное аналитическое решение в классе задач с

матрицами, произвольного размера такими что оператор AA^+ имеет простой спектр и коммутирует с B, а также для матриц общего вида в размерности 2. Основным результатом является следующая

Теорема 2. Пусть A симметричная матрица, а B - эрмитова. Предположим, что существуют симметричные матрицы $Q(t), R(t)$ и матрица общего вида $P(t)$ такие, что выполнена формула (1) факторизации оператора $U(t)$, причем

$$a(t) = U^+(t)aU(t) = \Phi(t)a + \Psi(t)a^+, \qquad a^+(t) = U^+(t)a^+U(t) = \Phi^*(t)a^+ + \Psi^*(t)a^+,$$

где $\Phi(t), \Psi(t)$ -матрицы канонического преобразования, отвечающего гамильтониану (4).

Тогда $Q(t) = -\Psi(t)\left(\Phi^*(t)\right)^{-1}$, $P(t) = -\ln\left(\Phi^+(t)\right)$, $R(t) = -\left(\Phi^*(t)\right)^{-1}\Psi^*(t)$.

Необходимыми условиями существования нормальной факторизации оператора сжатия являются следующие уравнения для симметричной матрицы R_t, левой производной $\dot{C}_t^L$ семейства матриц e^{C_t}:

$$\dot{Q}_t = A + iB\,Q_t + iQ_t\overline{B} - Q_t\overline{A}Q_t, \quad \dot{C}_t^L = iB - Q_t\overline{A}, \quad \dot{R}_t = e^{C_t^T}\,\overline{A}\,e^{C_t}, \quad Q_0 = R_0 = C_0 = 0.$$

В качестве примеров рассматривается случай точно решаемой задачи движения квантовой частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях в представлении вторичного квантования и задача о вычислении трех связанных параметрических процессов взаимодействия световых волн.

E–mail: timattv@gmail.com, alex.radionov89@gmail.com

Литература

1. Березин Ф.А. Методы вторичного квантования. М.: Наука. 1986.
2. Карасев М.В., Маслов В.П. Нелинейные скобки Пуассона. М.: Наука. 1991.
3. Киржниц Д.А. Полевые методы теории многих частиц. М.: Госатомиздат. 1963.
4. Чеботарев А.М., Тлячев Т.В., Радионов А.А. Сжатые состояния и их применение в задачах квантовой эволюции // Математические заметки. 2011, №89(4). с.614–634.
5. Chirkin A.S., Saigin M.Yu., Statistic and information characterization of tripartite entangled states// Journal of Russian Laser Research, 2007, №5(28), p.505-515
6. Feynman R.P. An operator calculus having applications in quantum electrodynamics//Phys. Rev. 1951, №84, p.108-128.
7. Gardiner C.W., Zoller P., Quantum noise. Berlin, Heidelberg, New-York: Springer. 2004.
8. Najfeld I., Havel T.H. Derivatives of the matrix exponential and their computation// TR-33-94. Harvard University. Cambrige, Massachusetts. 1994.
9. Wilcox R.M. Exponential operators and parameter differentiation in quantum physics//J. Math. Phys. 1967, №8, p.962-982.

ИНФЛЯЦИЯ И РАЗОГРЕВ В МОДЕЛИ СТАРОБИНСКОГО С КОНФОРМНЫМ ПОЛЕМ ХИГГСА: СПЕКТР ВОЗМУЩЕНИЙ И ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССУ БОЗОНА ХИГГСА

Токарева ***А.А.***

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Действие для гравитационного поля в модели Старобинского [1] (R - скаляр кривизны, M_P=2,4 ×10^{18} ГэВ - масса Планка)

$$S = -\frac{M_P^2}{2}\int \sqrt{-g}\,d^4x\left(R - \frac{R^2}{6\mu^2}\right)$$

при замене метрики $g_{\mu\rho} \to g_{\mu\rho}\,e^{\sqrt{2/3}\varphi/M_P}$ переходит в действие для обычной Эйнштейновской гравитации с дополнительным скалярным полем [2]:

Это поле могло быть ответственным за инфляционную стадию в ранней Вселенной. Масштаб флуктуаций реликтового излучения фиксирует параметр $\mu = 1.3 \times 10^{-5} M_P$ - массу соответствующей частицы - скалярона [3].

Если в такой модели в исходное действие добавить поля материи (например, действие для Стандартной Модели), то после конформного преобразования метрики появится нетривиальное взаимодействие скалярона с материей. За счет этого в конце инфляции скалярон распадается на частицы материи, разогревая при этом Вселенную. В Стандартной модели доминирующим будет распад на бозоны Хиггса, приводящий к температуре разогрева $3{,}1 \times 10^9$ ГэВ [3, 4].

В работе рассматривался случай, когда поле Хиггса неминимально связано с гравитацией: в лагранжиане есть член $RH^+H/12$, при наличии которого кинетический член в действии скаляра конформно инвариантен. Тогда распад скалярона на бозоны Хиггса не будет доминировать. В работе было получено, что доминирует распад на глюоны за счет квантовой конформной аномалии калибровочного поля, и соответствующая температура разогрева 3×10^8 ГэВ. Это приводит к другим значениям наклона спектра скалярных возмущений и амплитуды тензорных возмущений: отличие от вышеупомянутой модели на уровне 10^{-3}, что находится на пределе возможностей эксперимента Plank.

Кроме того, в данной модели получен диапазон масс бозона Хиггса из условия стабильности электрослабого вакуума относительно квантовых поправок к потенциалу [5]. Неминимальная связь с гравитацией играет роль только на инфляционной стадии, внося дополнительную нестабильность и сужая диапазон масс. Нижняя граница лежит в интересном с точки зрения эксперимента районе 125 ± 2 ГэВ (неопределенность в 2 ГэВ связана с недостаточно точно известной массой топ-кварка).

E–mail: astramount@yandex.ru

Литература

1. A.A. Starobinsky, Phys. Lett. **91** (1980) 99

2. G. Magnano, M. Ferraris and M. Francaviglia, Gen. Rev. Grav. **19**, 465

3. F. Bezrukov and D. Gorbunov. Distinguishing between R^2-inflation and Higgs-inflation. //arXiv:1111.4397 [hep-ph].

4. D.S. Gorbunov and A.G. Panin. Free scalar dark matter candidates in R^2-inflation: the light, the heavy and the superheavy. //arXiv:1201.3539 [astro-ph.CO].

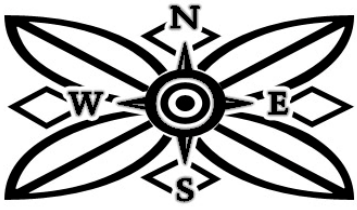
5. J. Elias-Miro, J.R. Espinosa, G.F. Giudice, G. Isidori, A. Riotto and A. Strumia. Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum. //arXiv:1112.3022 [hep-ph].

6. Y.Watanabe. Rate of gravitational inflaton decay via gauge trace anomaly. //Phys. Rev. D 83, 043511 (2011)

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатель:
проф. Перов Николай Сергеевич
проф. Шалыгина Елена Евгеньевна

Зам. председателя:
м.н.с. Родионова Валерия Викторовна



Поздравляем победителей!

I место

Скрябина М.А. – студентка физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Душенко С.А. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

II место

Новиков А.И. – аспирант физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Полтавский А.С. – студент Тверского государственного университета
Жбанов В.А. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Лебедева Е.И. – студентка физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

III место

Родионов И.Д. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Харламова А.М.– студентка физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ ПАРАБЕНЗОХИНОНА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Антропов И.М., Семисалова А.С., Константинова Е.А., Перов Н.С., Козлов С.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Изучено влияние адсорбции молекул парабензохинона (ПБХ) на магнитные свойства наноструктурированного кремния. В качестве наноструктурированного кремния использовался мезопористый кремний с удельной поверхностью образца ~ 800 м²/г. Установлено, что адсорбция молекул парабензохинона на поверхности пористого кремния приводит к формированию нового нанокомпозитного материала: пористой кремниевой матрицы, заполненной кластерами обменно-связанных адсорбированных молекул. Обнаружено суперпарамагнитное поведение этого нанокомпозита. Установлено, что его магнитный момент насыщения остается постоянным в температурном интервале от 100 К до 360 К и не деградирует на воздухе.

Анализ полученных результатов с использованием компьютерного моделирования экспериментальных спектров ЭПР в программе «Симфония» и последующее сравнение с данными, известными из литературных источников, позволил приписать детектируемый нами анизотропный сигнал ЭПР P_b -центрам (оборванным связям на границе раздела Si/SiO_2) [1, 2]. Полученные с помощью моделирования значения компонент g-тензора и ширины линий спектров ЭПР составили: $g_x=g_y=2.002\pm0.003$, $g_z=2.007\pm0.003$; $\Delta H_x=\Delta H_y=4.2\pm0.5$ Гс, $\Delta H_z=7\pm0.5$ Гс (спектр ЭПР исходного образца) и $g_x=g_y=2.002\pm0.003$, $g_z=2.010\pm0.003$; $\Delta H_x=\Delta H_y=4\pm0.5$ Гс, $\Delta H_z=6\pm0.5$ Гс (спектр ЭПР образца после напуска молекул ПБХ). Резкое увеличение продольной компоненты g-фактора на 0.003 в процессе адсорбции ПБХ свидетельствует об изменении локального окружения P_b –центров и о росте величины магнитного момента образцов. При этом ширина линий ЭПР в продольном и поперечном направлениях претерпевает незначи-

тельные изменения, что можно объяснить определяющим вкладом в уширение линии ЭПР спин-решеточного канала релаксации.

Полученные экспериментальные данные можно объяснить, если предположить, что возрастание магнитного момента образцов обусловлено индуцированным в процессе адсорбции ПБХ суперпарамагнетизмом. По-видимому, в процессе адсорбции молекулы ПБХ образуют на поверхности пористого кремния обменно-связанные кластеры. Парамагнитные P_b –центры, вблизи которых формируются такие кластеры, находятся в эффективном магнитном поле, которое отличается от внешнего поля, что и проявляется в росте величины продольного значения g-фактора.

ant-ily@yandex.ru

Литература

1. Bardeleben H.J., Stievenard D., Grosman A., C. Ortega, J. Siejka. Phys. Rev. B, **47**, 10899, (1993).

2. Константинова Е.А., Демин В.А., Тимошенко В.Ю.. ЖЭТФ, **134** (3), 557, (2008).

О ВОЗМОЖНОСТИ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Гладких Д.В., Золотухин А.А.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

Возможность возникновения дальнего магнитного порядка в системе коллоидных однодоменных частиц ранее рассматривалась в ряде работ [1-6], однако к настоящему времени этот вопрос еще остается недостаточно ясным. Ранее в [6] нами сообщалось об обнаружении хорошо развитой системы намагниченных агрегатов, возникшей в магнитной жидкости (МЖ) на основе керосина при длительном ее хранении. В работе [7] приведена методика и определены условия их получения. В настоящей работе приводятся некоторые результаты исследования магнитных жидкостей, содержащих такие агрегаты, а также исходных магнитных жидкостей, в которых они возникают.

Установлено, что начальный участок кривых намагничивания образцов с намагниченными агрегатами имеет перегиб в области небольших значений напряженности поля (рис. 1, кривая 1), чего никогда не наблюдалось ранее для однородных магнитных жидкостей. При этом он имеет большую крутизну, чем начальный участок кривой намагничивания магнитной жидкости с таким же содержанием магнитной фазы, но однородной по составу (кривая 2). Наличие перегиба на кривой намагничивания указывает на то, что зависимость средней магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля имеет максимум в области перегиба. Такой же характер, как показали измерения в переменных полях при дополнительном воздействии постоянным полем, имеет и полевая зависимость действительной части магнитной восприимчивости, которая может быть идентифицирована как дифференциальная восприимчивость. На рисунке 2 приведены за-

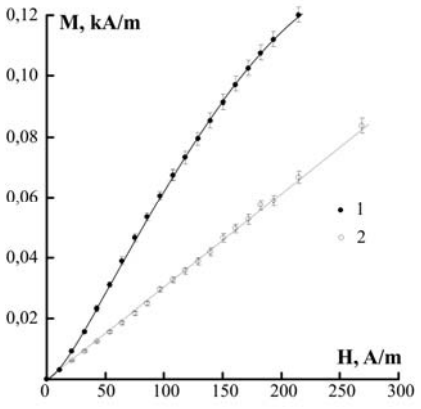


Рис. 1. Начальный участок кривой намагничивания (1 – МЖ с намагниченными агрегатами, 2 – МЖ на основе керосина с такой же объемной концентрацией)

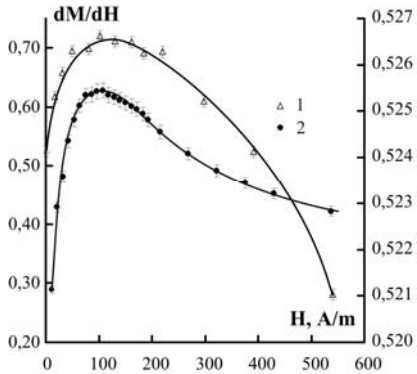


Рис. 2. Зависимости дифференциальной (кривая 1) и средней магнитной восприимчивости (кривая 2) от напряженности постоянного магнитного поля

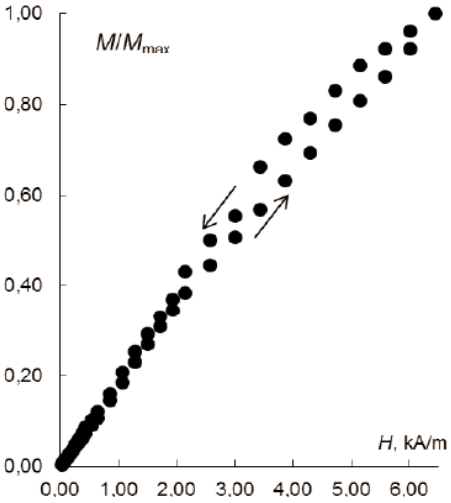


Рис. 3. Гистерезисный характер кривой намагничивания МЖ с намагниченными агрегатами.

висимости дифференциальной (кривая 1) и средней магнитной восприимчивости (кривая 2) от напряженности постоянного магнитного поля.

Кроме того, было обнаружено, что магнитные свойства магнитной жидкости со спонтанно намагниченными агрегатами зависят от геометрии образца (толщины слоя жидкости). Так, оказалось, что при уменьшении толщины слоя магнитного образца максимум зависимости магнитной восприимчивости от напряженности поля, обнаруженный для объемных образцов исчезает. Соответственно исчезает и перегиб на начальном участке кривой намагничивания. Был обнаружен гистерезис намагничивания тонкого слоя магнитной жидкости со спонтанно намагниченными агрегатами наночастиц (рис. 3). Показано, что площадь петли гистерезиса уменьшается при уменьшении толщины слоя жидкости. При этом для жидкости, в которой отсутствуют спонтанно намагниченные агрегаты, гистерезисный характер намагничивания не наблюдается, намагниченность такой жидкости также не зависела от толщины слоя образца.

Наличие максимумов полевых зависимостей восприимчивости обусловлено вкладом ориентационного вращения намагниченных агрегатов в общую намагниченность исследуемых сред. Действительно, под воздействием поля агрегаты начинают ориентироваться вдоль направления поля даже при небольших значениях его напряженности и объединяются в нитевидные структуры при дальнейшем его увеличении. Эти процессы и приводят к первоначальному увеличению магнитной восприимчивости. При достаточно сильных полях, когда все вытянутые агрегаты выстроятся вдоль поля, увеличение намагниченности системы обеспечивается за счет ориентации дисперсных частиц, составляющих агрегаты и находящихся в омывающей их слабоконцентрированной фазе. В этом диапазоне напряженности поля магнитная восприимчивость, вследствие начавшегося насыщения намагниченности системы начинает уменьшаться.

Таким образом, можно заключить, что в магнитных коллоидах возможно образование агрегатов, имеющих отличный от нуля магнитный момент. Возникновение таких агрегатов в магнитной жидкости может быть объяснено с позиций теории медленной коагуляции, при которой происходит ближняя фиксация дисперсных частиц на расстояниях, обеспечивающих эффективную корреляцию их моментов. При этом в магнитной жидкости происходит образование коротких цепочечных структур из связанных между собой дипольных частиц. В дальнейшем, из таких цепочечных структур и происходит формирование более крупных агрегатов. Можно заключить, что необходимым условием образования агрегатов, имеющих отличный от нуля магнитный момент, является наличие жесткой связи магнитного момента дисперсной частицы с ее матрицей. Подтверждением этого может служить и тот факт, что образование таких агрегатов наблюдается в магнитных жидкостях с относительно большим размером частиц. При достаточно высокой концентрации намагниченных агрегатов, они оказывают существенное влияние на магнитные свойства коллоидов, что представляет существенный научный интерес и позволяет применять их для создания наноматериалов с различными свойствами.

E-mail: gladkikhdv@mail.ru

Литература

1. Wei D., Patey G.N. // Phys. Rev. Lett.. 1992. Vol. 68. P. 2043.
2. Levesqye D., Weis J.J. // Phys. Rev. E. 1994. Vol. 49. P. 5131.
3. Groh B., Dietrich S. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 57. P. 4535.
4. Mamiya H., Nakatani I., and Furubayshy T. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 6106.
5. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. // Коллоидный журнал. 2005. Т.67. №2. С.218-230.
6. Диканский Ю.И., Балабанов К.А., Борисенко О.В., Киселев В.В. // Магнитная гидродинамика. 1997. Т.33. №2. С.243-245.

7. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закинян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоидный журнал. 2005.Т.67. №2. С.1-6.

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОМ ЛЕГКОПЛОСКОСТНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С МЕХАНИЧЕСКИМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Гореликов Г.А.

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

ЕДинамические проявления магнитоупругой (МУ) связи имеют принципиальное значение в теории магнетизма. Спин-решеточное взаимодействие определяет связь механических и магнитных характеристик системы, а также значительно влияет на критическое поведение при магнитных фазовых переходах. При этом важно учитывать механические граничные условия, накладываемые на систему. Во-первых, экспериментальные исследования магнитоупругих свойств связаны с некоторыми способами крепления образца в установке. Во-вторых, при выращивании магнетика необходимо учитывать влияние подложки на образец.

В качестве модельной системы рассматривается полубесконечный образец (OZ>0) легкоплоскостного ферромагнетика (XOY – базисная плоскость), помещенный в однородное магнитное поле H, параллельное оси OZ. Нами выбраны граничные условия, при которых образец жестко закреплен в базисной плоскости XOY. Рассмотрение проводится в области низких температур, в которой исследуемые эффекты проявляются наиболее сильно.

Без потери общности будем считать спин магнитного иона S=1. Гамильтониан такой системы в рамках вращательно-инвариантной теории МУ взаимодействия [1] имеет вид

$$\mathcal{H} = -H\sum_n S_n^z - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} J(n-n')\vec{S}_n\vec{S}_{n'} + \frac{\beta}{2}\sum_n \left(R_{zl}^{-1}S_n^l\right)^2 + \nu\sum_n \left(R_{lf}^{-1}S_n^f\right)\left(R_{lg}^{-1}S_n^g\right)s_{lf}(n)$$
$$+ \int d\vec{r}\left\{\frac{\lambda+\eta}{2}\left(s_{xx}^2 + s_{yy}^2 + s_{zz}^2\right) + \eta\left(s_{xy}^2 + s_{xz}^2 + s_{yz}^2\right) + \lambda\left(s_{xx}s_{yy} + s_{xx}s_{zz} + s_{yy}s_{zz}\right)\right\}$$

где: $J(n-n')$ - константа билинейного обменного взаимодействия; n - номер узла в кристалле; S_n^i - i-я компонента спинового оператора в узле n; $\beta > 0$ - константа легкоплоскостной одноионной анизотропии; ν – константа МУ-связи; λ и η – упругие модули; $\hat{R}$ - оператор локальных поворотов; s_{ij} - тензор конечных деформаций; u_{ij} и ω_{ij} - симметричная и антисимметричная части тензора дисторсии соответственно.

Вычисления проводились в рамках формализма операторов Хаббарда [3]. В данной системе оказалась возможной реализация трех фазовых состояний: ферромагнитной (ФМ) фазы при H>β>J, квадрупольной (КУ) фазы при β>J,H и квадрупольно-ферромагнитной (КФМ) фазы при H~β. Нами были вычислены спонтанные деформации во всех трех фазах, а также спектры связанных магнитоупругих волн, определена скорость звука, точки фазового перехода по магнитному полю. Оказалось, что при выбранных нами граничных условиях отличным от нуля оказывается лишь один элемент статической части тензора u_{ij}, а именно $u_{zz}^{(0)} = -\langle S^z\rangle\nu/\eta$. Как видно, $u_{zz}^{(0)} = -\nu/\eta$ в ФМ-фазе, уменьшается по модулю в КФМ-фазе и становится равным нулю в КУ-фазе. Таким образом, статическая часть деформаций не

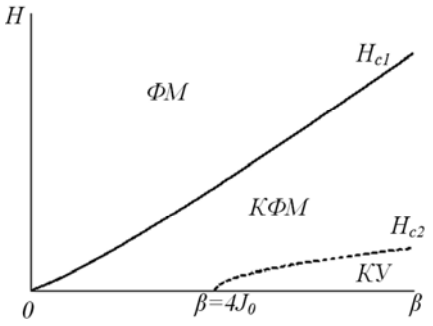


Рис. Фазовая диаграмма исследуемой системы

влияет на квазимагнонную ветвь спектра в КУ-фазе. Такая ситуация не сохранится при другом выборе граничных условий, например, при приклейке образца по плоскости XOZ. Это говорит о существенной зависимости поведения данной системы от симметрии накладываемых граничных условий.

При сравнении полученных результатов с результатами, полученными для свободного образца [2], приходим к выводу, что в случае фиксации базисной плоскости образца скорость звука возрастает на величину порядка константы магнитоупругой связи по сравнению со скоростью звука в свободном образце. Кроме того, область существования КФМ-фазы становится шире на величину порядка v^2/η за счет уменьшения величины поля перехода из КУ-фазы в КФМ-фазу. Это связано с обращением в ноль статических деформаций в КУ-фазе.

E-mail: gorelikov.gennadii@rambler.ru

Литература

1. Барьяхтар В.Г., Туров Е.А. Магнитоупругие возбуждения // Электронная структура и электронные свойства металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1988, С.39-70.

2. Вітебський І.М., Лавриненко Н.М., Майорова А.М., Міцай Ю.М., Фрідман Ю.А. Теорія магнітопружних хвиль у сильно анізотропному легко площинному феромагнетику з врахуванням обертальної інваріантності // УФЖ. 1994. Т. 39. С. 597-603.

3. Зайцев Р.О. Обобщенная диаграммная техника и спиновые волны в анизотропном ферромагнетике // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 207.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ГЕЛЕЙ

Деменцова И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Ферромагнитные гели принадлежат к группе композитных материалов, в которых ферромагнитные наночастицы встроены в химическую полимерную сетку. Эти материалы интересны тем, что могут изменять свои физические свойства при приложении к ним магнитного поля [1]. В область потенциального применения ферромагнитных гелей входят создание искусственных мышц, контроль над распределением лекарственных веществ в организме, а также взаимодействием ферментов и др.[2-4].

В данной работе представлены результаты сравнения магнитных свойств гелей со свойствами феррожидкостей и порошков на основе одного наполнителя. Материал представляет собой гель, в котором хаотически распределены наноразмерные частицы магнетита (Fe_3O_4). Частицы магнетита были синтезированы путем осаждения водных растворов $FeCl_2$ и $FeCL_3$ в щелочном растворе, после чего покрыты олигомерной кислотой. Исследовалось несколько видов гелей, которые отличаются друг от друга способом стабилизации.

Для измерений феррожидкости и феррогели были помещены в стеклянные капилляры с внешним диаметром 2,4 мм. Капилляр был взвешен до и после помещения в него исследуемого вещества и запаян с помощью парафина. Для порошков, в свою очередь, были изготовлены пластиковые плоские прямоугольные капсулы массой 9 – 12 мг размером 4×8×0,5 мм. Измерения проводились на вибрационном магнетометре «Lake Shore» 7407 при комнатной температуре.

По результатам исследований был проведен сравнительный анализ гелей по величине намагниченности и коэрцитивной силы и установлена взаимосвязь между способами стабилизации гелей и их магнитными характеристиками. Измерения показали неоднородность магнитных свойств гелей, в том числе различие в коэрцитивной силе, ко-

торое может быть обусловлено как релаксационными процессами, так и неоднородностью распределения магнитных частиц в матрице геля.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 11-02-12170-офи-м-2011.

E–mail: demencova_i@mail.ru

Литература

1. Kallio, Marke. The elastic and damping properties of magnetorheological elastomers. Espoo 2005
2. Galaei Y., Mattison B., Trends Biotechnol. 17 (1999) 335–340.
3. Hoffman A.S., Rally, J. Biomed. Mater. Res. 52 (2000) 577–586.
4. Kato N., Oishi A., Takahashi F., Mater. Sci. Eng. C6 (1998) 291–296.

ВЛИЯНИЕ СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ

Дергачёв М.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последние годы значительный интерес вызывают исследования фазовых переходов в магнитных структурах. Надо отметить, что вблизи фазового перехода флуктуации параметра порядка нельзя считать малыми, они растут с приближением к точке перехода и их необходимо корректно учитывать [4].

Поскольку наличие флуктуаций является следствием разрушения дальнего антиферромагнитного порядка, логично было бы допустить их существование и в сверхпроводящей фазе. Оказалось, что действительно находятся достаточно веские тому экспериментальные подтверждения [1,3].

В настоящей работе была рассмотрена задача о фазовых переходах при наличии спиновых флуктуаций и эффекта обменного усиления электрон-фононного взаимодействия. С помощью основополагающих принципов построения флуктуационной теории фазовых переходах в сложных магнитных системах был записан вторично квантованный модельный гамильтониан [2]. После диагонализации этого гамильтониана с помощью «U-V» преобразования Боголюбова, была получена возможность применить метод ренормализационной группы и ε – разложения.

На основе анализа стационарных уравнений для амплитуд показано, что в системе сохраняется возможность фазового перехода второго рода в фазу сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнитного упорядочения, которое в данном случае представляет собой медленно флуктуирующие (квазиравновесные) волны спиновой плотности.

Также в данной работе показано, что последовательный учет флуктуаций приводит к тому, что фазовый переход в сегнетоантиферромагнетике в сильном магнитном поле оказывается фазовым переходом первого рода, близким ко второму.

Автор выражает благодарность своему начному руководителю д.ф.м.н. Савченко А. М. за помощь на всех этапах данного исследования.

E-mail: ma.dergachev@physics.msu.ru

Литература

1. Endoh Y., Yamada K., Gable D. et al. Static and dynamic spin correlations in pure and doped La_2CuO_4 // Physical Review B 37 (1988) pp. 7443-7453
2. Sadovnikov B.I., Savchenko A.M. To the theory of collective excitations in spin systems // Physica A 271 (1999) pp. 411-417
3. Shirane G., Endoh Y., Burgenear R. et al. Two-dimensional antiferromagnetic quantum spin-fluid state in La_2CuO_4 // Physical Review Letters **59** (1987) pp. 1613-1616
4. Савченко А.М., Садовникова М.Б. Резонансное усиление электрон-фононного взаимодействия //Вестник Московского университета Серия 3, Физика. Астрономия (2009) **№1**, pp. 85-86

ЭФФЕКТ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ NIFE/CU/NIFE/IRMN С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ТОЛЩИНОЙ РАЗДЕЛИТЕЛЬНОГО МЕДНОГО СЛОЯ

Душенко С.А.[1,2], Джунь И.О.[2], Черных П.Н.[2]

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
[2]Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

Открытие Фертом и Грюнбергом эффекта гигантского магнитного сопротивления (ГМС) [1], отмеченное Нобелевской премией 2007 года, сделало спинтронику важной и перспективной областью развития науки и техники в наши дни. Хотя это явление уже нашло широкое применение в нашей жизни (например, считывающие головки жёстких дисков работают на основе эффекта ГМС), фундаментальные исследования в области ГМС и сегодня не теряют своей актуальности. Одним из типов систем, в которых наблюдается эффект ГМС, является многослойная система типа Ф/НМ/Ф/АФ с наведённым обменным смещением на интерфейсе Ф/АФ. Явление обменного смещения заключается в смещении петли гистерезиса связанного ферромагнетика (Ф) относительно нулевого значения внешнего магнитного поля. Таким образом в структуре такого типа может создаваться параллельная или антипараллельная намагниченность Ф слоёв в зависимости от величины приложенного внешнего магнитного поля. С практической точки зрения, помимо применения в записывающих и считывающих головках жёстких дисков, такие системы являются перспективными для создания новых типов компьютерной памяти и высокочувствительных сенсоров слабых магнитных полей [2].

Экспериментальные образцы, исследуемые в данной работе, были получены методом магнетронного напыления на установке ATC ORION-5 (AJA INTERNATIONAL). Напыление производилось в атмосфере аргона при давлении $3*10^{-3}$ Торр на подложку из монокристаллического кремния с кристаллографической ориентацией (100). Для наведения обменного смещения в плоскости подложки в процессе осаждения было приложено магнитное поле величиной 400 Э. Были получены две серии структур с различным порядком слоёв в ГМС-активной области и меняющейся толщиной разделительного слоя меди вида Si/Ta(15нм)/NiFe(7нм)/IrMn(15нм)/Cu(t1нм)/NiFe(10нм)/Ta(15нм) и Si/Ta(15нм)/NiFe(10нм)/Cu(t2нм)/NiFe(7нм)/IrMn(15нм)/Ta(15нм), где t1 и t2 – толщины разделительного слоя меди. Толщины напылённых слоёв определялись с помощью метода резерфордовского обратного рассеяния (НИИЯФ МГУ).

Для измерения ГМС-эффекта в полученных спин-диодных структурах была разработана и собрана экспериментальная установка, позволяющая исследовать сопротивление образца в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля. Магнитные свойства образцов измерялись с помощью установки вибрационной магнитометрии (Калининград).

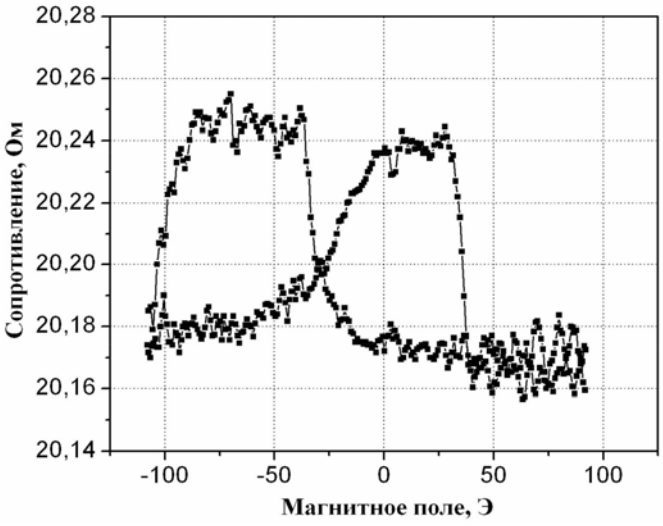


Рис.1: Зависимость магнитосопротивления структуры Si/Ta(15нм)/NiFe(10нм)/Cu(5нм)/NiFe(7нм)/IrMn(15нм/Ta (15нм) от внешенго магнитного поля. Изображён прямой (поле возрастает) и обратный (поле убывает) проходы

Первая серия образцов показала низкие значения изменения сопротивления в магнитном поле (порядка 0,03-0,04 Ом), величина эффекта слабо менялась в зависимости от магнитного поля, однако, положения пиков и их ширины сильно зависели от толщины разделяющего слоя меди. Хотя причины этого до конца не ясны, по-видимому, это связано с ухудшающейся однородностью и сплошностью при толщинах медного слоя меньших 1нм. Во второй серии образцов, благодаря

смене порядка слоёв в активной области и исключению рассеивания спинов на АФ при прохождении электронов между связанным и свободным Ф слоями, наблюдалось резкое увеличение ГМС-эффекта (до 0,2 Ом). Зависимость от толщины разделяющего медного слоя представляла собой монотонный спад величины эффекта вплоть до уменьшения в 10 раз при t2 = 10 нм.

Выражаем благодарность д.ф.-м.н., профессору Н.Г. Чеченину за постановку задачи и ценные советы при проведении исследований.

E–mail: ser-dushenko@yandex.ru

Литература

1. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., and Chazelas J.. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(00 I)Cr magnetic superlattices // Phys. Rev. Lett. 1988. vol. 61. P. 2472-2475.

2. Чеченин Н.Г.. Магнитные наноструктуры и их применение. М.: Грант Виктория, 2006. 166с.

МЕССБАУЭРОВСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СОСТАВА КОМПОЗИТНОГО КАТАЛИЗАТОРА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СИНТЕЗА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Жбанов В.А.[1], Ильиных И.А. [2]

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, НИТУ МИСиС, Москва, Россия

Преимущества биметаллических катализаторов типа NiCo, FeCo, FeNi по сравнению с монометаллическими позволяют резко увеличить их активность [1] и селективность в технологических процессах диспропорционирования углеводородов для различных целей. Обычно такие биметаллические катализаторы закреплены на носителях типа Al_2O_3, SiO_2, TiO_2. Необычные свойства бинарных катализаторов и содержащих их композитных систем стимулируют исследования изменения структуры каталитических частиц в процессе реакции, взаимное влияние индивидуальных компонентов на природу и реакционную способность материала [2]. Все это чрезвычайно важно для привлечения наблюдаемых закономерностей для разработки направленного синтеза материалов с заданными свойствами. При использовании железа в качестве одного из компонент в таких сложных системах, одним из эффективных структурно-чувствительных методов диагностики фазового состава самого катализатора, а также содержания в продуктах пиролиза частиц соединений, содержащих железо, их химического и магнитного состояния, является мессбауэровская спектроскопия [3]. В данной работе этот метод был применен для исследования эффективности получения углеродных нанотрубок в процессе пиролиза пропана на композитных катализаторах, состоящих из кислородсодержащих соединений железа, никеля и алюминия. В качестве композитных катализаторов были использованы: ультрадисперсный гидроксидный композит $\alpha FeOOH/Ni(OH)_2/Al(OH)_3$, полученный осаждением из нитратов соответствующих металлов и композит, полученный в результате восстановления в токе водорода этого гидроксидного композита. Размеры и морфология каталитических частиц и углеродных наноструктур исследовались с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Проведен анализ влияния структуры и размера частиц используемого катализатора на эффективность получения однородных по размеру и форме углеродных нанотрубок, а также заполнения их наночастицами металла в процессе пиролиза.

E–mail: zhbanov@physics.msu.ru, E–mail:ilinyh.igor@gmail.com

Литература

1.Новакова А.А., Киселева Т.Ю., и др. *ISJAEE* №3(11) 2004 с.34-43.

2.Бухтияров В.И., Слинько М.Г. *Успехи химии* 70 (2) 2001 с.167-181.

3.Киселева Т.Ю., Сидорова Е.Н., Новакова А.А, В.В.Левина *Поверхность. Рентгеновские. Синхротронные и нейтронные исследования* 2003.№3.с.61-66.

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ CO/SI/CO ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ

Зайков К.В., Харламова А.М., Рожновская А.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Интерес к многослойным системам обусловлен тем, что удается искусственным способом создать материалы с заданными свойствами. Тонкие магнитные плёнки 3d-переходных металлов и полученные на их основе многослойные тонкоплёночные системы, представляющие собой чередование магнитных и немагнитных слоёв субмикронной толщины, являются сейчас одним из интереснейших объектов исследования для магнитологов. Прежде всего, это связано с обнаружением в них таких новых явлений, как гигантское магнетосопротивление, антиферромагнитное взаимодействие между магнитными слоями через немагнитный разделительный слой, осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку, квантовые размерные эффекты (КРЭ). Ситуация, когда в качестве промежуточного немагнитного слоя берется полупроводниковый материал, отличается тем, что появляются возможности управления свойствами промежуточных слоев путем внешних воздействий (например, примесей, различных видов излучения, температуры, поля и т.д.) [1]. Целью данной работы является магнитооптическое исследование магнитных свойств тонкопленочных Co/Si/Co систем, в которых в качестве промежуточного слоя был взят полупроводник - Si.

Изучаемые Co/Si/Co тонкопленочные системы были получены методом магнетронного распыления на тонкую стеклянную подложку при комнатной температуре и базовом давлении в вакуумной камере рабочего газа Аргона порядка $3.8x10^{-3}$*мбар.* В процессе напыления образцов постоянное магнитное поле было приложено параллельно плоскости подложки, *Hsub*=250 Э. Во всех изучаемых образцах толщина Co слоев была равна 5 нм, а Si слоя изменялась от 0.2 до 3.2 нм.

Измерения кривых намагничивания были выполнены на магнитооптическом магнитометре, собранном на базе микроскопа МИС-11, с помощью экваториального эффекта Керра, δ. Здесь $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 – интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца, соответственно. Внешнее магнитное поле было приложено параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света. Измерения кривых намагничивания и петель гистерезиса изучаемых тонкопленочных систем были выполнены при двух ориентациях внешнего магнитного поля, *H.* В одном случае *H* было параллельно направлению магнитного поля, приложенного в процессе напыления пленок (обозначено как D1), а в другом - *H* было перпендикулярно D1 (обозначено как D2). Угол падения света на образец равен 45°.

Было установлено, что в изучаемых тонкопленочных Co/Si/Co системах существует наведенная плоскостная магнитная анизотропия с осью легкого намагничивания (ОЛН), совпадающей с направлением D1. Появление этой анизотропии обусловлено полем *Hsub*, приложенным в процессе напыления образцов. Согласно существующим представлениям, основным механизмом наведенной магнитной анизотропии является парное упорядочение атомов. Было обнаружено, что вид кривых намагничивания и петель гистерезиса для изучаемых Co/Si/Co трехслойных систем, а также их магнитные характеристики вдоль ОЛН зависят от толщины Si слоя. В частности, было найдено, что зависимость поля насыщения Co/Si/Co тонкопленочных систем от толщины Si слоя имеет осциллирующий характер, и период этих осцилляций, Λ, оцениваемый по расстоянию между максимальными значениями поля насыщения H_S, порядка 2 нм (см. рис. 1).

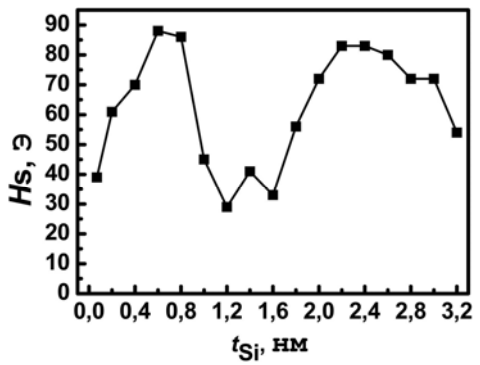


Рис. 1. Зависимость поля насыщения H_S от толщины Si слоя, наблюдаемая для Co/Si/Co тонкопленочных систем в магнитном поле, приложенном параллельно оси легкого намагничивания.

Полученные экспериментальные данные можно объяснить наличием обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через полупроводниковый слой и его осцилляционным поведением с изменением толщины Si слоя (переход от ферромагнитного (Ф) к антиферромагнитному (АФ) взаимодействию). Вследствие этого, в изучаемых трехслойных системах возможна параллельная (Ф упорядочение) и антипараллельная (АФ упорядочение) ориентации намагниченности в соседних Co слоях. В случае ферромагнитного обмена между магнитными слоями процессы перемагничивания трехслойных тонкопленочных структур в целом аналогичны процессам перемагничивания тонких пленок и могут осуществляться, например, за счет необратимого роста зародышей перемагничивания. В образцах с АФ обменом между магнитными слоями векторы намагниченности в соседних Co пленках при $H = 0$ разнонаправлены. В этом случае поле насыщения H_S значительно больше, чем H_S в образцах с ферромагнитным обменом, что обусловлено дополнительными затратами энергии на преодоление антиферромагнитного обмена между магнитными слоями. Как было экспериментально доказано в работе [2], для тонкопленочных магнитных систем с АФ обменом возможно появление более сложных петель гистерезиса и кривых намагничивания. Аналогичные результаты были получены и для изучаемых трехслойных систем при некоторых значениях Si слоя.

Что касается полученного нами экспериментально достаточно большого значения Λ ($\Lambda \approx 2$ нм), то можно отметить следующее. Согласно механизму обменного взаимодействия между магнитными слоями посредством РККИ-взаимодействия, период осцилляций Λ должен быть порядка π/κ_F , где κ_F – волновой вектор Ферми. Для большинства металлов π/κ_F порядка 0.3 – 0.4 нм. По аналогии с металлическими немагнитными прослойками [2] наличие более длинного периода осцилляций H_S можно объяснить влиянием квантовых размерных эффектов, проявляющихся в изменении электронной структуры ультратонкого магнитного слоя по сравнению с объемным образцом.

Автор выражает благодарность проф., д.ф.-м.н. Шалыгиной Е.Е.

E–mail: kiron91@mail.ru

Литература

1. Патрин Г.С., Овчинников С.Г., Великанов Д.А., Кононов В.П. Магнитные свойства трехслойных пленок Fe/Si/Fe // Физика твердого тела. 2001, Т. 43. №9. с. 1643-1645.

2. Шалыгина Е.Е., Рожновская А.А., Шалыгин А.Н. Влияние квантовых размерных эффектов на магнитные свойства тонкопленочных Fe/НМС/Fe (НМС: Mo, Ta) систем // Письма в ЖТФ. 2011, Т.37**.** №20, с. 80-86.

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА И УТОЧНЕННАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА МОНОКРИСТАЛЛА ГОЛЬМИЯ ВДОЛЬ ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Зверев В.И.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Хорошо известно, что в настоящее время магнитные материалы, одновременно испытывающие магнитный и структурный фазовые переходы первого рода, рассматриваются как наиболее многообещающие материалы для использования в прототипах магнитных тепловых машин.

В данном аспекте в настоящей работе исследуются магнитные и магнитокалорические свойства высокочистого монокристалла редкоземельного металла гольмия. В работе проведены детальные измерения намагниченности, магнитной восприимчивости, теплоемкости и магнитокалорического эффекта (прямым методом) в температурном интервале от 5 до 350 К и в диапазоне магнитных полей от 0 от 100 кЭ, приложенных вдоль оси легкого намагничивания (для гольмия – ось *b*).

В работе показано наличие новых промежуточных фаз типа spin-slip на магнитной фазовой диаграмме в интервале температур от 20 до 60 К и от 90 до 110 К. Кроме того, в целях

прояснения физических явлений, приводящих к такому многообразию фаз в гольмии, проведен теоретический расчет из первых принципов его электронной структуры.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Тишину А.М. за полезные обсуждения результатов работы.

E–mail: vi.zverev@physics.msu.ru

Литература

1. Gerstein B.C., Griffel M., Jennings L.D., and Miller R.E., J. Chem. Phys. **27**, 394 (1957).
2. Nagamiya T., Appl J.. Phys. Suppl. **33**, 1029 (1962).
3. Koehler W.C., Cable J.W., Wilkinson M.K., and Wollan E.O., Phys. Rev. **151**, 414 (1966).
4. Flippen R.B., J. Appl. Phys. **35**, 1047 (1964).
5. Bodryakov V.Yu. and. Nikitin S.A, J. Magn. Magn. Mater. **188**, 161 (1998).
6. Akhavan M. and Blackstead H.A., Phys. Rev. B **13**, 1209 (1976).
7. Bohr J., Gibbs D., Moncton D.E., and. D'Amico K.L, Physica A **140**, 349 (1986).
8. Jensen J.and Mackintosh A.R., Magn J.. Magn. Mater **104-107**, 1481 (1992).
9. Ohsumi H., J. of the Phys. Soc. of Japan **71**, 1732 (2002).
10. Lousnamma O.V. and Sundstroem L.J., Phys. Rev. **150**, 399 (1966).

ВЛИЯНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ НА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ГАДОЛИНИЯ

Звонов А.И. [1], Смаржевская А.И. [1], Кошкидько Ю.С.[2]

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,[2]Тверской государственный университет, Тверь, Россия

Многочисленные экспериментальные исследования показывают существенное изменение механических и магнитных свойств материалов при переходе от объемных образцов к частицам малого размера. Научный и промышленно-технический интерес к магнитным нанодисперсионным, или, как их называют за рубежом, нанокристаллическим и наноструктурным материалам, вызван перспективой их использования в различных устройствах, например в магнитных холодильных установках.

Гадолиний является хорошо изученным ферромагнетиком с магнитным фазовым переходом типа порядок – беспорядок 2-го рода при $T_C = 293$ K [1,2]. Однако до настоящего времени не проводились исследования зависимости магнитокалорического эффекта (МКЭ) от структурного состояния материала для чистых редкоземельных элементов, т.е. влияние размера зерна, который может изменяться в пределах от нескольких миллиметров до десятков нанометров на МКЭ.

Целью данной работы является экспериментальное исследование магнитокалорического эффекта (МКЭ) прямым методом и изменения магнитной энтропии и хладоёмкости в поли- и нанокристаллическом гадолинии.

Нанокристаллический гадолиний был получен методом быстрой закалки на установке, разработанной на кафедре магнетизма ТвГУ. Размер зерна, выявленный контактным методом атомно-силовой микроскопии составляет ~80-100 нм для быстрозакаленного (нанокристаллического) гадолиния. Измерения МКЭ проводились прямым методом. Образец помещался в контейнер с теплоизоляцией и глубоким вакуумом $\sim 10^{-4}$ мм рт.ст. для минимизации отвода тепла (адиабатический процесс). Измерения изотерм намагниченности для последующего расчета изменения магнитной энтропии и хладоёмкости производились на вибрационном магнитометре Lakeshore VSM в магнитных полях до 10 кЭ. Все измерения проводились в температурном диапазоне 281-305 K.

На рис. 1 представлены температурные зависимости МКЭ и изменения магнитной энтропии в поле 10 кЭ для поли- и нанокристаллического гадолиния. Кривая 1 соответствует поликристаллическому гадолинию. Максимальное значение МКЭ в данном случае достигает значения 2,56 K при температуре T = 293,0 K. Кривая 2 соответствует нанокристаллическому гадолинию. В данном случае МКЭ достигает максимального значения 1,95 K при температуре T = 286,4 K. Кривые 3 и 4 показывают изменения магнитной энтропии для по-

ли- и нанокристаллического гадолиния соответственно. Из кривой 3 видно, что максимальное значение изменения магнитной энтропии для поликристаллического гадолиния достигается при той же температуре, что и максимальное значение МКЭ, T = 293,0 K, и составляет 2,89 Дж/кг·К. Характер температурной зависимости изменения магнитной энтропии для нанокристаллического гадолиния аналогичен зависимости для поликристаллического образца, но максимум достигается при T = 286 K, и составляет 2,64 Дж/кг·К. Проведённый расчет хладоёмкости даёт величину 41,82 Дж/кг для поликристаллического гадолиния и 44,10 Дж/кг для нанокристаллического образца.

Таким образом, анализ кривых намагниченности и измерения магнитокалорического эффекта указывают на уменьшение температуры Кюри в быстрозакаленных образцах гадолиния с размером зёрен ~80-100 нм относительно температуры Кюри литых образцов примерно на 7 градусов. Уменьшение же магнитокалорического эффекта, при температуре Кюри для образца, составило 0,61 K. При этом хладоёмкость материалов остается неизменной в пределах экспериментальной погрешности.

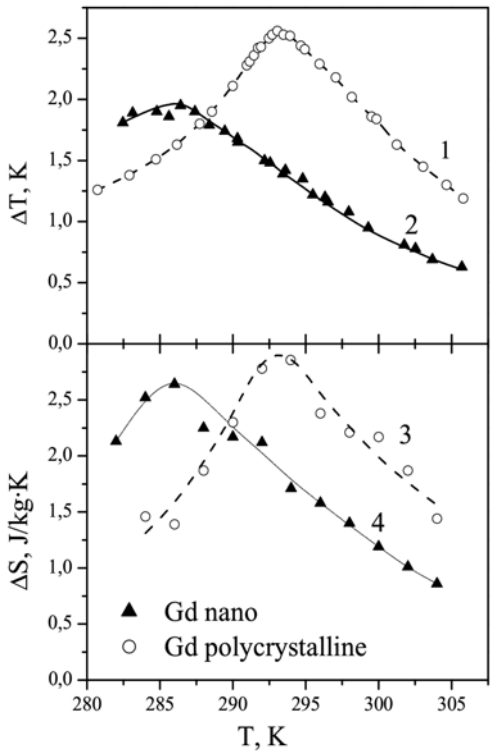


Рис.1 Температурные зависимости изменения магнитной энтропии и МКЭ поли- и нанокристаллического гадолиния в области магнитного перехода порядок - беспо-

Данное изменение магнитокалорического эффекта связано с межзеренным обменным взаимодействием в нанокристаллических ферромагнитных материалах. Появление межзёренного обменного взаимодействия можно объяснить появлением доменов взаимодействия, объединяющих большие группы наноразмерных зёрен.

Полученные данные позволяют сделать вывод о положительном влиянии наноструктурированного состояния гадолиния на возможность его технического применения в качестве рабочего тела в магнитных холодильных установках, так как изменение размера зёрен позволяет значительно изменять температуру максимального МКЭ, сохраняя при этом практически неизменной хладоёмкость. То есть, изменяя размеры наночастиц (зёрен) можно управлять различными магнитными характеристиками материалов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 10-02-00721-а.

E–mail: zvonov@physics.msu.ru

Литература

1. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Издательство Московского университета. 1989.

2. Tishin A.M., Spichcin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2003.

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И НЕРАВНОВЕСНЫХ ЯВЛЕНИЙ КЛАСТЕРНЫХ *CO*-ПЛЕНОК

Капитан В.Ю.

Дальневосточный федеральный университет. Владивосток, Россия

Исследуются условия концентрационных фазовых переходов и явление магнитного гистерезиса в кластерных *Co*-наноструктурах, метод получения, которых описан в работах [1,2].

Условия фазового перехода в ферромагнитное состояние и магнитные явления гистерезиса кластерных наноструктур кобальта изучаются методом Монте-Карло. Используются данные сканирующего туннельного микроскопа - изображения субмонослойных и монослойных *Co*-пленок, использующиеся в многопоточной программной модели. Высокая производительность суперкомпьютерного пакета программ осуществляется с помощью исполнения параллельных алгоритмов (с применением MPI).

Эксперименты проводились в системе Omicron Ultra High Vacuum (UHV) [1]. Структура образцов *Co*(x)/*Cu*(11.5ML)/*Si*(111)7x7, где x - 0,5, 1,0, 1,5, 2,0, 2,5 и 3 мл. Все топографические STM-изображения были получены при комнатной температуре с током туннелирования 0,5 нА. Магнитная структура была исследована *ex-situ* путем продольного магнитооптического эффекта Керра (NANOMOKE-II) [1]. Пиксели STM-изображения были дифференцированы на несколько кластерных кобальтовых атомных уровней по яркости. В программной модели предполагалось, что в процессе эпитаксиального роста нижние атомарные слои формировались без пор и вакансий. Кластеризованные атомные слои кобальта были сформированы в 3D гранецентрированную кубическую (ГЦК) решетку.

Используются диапазоны значений яркости пикселей серого цвета которые соответствуют различным высотам атомных слоев.

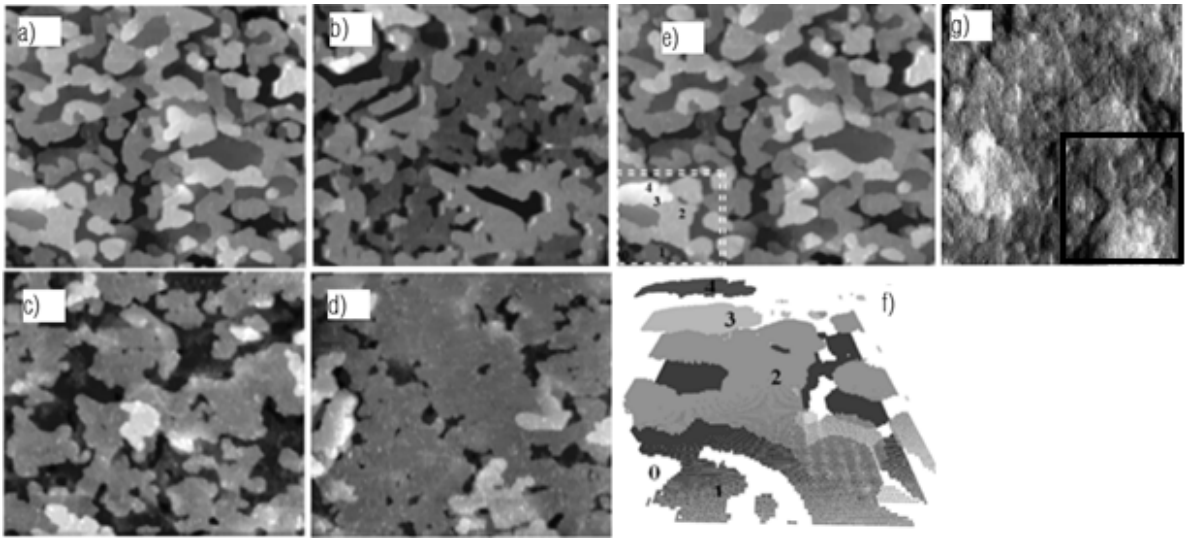


Рис.1. STM изображения эпитаксиальной *Co*(111) пленки *Co* покрытие (a) 1.5 ML; (b) 2.0 ML; (c) 2.5 ML; (d) 3.0 ML. Масштаб 100x100 nm [1], (e) На выделенной области указаны четыре атомарных слоя кобальта, пронумерованные (1-4) в соответствии с высотой над буферным слоем меди (0); (f) - омпьютерная модель фрагмента (e) *Co* (1.5 ML), (g) - AFM изображение поверхности образца *Si*/*Au*(14 nm)/*Co*(4ML)/*Au*(2 nm) [2]

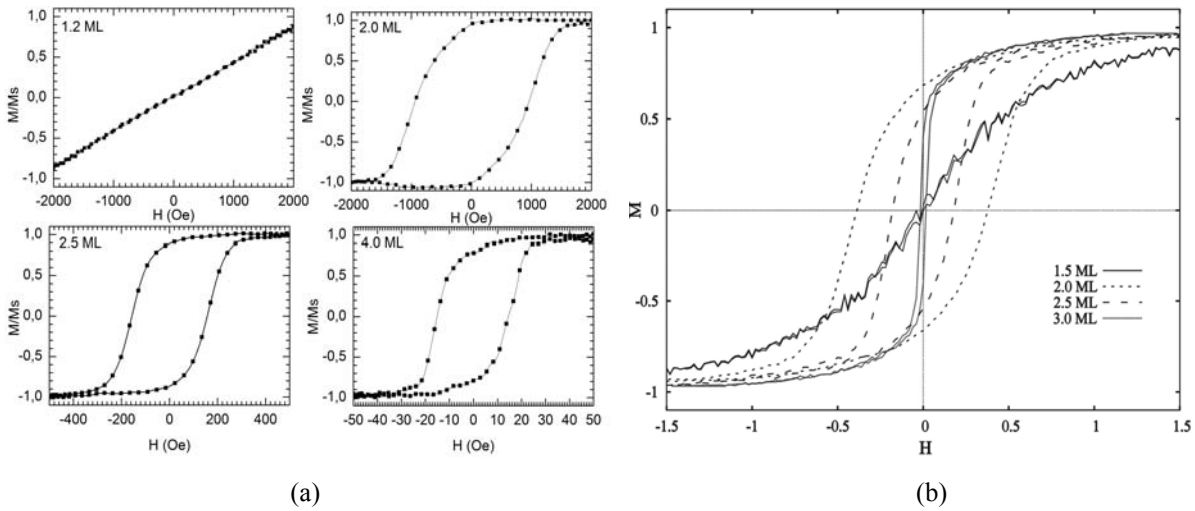


Рис.2. (a) Экспериментальные гистерезисные петли [1]; (b) Смоделированные гистерезисные петли

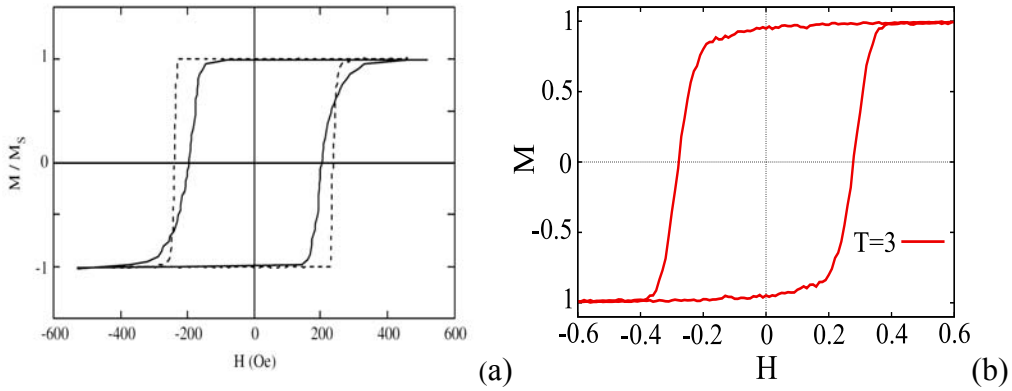


Рис.3. (a) Экспериментальная гистерезисная петля [2]; (b) Смоделированная гистерезисная петля

Экспериментальные исследования, теоретические оценки и МК- моделирование образцов с разным количеством атомных слоев показывает, что образцы до 1,5 мл при комнатной температуре находится в состоянии кластерного ферромагнетизма. Моделирование поведения намагниченности и гистерезисных свойств находятся в согласии с экспериментальными данными.

e-mail: kvy@live.ru

Литература

1. Ivanov Yu.P., Ilin A.I., Davydenko A.V., Zotov A.V. Optimal Cu buffer layer thickness for growing epitaxial Co overlayers on Si(111)7x7. Journ. Appl. Phys. 2011; in press.

2. P. Prod'homme, F. Maroun, R. Corte`s, P. Allongue, J. Hamrle, J. Ferre, J.-P. Jamet, N. Vernier, J. Magnetism and Magnetic Materials 315 (2007) 26–38.

3. Yu.P. Ivanov, K.V. Nefedev, A.I. Ilin, V.Yu. Kapitan Ferromagnetism in epitaxial fcc Co films on Si(111)7x7 with Cu buffer layer, J. Physics Procedia 2011; in press

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УПРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСТЯЖЕНИЯ И СЖАТИЯ МАГНИТНЫХ ГИДРОГЕЛЕЙ

Коровушкин А.Е., Гладков А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследование магнитных гидрогелей представляет интерес в связи с тем, что они занимают своё особое место среди магнитных высокоинтеллектуальных материалов. Уникальность магнитных гидрогелей заключается в том, что их физические свойства можно изменять с помощью различных внешних воздействий, таких как магнитное поле, кислотность среды, температура и т.д. Структуру гидрогеля определяет полимерная матрица, удерживающая в себе воду и придающая ему свойства твёрдых тел. Внедрение в матрицу мелких магнитных частиц придаёт гидрогелю магнитные свойства, что позволяет использовать магнитное поле как механизм управления.

Данная работа посвящена исследованию зависимости механических свойств магнитного гидрогеля от приложенного магнитного поля и концентрации магнитных частиц. В работе были использованы образцы магнитных гидрогелей с различными концентрациями магнитных частиц на базе полиакриламидного гидрогеля. Механические свойства исследовались на установке специально собранной для измерения деформационных свойств на базе катетометра. Указанная установка позволялет измерять зависимости величины деформации от напряжения сжатия, растяжения и сдвига.

В работе представлены типичные зависимости для данных типов деформаций, полученные на полиакриламидном гидрогелях. Из этих зависимостей видно, что упругие свойства зависят от приложенного поля, причем с ростом магнитного поля образец становится все более и более жестким. Сравнительно небольших полей достаточно для управления структурой геля. При одинаковом напряжении сжатия у образцов находя-

щихся во внешнем магнитном поле значения деформации заметно меньше, чем у образцов без поля. Экспериментальные исследования показали, что полученные магнитные гидрогели структурируются во внешнем магнитном поле. Также они обладают обратимыми упругими свойствами, то есть образец после прекращения действия деформирующих сил восстанавливает свою первоначальную форму.

E–mail: korovushkin@physic.msu.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУРНЫХ ПЛЕНОК ИЗ СПЛАВА FECU

Кузнецов А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Метастабильные сплавы FeCu исследуются более 50 лет в связи с интересными особенностями магнитных свойств, оказавшихся весьма чувствительными к технологии производства. Недавно была предложена технология получения наноструктурных пленок таких сплавов. [1]. Авторы обнаружили в них немонотонную зависимость постоянной решетки при изменении концентрации меди. При этом наблюдалась трансформация Мессбауэровских спектров от секстета к дуплету. Однако в работе [1] не были проведены прямые измерения магнитных свойств полученных образцов, что затрудняет интерпретацию полученных результатов.

В настоящей работе представлены результаты измерений магнитных свойств наноструктурных пленок FeCu, осажденных на подложки из стекла и слюды. Содержание меди в образцах изменялось от 4.9 до 92.1%, при этом размеры частиц находились в диапазоне 10 – 30 нм. Образцы были получены в Институте химической физики им. Н. Н. Семёнова РАН методом испарения в атмосфере аргона с давлением от 1 до 10 мм.рт.ст. Магнитостатические свойства образцов измерялись на вибрационном магнитометре в диапазоне полей ±10 кЭ, при комнатной температуре.

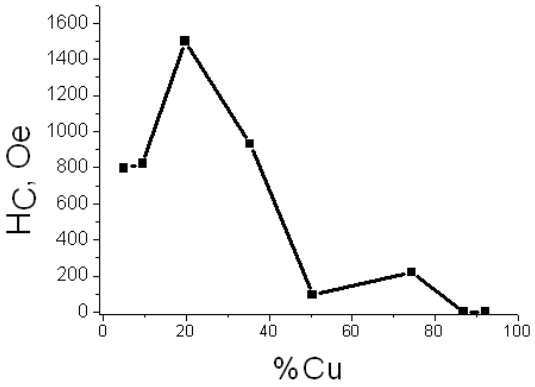


Рис.1. Зависимость коэрцитивной силы образцов от процентного содержания меди

В ходе работы была исследована зависимость коэрцитивной силы образцов от процентного содержания Cu и от условий осаждения (см. рис.1.). Обнаружено, что практически все образцы оказались изотропными как в плоскости, так и перпендикулярно плоскости образцов. Оценка константы магнитной анизотропии исследуемых образцов дала величину порядка 105 Эрг/см^3.

Полученная немонотонная зависимость коэрцитивной силы может быть объяснена сосуществованием в образцах двух конкурирующих магнитных фаз при малых концентрациях меди, что подтверждается и результатами анализа Мессбауэровских спектров. При содержании меди выше 25% по Мессбауэровским данным в образце остается одна магнитная фаза, анизотропия которой уменьшается при увеличении концентрации меди, что и приводит к монотонному уменьшению коэрцитивной силы. Влияния типа подложки на результаты не обнаружено.

Литература

Shafranovsky E.A., Petrov Yu.I., Casas Ll., Molins E. “Structural and Mössbauer studies of aerosol FeCu nanoparticles in a wide composition range”.. J Nanopart Res (2011) (13) p.4913–4928, DOI 10.1007/s11051-011-0470-4.

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ В МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ В ГГЦ ДИАПАЗОНЕ

Лебедева Е.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Возникнув на стыке тысячелетий, метаматериалы по-прежнему привлекают внимание исследователей во всем мире благодаря своим уникальным свойствам, которые не встречаются в природных материалах [1,2]. Особенностью метаматериалов является возможность управлять их свойствами, изменяя параметры как «метаатомов», так и взаимодействие между ними. Взаимодействие между элементами определяет свойства метаматериалов в не меньшей степени, чем свойства индивидуальных «метаатомов». В случае магнитных метаматериалов в качестве «метаатомов», составляющих метматериал, используются металлические резонансные элементы, которые реагируют на магнитную составляющую электромагнитной волны. В МГц диапазоне, где взаимодействие между элементами имеет только магнитную природу, в структуре распространяются магнитоиндуктивные волны [3]. Даже в этом простом случае чисто магнитной связи между элементами, коэффициент взаимодействия обладает сильной анизотропией и существенно изменяет дисперсию магнитоиндуктивных волн.

Практическое применение метаматериалов имеет очень большие перспективы, особенно в области высоких частот, и уже созданы элементы наноразмеров, которые позволяют приблизиться к оптическим частотам. Основной сложностью является требование, чтобы размеры элементов были меньше длины волны. Однако простой метод масштабирования не работает. Чем меньше размеры элементов и выше частота, тем сложнее становится взаимодействие.

При переходе к Гигагерцовому диапазону:

расстояние между элементами становится сравнимо с длиной электромагнитного излучения, необходимо учитывать существенное влияние запаздывания, а коэффициент взаимодействия становится комплексной величиной;

распределение зарядов и токов в элементах становится неоднородным. Появляется электрическое взаимодействие между элементами;

возникает сильная анизотропия взаимодействия при различной взаимной ориентации элементов в плоскости. В зависимости от ориентации щелей может преобладать магнитная или электрическая компоненты коэффициента взаимодействия. И даже может быть случай, когда они скомпенсируют друг друга, так, что элементы, расположенные в одной плоскости, вообще не будут взаимодействовать [4]. В отличие от МГц диапазона коэффициент взаимодействия двух элементов, расположенных рядом в одной плоскости, может иметь разный знак.

В данной работе впервые экспериментально определены коэффициенты взаимодействия двух сопланарных элементов в ГГц диапазоне при всех возможных ориентациях. Составлены ориентационные карты коэффициента взаимодействия в ГГц диапазоне. Экспериментально получены дисперсии в случае, когда расстояние между элементами одинаково, но коэффициенты связи не равны, и в случае, когда при разных расстояниях в метамолекуле из одинаковых элементов, взаимодействие между элементами будет одинаковым по величине [5]. Показано, что исчезает полоса поглощения на резонансной частоте, и вместо двух полос пропускания, будет одна широкая.

Экспериментальная часть работы выполнена на измерительной установке на базе вектор-анализатора Rohde&Schwarz ZFB20, позволяющей в автоматическом режиме проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением [6].

Понимание механизмов взаимодействия позволяет управлять дисперсионными характеристиками метаматериала и конструировать материал с заранее заданными свойствами.

E–mail: lebedeva-msu@mail.ru

Литература

1. Веселаго В.Г. (1968) Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ. УФНб 92б 517-522.

2. Smith D.R., Padila W.J., Vier D.C. Nemat-Nasser S.C. and Schultzs S. (2000) Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. Phys. Rev.Lett., 84, 4184-4187.

3. Solymar L., Shamonina E . (2009) Waves in metamaterials. Oxford Univ. Press., Oxford, 385 pp.

4. Hesmer F., Tatrchuk E., Zhuromskyy O., Radkovskaya A., Shamonin M., Hao T., Stevens C.J., Edwardsa D.J., Faulkner G and Shamonina E., (2007) Coupling mechanism for split ring resonator^ Theory and Experiment. Phys. Stat.Sol. B, 244, 1170-1174.

5. Radkovskaya A. 'Dimer' and 'Polymer' diatomic metamaterials (2011) Book of abstracts Moscow International Symposium on Magnetism, August 21-25, 2011, MISM-2011, Moscow, 2011, p.98

6. Радковская А.А., Прудников В.Н., Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. (2010) Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза. Специальный физический практикум, Москва, Физический факультет МГУ им.М.В. Ломоносова, 44с.

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА $FE_{48}\,MN_{24}\,GA_{28}$

Меттус Д.Е., Казаков А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Сплавы Гейслера обладают комплексом необычных и практически важных свойств, таких как сочетанием фазовых переходов первого и второго рода, метамагнетизмом, эффектом памяти формы и гигантскими деформациями, магнитокалорическим эффектом, полуметаллическим поведением, наличием обменной анизотропии и др., что делает их чрезвычайно важными модельными объектами физики конденсированного состояния и перспективными для практического использования многофункциональными материалами [1]. Наиболее подробно изучены сплавы $Ni_{50}Mn_{25}Ga_{15}$ и близкие им по составу [2], в то время как исследование содержащих Fe сплавов Гейслера находится в начальной стадии.

В данной работе исследуются магнитные и магнитотранспортные свойства монокристаллических сплавов $Fe_{48}Mn_{24}Ga_{28}$. Магнитные свойства были изучены на вибрационном магнитометре (LakeShore) с чувствительностью 10^{-6} emu при 80 - 400 К в магнитных полях до 10 кОе. Последовательность измерений состояла в следующем. Образцы сначала подвергались циклическому нагреву-охлаждению не менее трех раз в диапазоне температур от 400 до 80 К, затем нагревались до 400 К и при ZFC измерениях охлаждались без приложения поля до 80 К и затем прикладывали поле и проводили измерения намагниченности *M* (Рис.1, 2) при медленном повышении температуры.

При измерениях FC измерения намагниченности проводились в процессе охлаждения от 400 К. Удельное сопротивление ρ (Рис. 3), магнитосопротивление Δρ/ρ (Рис. 4), и сопротивление Холла ρ_H (Рис.5) измерялись при 80-300 К. Сопротивление Холла ρ_H измерялось четырехзондовым методом при режиме ZFC также после 3-4 циклических нагревов и охлаждений.

Так же были рассчитаны константы (нормальная и аномальная) Холла (Рис. 5).

Представленные на Рис.1 и Рис.2 результаты измерения намагниченности в слабых и сильных полях указывают на магнитную неоднородность сплавов при T<160 K, что следует из различия кривых ZFC и FC и многоступенчатого хода кривых в слабых полях, а также мартенситный переход, сопровождающийся температурным гистерезисом.

Магнитосопротивление отрицательно и мало, характеризуется экстремумом в окрестности 160 К, также указывающем на сильную магнитную неоднородность в окрестности этой температуры (см. Рис.1).

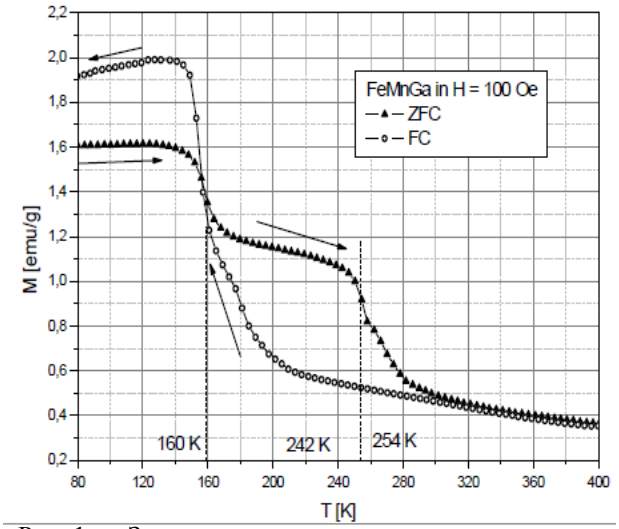


Рис. 1 — Зависимости намагниченности от температуры в слабом поле

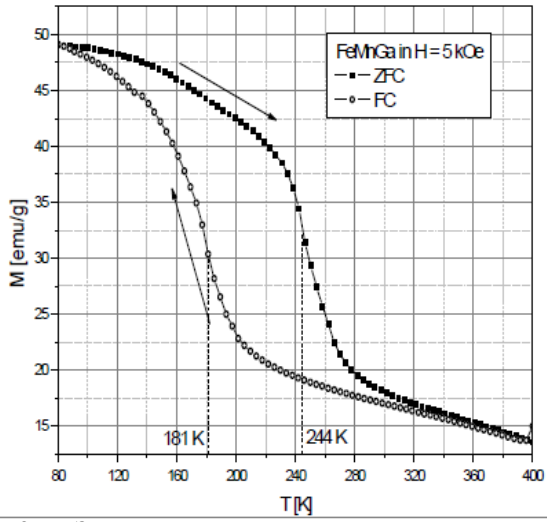


Рис.2 — Зависимости намагниченности от температуры в сильном поле

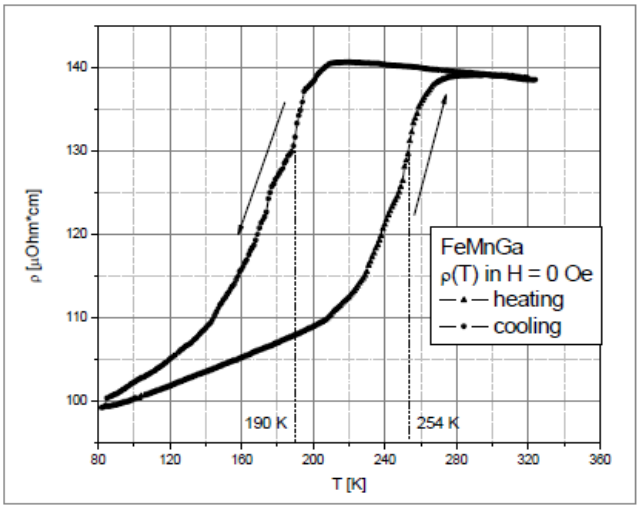


Рис.3 — Удельное сопротивление материала при разных температурах

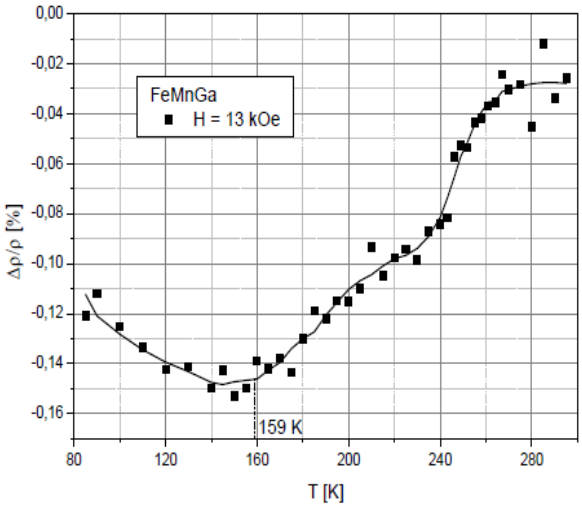


Рис. 4 — Графики зависимости величины магнитосопротивления от температуры

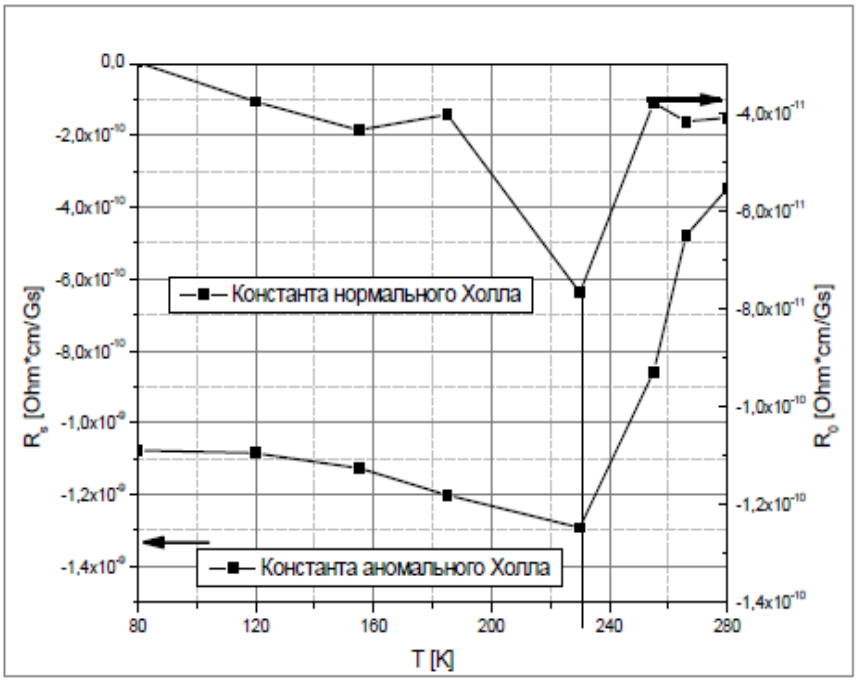


Рис. 5 — Константы Холла при разных температурах

Можно заметить, что температуры переходов на Рис. 1,2 совпадают с температурами перегибов на графиках удельного сопротивления и магнитосопротивления (Рис. 3, 4)

Обсуждается корреляция между магнитными и транспортными свойствами и механизмы рассеяния электронов проводимости в сплавах $Fe_{48}Mn_{24}Ga_{28}$

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 12-02-00095-а)

mettus@physics.msu.ru

Литература

1. Ferromagnetic Shape Memory Alloys II. Ed. V.A. Chernenko, J.M. Barandiaran,
2. Trans. Tech. Publ. Ltd, Switzerland. 2009.
3. Васильев А.Н., Бучельников А.Д., Такаги Д., Ховайло В.В., Эстрин Э.И.
4. Ферромагнетики с памятью формы // Успехи физических наук. 2003, 173 (6).
5. сс. 577-608

РАЗБАВЛЕННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ $TIO_{2-\Delta}$:CO

Михайловский Ю.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Разработка разбавленных магнитных полупроводников (РМП) с температурой Кюри выше комнатной является одной из центральных задач физики конденсированного состояния. Сочетание полупроводниковых и магнитных свойств позволит создать новое поколение многофункциональных устройств спинтроники, управляемых как магнитным, так и электрическим полем, изменяющих свои свойства под действием света или пропускаемого спин-поляризованного тока. Среди многочисленных исследованных РМП на основе различных полупроводников (Si, Ge, GaAs, GaN и др.), оксидов (ZnO_2, TiO_2, CeO_2 и др), графена и других углеродных соединений, допированных переходными и непереходными элементами, наиболее высокой температурой Кюри обладает система $TiO_{2-\delta}$:Co [1,2], рассматриваемая в настоящее время как модельный объект**.** Несмотря на многочисленные исследования этой системы природа магнитного упорядочения в $TiO_{2-\delta}$:Co остается неясной (см., например, [1,2]). Ряд авторов считает, что за ферромагнитное упорядочение ответственен РККИ обмен, для которого существенна высокая концентрация электронов проводимости, другие авторы привлекают гипотезу о магнитных поляронах и перколяционной природе магнитного упорядочения, наконец, недавно предложена концепция Стонеровского зонного магнетизма в примесной зоне [2]. Важно отметить, что свойства этой системы сильно зависят от степени содержания кислорода, кристаллической структуры матрицы (анатаз или рутил, аморфное или кристаллическое состояние), концентрации Co, и, наконец, от недоста-

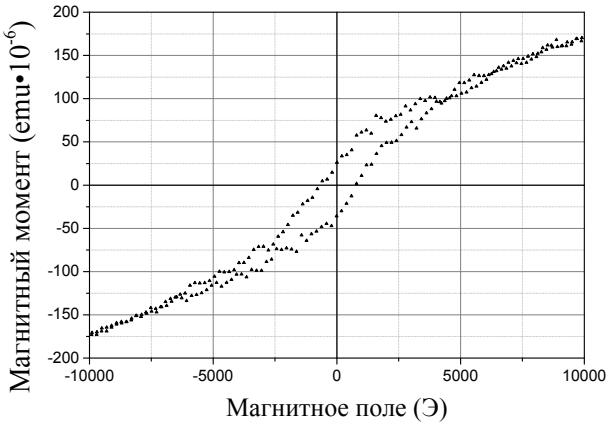


Рис 1. Зависимость намагниченности образца от величины магнитного поля при комнатной температуре.

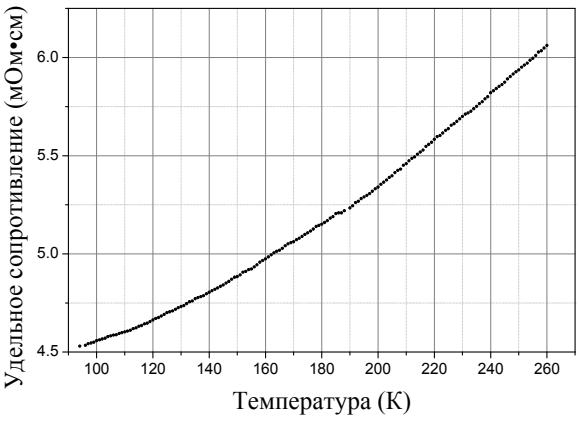


Рис 2. Зависимость удельного сопротивления образца от температуры.

точно изученной степени неоднородности, которая связана с тем, что в одном образце могут сосуществовать множество различных окислов титана.

В настоящей работе исследуются магнитные и транспортные свойства плёнки $Ti_{0,99}Co_{0,01}O_{2-\delta}$, в которой, в отличие от ранее исследованных соединений, имеет место металлический характер проводимости. Согласно [1,2] при металлической проводимости ферромагнитное упорядочение при температурах выше комнатной в $TiO_{2-\delta}$:Co не возникает, тогда как нами наблюдается ферромагнитное поведение при температурах вплоть до 350 К.

Плёнка $Ti_{0,99}Co_{0,01}O_{2-\delta}$ была выращена методом ионно-лучевого напыления на подложке $LaAlO_3$ и имела толщину 0,3 мкм. Магнитостатические измерения проводились на вибрационном магнитометре фирмы LakeShore в магнитных полях напряженностью до 10 кЭ, в температурном диапазоне от 90 до 420 К. Диамагнитный вклад подложки вычитался из суммарного сигнала, и полученная таким образом типичная кривая гистерезиса приведена на Рис.1. Сопротивление, магнитосопротивление и сопротивление Холла измерялись в шестизондовой геометрии контактов. Данные по температурной зависимости сопротивления приведены на Рис.2. Удельное сопротивление пленки при комнатной температуре составляет $\rho = 6{,}5$ мОм·см, что примерно на порядок больше сопротивления монокристаллического TiO, но на несколько порядков меньше, чем у диэлектрического TiO_2. Учитывая малую концентрацию Co, можно отсюда заключить то, что образец представляет собой композит из двух или более фаз, одна из которых является ”плохим” металлом, а остальные - диэлектриками. Интересно, что для такой структуры не происходит насыщения в температурной зависимости сопротивления при повышении температуры даже при столь высоких значениях ρ, что противоречит правилу Муиджи и косвенно указывает согласно критерию Иоффе-Регеля на низкую концентрацию носителей тока.

Нам не удалось обнаружить в пределах точности измерений магнитосопротвление в полях до 15 кОе. По-видимому, это связано с тем, что более проводящая фаза имеет незначительное магнитосопротивление, и магнитные моменты локализованы в менее проводящей фазе. Из измерений сопротивления Холла была оценена концентрация носителей заряда. Её величина составляла $n = 4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$.

В полевой зависимости сопротивления Холла (Рис.3) имеет место небольшой излом при полях, соответствующих полю насыщения. Этот излом, по-видимому, связан с вкладом аномального эффекта Холла, который определяется ферромагнитной фазой, но шунтируется более проводящей неферромагнитной фазой.

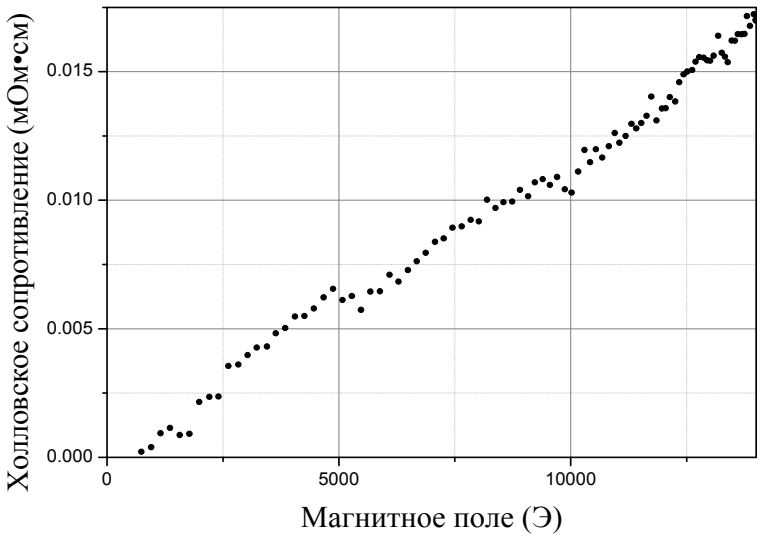


Рис 3. Зависимость Холловского сопротивления от величины магнитного поля при температуре 250 К.

Таким образом, неоднородность исследованных образцов $TiO_{2-\delta}$:Co играет определяющую роль в формировании их магнитных и магнитотранспортных свойств.

E–mail: mikhaylovskiy.yuriy@gmail.com

Литература

1. Fukumura T., Toyosaki H., Ueno K., Nakano M., Kawasaki M. Role of charge carriers
2. for ferromagnetism in cobalt-doped rutile TiO_2 // New Journal of Physics 2008, 10p. 055018.
3. Coey J.M.D., Stamnov P., Gunning R.D., Venkatesan M., Paul K. Feromagnetism in defect-riddemn oxides and related materials.// New Journal of Physics 2010,12. p.053025.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, СОДЕРЖАЩЕЙ ДИСПЕРСИЮ МИКРОЧАСТИЦ ГРАФИТА, В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Мкртчян Л.С., Шевченко А.Ю.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

Магнитные жидкости представляют собой устойчивую коллоидную дисперсию однодоменных наночастиц ферро- или ферримагнитных материалов в несущей жидкости [1]. На основе магнитных жидкостей оказалось возможным создание новых композиционных сред, которые проявляют более заметную зависимость своих свойств от воздействия магнитных и электрических полей, чем сама жидкость.

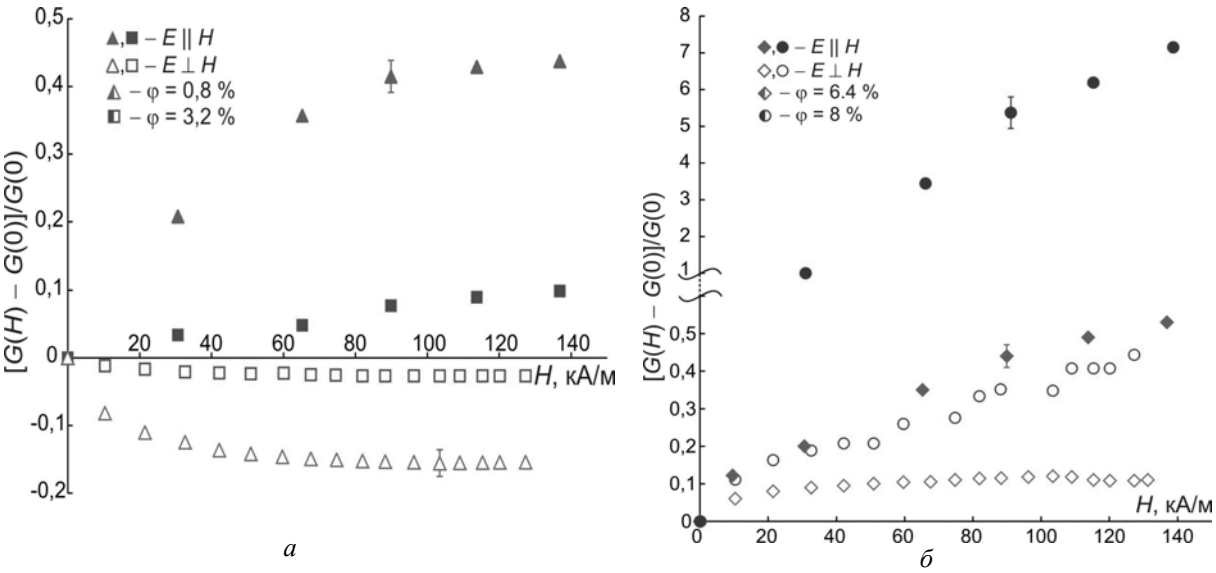
Электрические свойства композиционных материалов вообще [2] и созданных на основе магнитных жидкостей в частности [3] изучены достаточно подробно в существующей литературе. При этом в гораздо меньшей степени исследованы закономерности электрических свойств тонких слоев данных материалов. Если композиционная среда, содержащая проводящие дисперсные частицы, образует относительно тонкую прослойку между поверхностями электродов, ряд особенностей электрических свойств такой системы может быть обусловлен образованием между электродами проводящих «мостов».

В данной работе экспериментально исследуется электропроводность системы, в которой процессы структурообразования и, в частности, возникновение проводящих «мостов» происходят под действием магнитного поля и не зависят от электрического.

В экспериментальных исследованиях применялась магнитная жидкость на основе керосина, содержащая наночастицы магнетита размером 10 нм стабилизированные олеиновой кислотой. Плотность магнитной жидкости составляла 1400 кг/м^3, намагниченность насыщения равнялась 55.4 кА/м, начальная магнитная проницаемость имела значение 5.2, диэлектрическая проницаемость 4.9, удельная электрическая проводимость $3.1 \cdot 10^{-6}$ См/м. Порошок микрочастиц графита был получен путем механического дробления, при этом средний размер частиц составлял ~ 10 мкм. Плотность применявшегося графита равнялась 1785 кг/м^3. Некоторое количество порошка добавлялось в магнитную жидкость для получения суспензии с определенным объемным содержанием графита. Затем данная суспензия перемешивалась при помощи ультразвука.

Далее суспензия помещалась в измерительную ячейку, представлявшую собой два плоских прямоугольных медных электрода размером 27.4 × 20.6 мм с расстоянием между ними 200 мкм. Проводились измерения проводимости такой ячейки. Для этого она подключалась к измерительному мосту переменного тока с частотой измерительного сигнала 1 кГц. Величина измерительного электрического поля была весьма мала и не влияла на структурное состояние суспензии в ячейке (величина подаваемого измерительного напряжения 0.5 В). Для изучения влияния процессов структурообразования в суспензии на электрические параметры ячейки она помещалась между полюсами электромагнита в области однородного магнитного поля.

При воздействии магнитного поля сонаправленного с электрическим измерительным полем наблюдалось возрастание проводимости ячейки. На рис. 1 представлены полученные экспериментальные зависимости относительного изменения проводимости ячейки, вызванного действием поля, от величины напряженности внешнего магнитного поля H, при различных значениях объемной концентрации графита φ. Как видно из рисунков, с увеличением напряженности магнитного поля проводимость ячейки нелинейно возрастает, стремясь к насыщению при высоких значениях напряженности. Это должно свидетельствовать о том, что в данном случае имеет место упорядочивание проводящих «мостов» между электродами и увеличение их количества. Как видно из рисунков, относительное изменение проводимости ячейки под действием поля тем значительнее, чем выше концентрация графита.



а *б*

Рис. 1. Зависимости относительного изменения проводимости ячейки от величины напряженности внешнего магнитного поля при различных взаимных ориентациях магнитного и электрического полей: *а*) при низких концентрациях графита; *б*) при высоких концентрациях графита

Иной характер имеют зависимости проводимости ячейки в случае, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно электрическому измерительному полю. При малых концентрациях графита в этом случае наблюдается убывание проводимости ячейки с увеличением напряженности магнитного поля (рис. 1*а*), что свидетельствует об ослаблении контакта между электродами посредством проводящих «мостов». В случае же больших концентраций графита воздействие перпендикулярного магнитного поля вновь приводит к возрастанию проводимости ячейки, которое, однако, гораздо менее выражено, чем в случае параллельных полей, и быстро выходит на насыщение с ростом напряженности магнитного поля. Соответствующие экспериментальные зависимости представлены на рис. 1*б*.

Таким образом, в результате проведенных исследований получены зависимости проводимости ячейки, заполненной суспензией графитовых микрочастиц в магнитной жидкости, от величины и направления внешнего магнитного поля. На основании полученных результатов можно заключить, что электрические параметры данной системы в ряде случаев могут изменяться более чем на порядок под действием магнитного поля.

mkrt-levon@yandex.ru

Литература

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 387 с.

2. Духин С.С. Электропроводность и электрокинетические свойства дисперсных систем. Киев: Наукова думка, 1975. 246 с.

3. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Смерек Ю.Л., Аксенов А.В. Особенности электропроводности и теплопроводности магнитного наноколлоида с мелкодисперсным немагнитным наполнителем // Нанотехника. 2009. – № 18. – С. 20–24.

ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЁНОК СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА

Новиков А.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В ходе работы проводилось исследование магнитооптических свойств тонких плёнок сплавов Гейслера Ni_2MnGa, $Ni_2(Fe_{0,8}Co_{0,2})Ga$, Co_2MnSi.

Поликристаллическая плёнка Ni2MnGa, толщиной 1 мкм, была изготовлена путём напыления Ni49,5Mn28Ga22,5 на монокристаллическую пластинку MgO при температуре 320 К. Компоненты плёнки отжигались при температуре 1073 К в течение 1 ч в условиях высокого вакуума. В плёнке наблюдался мартенситный переход при T = 316 К [1].

Плёнка $Ni_2(Fe_{0,8}Co_{0,2})Ga$, толщиной 1 *мкм*, получена магнетронным распылением на подложку при $T = 773$ *K*. Точный состав плёнки определяется формулой $Ni_{49,44}Fe_{18,64}Co_{4,09}Ga_{27,83}$. В ней также наблюдался мартенситный переход, температура которого составила 250 *K*.

Тонкие плёнки Co_2MnSi были изготовлены двумя способами — магнетронным распылением (MP; MS) и импульсным лазерным осаждением (ИЛО; PLD). Образцы напылялись на монокристаллические подложки кремния и арсенида галлия GaAs. Частота следования лазерных импульсов составляла 10 *Гц*, длительность каждого 12 *нс*. Очистка поверхностей подложек проводилась путём отжига при 873 *K* в течение 40 *мин*.

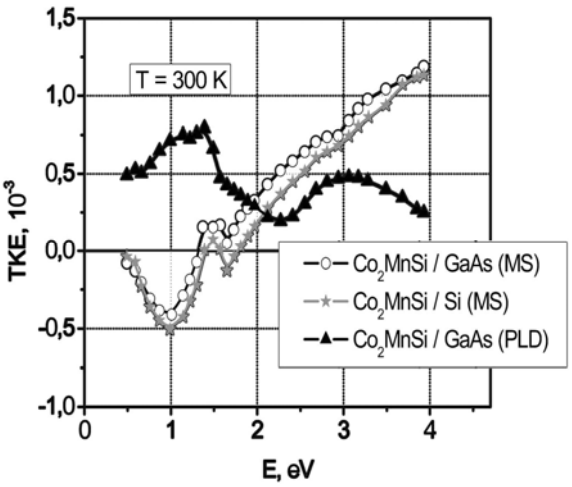


Рис. 1. Спектральные зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect; *TKE*) тонких плёнок Co_2MnSi и CoSi при $T = 300$ *K*

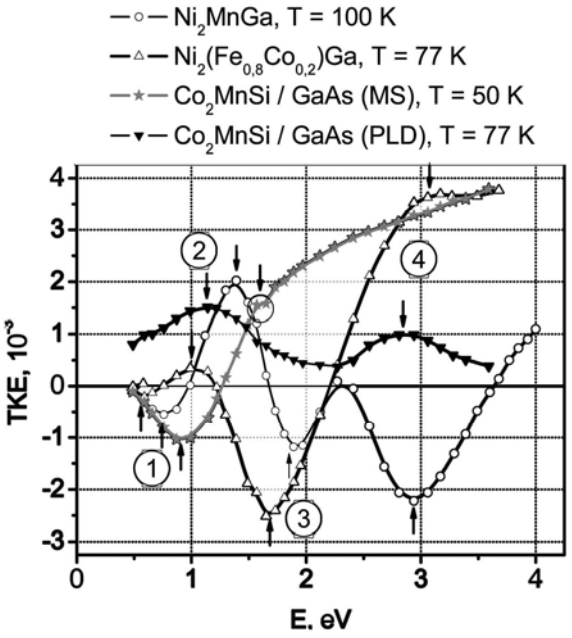


Рис. 2. Спектральные зависимости ЭЭК всех исследованных сплавов Гейслера. Стрелками отмечены близкие по расположению максимумы

Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения спектральных, полевых и температурных зависимостей ЭЭК были проведены в диапазоне энергий от 0,5 до 4 *эВ*, в полях напряжённостью до 3,5 *кЭ* и в области температур от 50 до 370К *K*.

На температурных зависимостях ЭЭК в области мартенситного перехода наблюдался температурный гистерезис и падение величины эффекта с уменьшением температуры.

Было установлено, что для всех исследованных соединений спектральные зависимости ЭЭК при высоких и низких температурах различаются только интенсивностью. При этом положения всех характерных максимумов сохраняются. На основании идентичности спектров можно сделать вывод о том, что электронная структура образцов в области энергий 0,5 — 4 *эВ* не меняется при мартенситном переходе.

При сравнении спектров ЭЭК (рис. 1) тонких плёнок Co_2MnSi, напылённых магнетронным распылением (MS) на подложки GaAs и Si и методом ИЛО (PLD) на подложку GaAs, установлено, что величи-

на ЭЭК и вид спектра зависят от состава и технологии изготовления сплавов, но не зависят от материала подложки.

На рис. 2 приведены совместно спектральные зависимости ЭЭК для всех исследованных сплавов Гейслера при низких температурах. Стрелками отмечены близкие по расположению максимумы в разных спектрах. Их можно условно разделить на четыре группы: *1* — отрицательные максимумы в районе 0,6 — 0,9 *эВ*; *2* — положительные максимумы в районе 1 — 1,6 *эВ*; *3* — отрицательные максимумы в районе 1,7 — 1,9 *эВ*; *4* — максимумы в районе 2,8 — 3,1 *эВ*.

Максимумы *1* группы наблюдаются для обеих Ni-содер-жащих плёнок и для МР-плёнки Co_2MnSi.

Пики *2* группы присутствуют на всех четырёх спектрах (для МР-плёнки Co_2MnSi как такового максимума не наблюдается, но есть характерная «особенность»). Таким образом, переходы с энергиями в диапазоне 1 — 1,6 *эВ* проявляются во всех рассмотренных сплавах Гейслера.

3 группа содержит только отрицательные максимумы для спектров Ni-содержащих образцов.

В *4* группе для плёнок $Ni_2(Fe_{0,8}Co_{0,2})Ga$ и Co_2MnGa (ИЛО) наблюдаются положительные максимумы. Вид кривой для Ni_2MnGa в районе 3 *эВ* принципиально отличается.

Согласно теоретическим расчётам электронной структуры [2], наличие наиболее интенсивных пиков в магнитооптических спектрах главным образом связано с переходами между *d*-уровнями переходных металлов (гибридизированных с *s*- и *p*-уровнями), поэтому вид спектров в значительной степени меняется при изменении состава исследуемых сплавов. Как было показано на примере Co_2MnSi, технология изготовления может вызывать разупорядочения в строении сплавов, что также оказывает существенное влияние на их электронную структуру.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной.

E–mail: autobus677@gmail.com

Литература

V. A. Chernenko, R. Lopez Anton, J. M. Barandiaran, I. Orue, S. Besseghini, M. Ohtsuka, and A.Gambardella, IEEE Trans. Magn. 44, 3040–3043 (2008).

S. Picozzi, A. Continenza and A. J. Freeman, J. Phys. D: Appl. Phys. 39, 851–855 (2006).

ФОНОНОПОДОБНАЯ ДИСПЕРСИЯ В БИАТОМНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Пальванова Г.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Метаматериалы – искусственно созданные среды – с необычными электромагнитными свойствами, недостижимыми в обычных материалах, например, отрицательное преломление [1,2]. Исследования метаматериалов интересны не только с теоретической точки зрения, но и имеют широкие прикладные перспективы по созданию приборов для управления электромагнитным полем на субволновом уровне, включая суперлинзу и создание «шапки-невидимки».

Магнитные метаматериалы состоят из периодической системы резонансных элементов, реагирующих на магнитную составляющую электромагнитной волны. Размеры элементов и расстояние между ними в МГц диапазоне много меньше длины волны электромагнитного излучения. В этом случае метаматериал можно рассматривать как непрерывную среду по аналогии с обычным веществом, где размеры атомов и молекул много меньше длины падающего света. Свойства метаматериала определяются параметрами индивидуальных резонаторов и в не меньшей степени взаимодействием между ними. Это взаимодействие приводит к новому явлению – магнитоиндуктивным (МИ) волнам [3].

Именно их дисперсионные характеристики определяют особенности взаимодействия метаматериала с электромагнитным излучением.

Изменяя параметры резонансных элементов – «метаатомов» - и взаимодействие между ними, можно создавать структуры с заранее заданными свойствами, управлять дисперсией МИ волн, меняя ее наклон и ширину полосы пропускания. В структурах, созданных из одних и тех же элементов, распространяются либо прямая либо обратная МИ волны, в зависимости от знака коэффициента взаимодействия «метаатомов». В работе рассматривается аналогия между дисперсией фононов в твердом теле (ТТ) и дисперсией МИ волн в аксиальной структуре с положительным коэффициентом взаимодействия: в линейной моноатомной цепочке в обоих случаях распространяются прямые волны; в биатомной структуре происходит расщепление дисперсии на две ветви – прямую, акустическую, и обратную, оптическую, которая как и у фононов выше акустической ветви [4]. В биатомном планарном метаматериале с отрицательным коэффициентом взаимодействия так же происходит расщепление дисперсии на две ветви, однако в этом случае акустическая ветвь расположена выше оптической и имеет отрицательный наклон.

Биатомный метаматериал в отличие от твердого тела может быть создан из «метаатомов» одного вида, поскольку можно изменять величину коэффициента взаимодействия, меняя взаимную ориентации и расстояние между «метаатомами».

Таким образом, можно управлять дисперсионными характеристиками метаматериалов. В частности, в биатомной линии элементов можно изменять ширину зоны поглощения вплоть до полного ее исчезновения.

Экспериментальная часть работы выполнена на измерительной установке на базе вектор-анализатора Rohde&Schwarz ZFB20, позволяющей в автоматическом режиме проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением [5].

E–mail: gal.palv@gmail.com

Литература

1. Веселаго В.Г. (1968) Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ. УФНб 92б 517-522.

2. Smith D.R., Padila W.J., Vier D.C. Nemat-Nasser S.C. and Schultzs S. (2000) Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. Phys. Rev.Lett., 84, 4184-4187.

3. Solymar L., Shamonina E . (2009) Waves in metamaterials. Oxford Univ. Press., Oxford, 385 pp.

4. Sydoruk O., Zhuromskyy O., Shamonina E., Solymar L. (2005). Phonon-like dispersion curves of magnetoinductive waves. J. Appl. Phys., 87, 072501-1-3.

5. Радковская А.А., Прудников В.Н., Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. (2010) Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза. Специальный физический практикум, Москва, Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова, 44с.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ЦТС-NI-ZN ФЕРРИТ

Полтавский А.С.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия

Исследованы многослойные образцы магнитоэлектрических керамических гетероструктур. В качестве пьезоактивного материала были использованы пластины пьезокерамики ЦТС-46. В качестве магнитострикционного материала использовались пластины никельцинкового феррита состава $Ni_{0,8}Zn_{0,2}Fe_2O_4$. Созданные композиционные керамические гетеросруктуры могут рассматриваться как батареи последовательно соединенных конденсаторов из пьезоэлектрической керамики. Каждый пьезоэлемент батареи механически жестко

соединен с магнитострикционными ферритами, в целом, (композиционная) гетероструктура механически монолитна. В качестве материала для образования сильной механической связи и электрического контакта между слоями использовался электропроводящий эпоксидный клей.

При изменении магнитного поля происходят изменения размеров ферритов за счет магнитострикции, что вызывает механические воздействия на пьезоэлементы, это обуславливает возникновение разности потенциалов на каждом пьезоэлементе и суммарной разности потенциалов между верхним и нижним слоями металлизации композиционной гетероструктуры в целом.

Разработанный метод формирования гетероструктур позволяет устранить падение напряжения на диэлектрических слоях магнитострикционной керамики, благодаря созданию проводящего слоя на поверхности пластинок ферритов.

Проведенные измерения полевых и частотных зависимостей магнитоэлектрического отклика на прямоугольных образцах многослойных керамических гетероструктур позволили

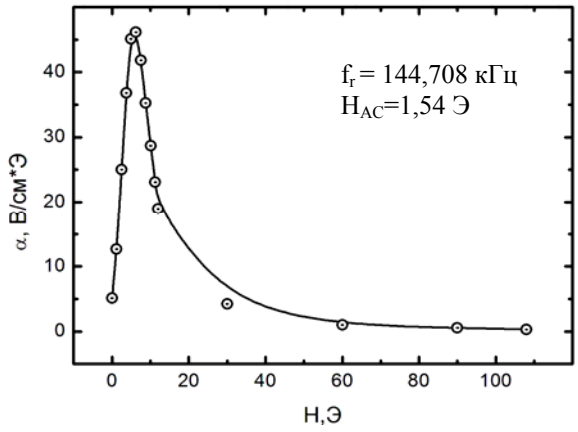


Рис. 1

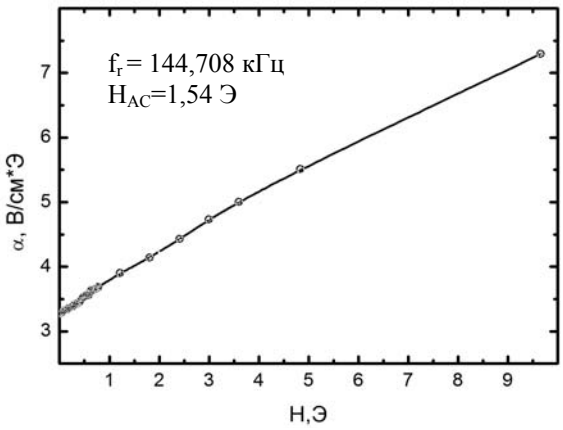


Рис. 2

рассчитать основные характеристики, необходимые для оценки их эффективности: максимальное значение коэффициента МЭ-преобразования □E=45 В/(см·Э) (рис.1) наблюдается вблизи пьезо-механического резонанса f=144 кГц, материал находится вблизи магнитного насыщения HDC= 50 Э, моделирующее поле HAC=1,5 Э, чувствительность по постоянному полю 3,5·10-2 Э (рис.2), чувствительность по переменному полю 8·10-3 Э, диапазон рабочих постоянных полей 0÷1200 Э, диапазон рабочих переменных полей 0÷600Э.

Проведенные температурные измерения позволили определить верхний рабочий температурный диапазон для разрабатываемых многослойных керамических гетероструктур до 423 К.

E–mail: poltavskiy.a.s@gmail.com

МАГНИТНЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ – ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ЭЛЕМЕНТАМИ В МГЦ ДИАПАЗОНЕ

Прокопьева В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В 1968 году советский физик В.Г.Веселаго в качестве теоретического изыска предложил рассмотреть гипотетическую среду с одновременно отрицательными ε и μ [1]. Показатель преломления такой среды оказался отрицательным! По отдельности естественные и искусственные среды с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостью были известны достаточно давно, но только в 2000 году Смит объединил обе идеи и впервые был создан метаматериал с отрицательным показателем преломления [2]. Таким образом, плоскость ε и μ оказалась полностью заполненной и метаматериалы заняли свое место.

Магнитные метаматериалы состоят из металлических резонансных элементов. Изменять свойства материала можно, изменяя как параметры резонансных элементов, так и взаимодействие между ними, которое и приводит к новому явлению – **магнитоиндуктивным волнам** [3]. Расположенные рядом резонаторы взаимодействуют при внешнем возбуждении. В МГц диапазоне взаимодействие между соседними «метаатомами» имеет только магнитную природу. Ток в одном элементе создает магнитное поле, пронизывающее второй элемент. Это поле наводит во втором элементе индукционный ток, который возбуждает следующий элемент и т.д. По структуре распространяются магнитоиндуктивные волны. Именно их дисперсионные характеристики определяют свойства метаматериала и особенности его взаимодействия с электромагнитным излучением. Дисперсионное уравнение получается из закона Кирхгофа, связывающего ток в одном элементе с токами в соседних элементах. Свойства дисперсионного уравнения сильно зависят от коэффициента взаимодействия κ, равному удвоенному отношению взаимоиндукции соседних элементов к самоиндукции элемента.

Коэффициент взаимодействия обладает сильной анизотропией. В зависимости от расположения (аксиальное, планарное) взаимоиндукция, и, следовательно, коэффициент взаимодействия могут быть как положительным, так и отрицательным. Соответственно по-разному выглядит и дисперсия: в аксиальной конфигурации, коэффициент связи положителен, магнитоиндуктивная волна - прямая волна, фазовая и групповая скорости сонаправлены; в планарной конфигурации коэффициент связи отрицателен, наклон дисперсии отрицательный, фазовая и групповая скорости направлены противоположно. Очевидно, что при переходе от аксиальной структуры (с $\kappa > 0$) к планарной структуре с ($\kappa < 0$) должно быть положение, когда каппа = 0.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования анизотропии коэффициента взаимодействия в магнитных метаматериалах в зависимости от расстояния и взаимного расположения двух соседних со-осных «метаатомов». Результаты эксперимента сравниваются с результатами расчета. Экспериментально найдено положение, когда два соседних элемента не взаимодействуют. Еще более интересная зависимость κ от положения элементов получается, когда они взаимно перпендикулярны. Элементы – кольцевые резонаторы (диаметр 23 мм, с впаянной постоянной емкостью 330пФ). Резонансная частота 51.7 МГц. Использование подстроечных конденсаторов позволило добиться точности по частоте 0.02%, и говорить о полной идентичности элементов. Экспериментальная часть работы выполнена на измерительной установке на базе вектор-анализатора Rohde&Schwarz ZFB20, позволяющей в автоматическом режиме проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением [4].

Таким образом, меняя расстояние между элементами и их взаимную ориентацию можно управлять дисперсией, меняя ее наклон и ширину полосы пропускания. Управляя взаимодействием между элементами возможно создание метаматериалов с заранее заданными свойствами.

E–mail: verkasun2006@rambler.ru

Литература

1. Веселаго В.Г. (1968) Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ. УФНб 92б 517-522.

2. Smith D.R., Padila W.J., Vier D.C. Nemat-Nasser S.C. and Schultzs S. (2000) Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. Phys. Rev.Lett., 84, 4184-4187.

3. Solymar L., Shamonina E . (2009) Waves in metamaterials. Oxford Univ. Press., Oxford, 385 pp.

4. Радковская А.А., Прудников В.Н., Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. (2010) Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза. Специальный физический практикум, Москва, Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова, 44с.

ПРАКТИКА ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ СВАРНЫХ ШВОВ БАРАБАНОВ И КОЛЛЕКТОРОВ ПАРОВЫХ КОТЛОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Прядченко Д.В.

Восточноукраинский национальный университет им. Владимира Даля, Луганск, Украина

Контроль усталостного состояния металла барабанов и коллекторов паровых котлов высокого давления и их элементов на уровне массовой экспертизы оборудования в настоящее время реально не выполняется. Главная причина – отсутствие эффективных методов и приборов, доступных рядовому эксперту. Не располагая такими данными, в сложившейся на сегодня системе технического диагностирования оперируют преимущественно информацией и понятиями дефектоскопии и механики разрушений – выявляемость дефектов, их количеством, скоростью развития трещин и т. д. [1]. Таким образом, большую часть срока службы котельного оборудования с момента пуска его в эксплуатацию практическая экспертиза не следит за реальным состоянием металла, так как не имеет возможности контролировать накопление усталостных повреждений на микроуровне. Надёжный диагностический прогноз работоспособности на любой стадии срока службы при такой неполноте данных невозможен. Подтверждением служит множество аварий различных агрегатов паровых котлов, случившихся зачастую после очередной и вполне благополучной плановой дефектоскопии.

Специальными исследованиями и эксплуатационными наблюдениями установлено, что хрупкие разрушения в элементах паровых котлов высокого давления являются следствием одновременного воздействия на металл повышенных местных напряжений, близких к пределу текучести или превышающих его, температуры и давления больших значений, и щелочно – агрессивной котловой воды [2, 3].

Механические напряжения слагаются из внутренних напряжений, оставшихся в металле после клёпки, вальцовки или сварки, напряжений от давления пара, а также дополнительных термических напряжений, которые при известных условиях могут достигать весьма значительной величины.

Сварные соединения являются осложнённым местом конструкции. Поэтому проблема контроля усталостного состояния основного металла в полной мере сохраняется и в диагностике сварного шва, только с наращиванием трудностей. При сложившейся на сегодня система контроля шва вначале приступают к поиску дефектов собственно сварки, затем – дефектов шва, но уже возникших в процессе эксплуатации. Между этими стадиями – белое пятно в экспертизе. Вероятность обнаружения дефектов в основном металле, например, при ручном ультразвуковом (УЗ) контроле в условиях эксплуатации находится на уровне 0.5, для сварных швов этот показатель не лучше, так как выявляемость дефектов в шве ещё хуже [5].

Опыт технического диагностирования металлоконструкций многих типов, в том числе и котельных агрегатов, в разных отраслях техники свидетельствует, что такая магнитная характеристика металла, как коэрцитивная сила (H_c), является эффективным параметром контроля накопления повреждённости на микроуровне (т.е. в ещё бездефектном для дефектоскопии состоянии металла). Для металлоконструкции, работающей в режиме малоцикловой усталости (МЦУ), величина H_c возрастает в два-три раза – от H_{c_0} до H_c^B, пока металл проходит путь от нового в состоянии поставки до состояния начала интенсивного дефектообразования. Причём зоны, в которых происходит такое накопление усталостных повреждений, большие, логически предопределеныи потому легко обнаруживаются. Количественно степень повреждённости контролируется быстро и просто по величине $H_{c_{текущ}}$, а точнее, по степени продвинутости измеренного значения $H_{c_{текущ}}$ от исходной величины H_{c_0} к предельному значению H_c^B [6]. При этом оценка не зависит от того, какой эксперт и каким прибором проводил измерения. Необходимо отметить, что величины H_{c_0} и H_c^B - характерные

константы для каждой марки стали, определяемые в процессе стендовых испытаний, а в режиме МЦУ работает абсолютное большинство оборудования, контролируемое технадзором.

Исследование влияния щелочной коррозии и оценка состояния сварных швов производилась на котлах типа Е-40-50ГМ Рубежанского завода ГП ХЗ "Южный", установленных в теплосиловом цехе. Обследование производилось на остановленном котле. Исследовании проводились базовым прибором КРМЦК-2М. Поскольку исследования проводились на остановленном оборудовании удалось провести исследования структуры металла элементов котла методом реплик, для подтверждения магнитных исследований, путём вырезки образцов и лабораторных исследований на микроскопах МИМ – 7 и МИМ – 8 и фотографировались цифровой фотокамерой с большим разрешением. После механической шлифовки образцы травились в 4% процентном растворе азотной кислоты в спирте [7]. Исследованию подверглись барабан и водяной питательный коллктор котла изготовленных из сталей 20К и стали 20, используемых в котлостроении. Межкристаллитные трещины были обнаружены в наиболее часто повреждаемой околошовной зоне отходящих труб.

Межкристаллитные трещины, зоны усталостных повреждений не были выявлены другими методами дефектоскопии. В ходе исследования металла барабана котла были определены зоны хрупких разрушений, внешне не отличающиеся от остального металла барабана. Лабораторные исследования методом металлографии доказали правильность неразрушающего магнитного метода диагностики.

Как вывод о исследовании остановленного котла можно сказать, что решение о выводе его из эксплуатации принималась на основе данных полученных методами классической дефектоскопии, без учёта физико-механических свойств металла. Данный котёл может работать в облегчённом режиме, в виду всеобщего спада производства.

Магнитный (коэрцитиметрический) метод неразрушающей диагностики необходимо вводить в программу технического диагностирования котельных установок наряду с классическими методами дефектоскопии.

E-mail: dimadarn@mail.ru

Литература

1. Баранов П. А. Предупреждение аварий паровых котлов. – М.: Энергоатомиздат, 1991 г. – 272 с., с ил.

2. Эксплуатационная надёжность объектов котлонадзора. Справочное издание. Антикайн П. А., Зыков А. К. – М.: Металлургия, 1985г. – 328 с., с ил.

3. Аварии на объект котлонадзора и меры по их предупреждению. Информационное письмо. – М.: Недра, 1985 г. – 175 с. с ил.

4. Котлы малой и средней мощности и топочные устройства. Отраслевой каталог. – М.: НИИЭИНФОРМЭНЕРГОМАШ, 1983 г. – 341 с. с ил.

5. Безлюдько Г.Я. Эксплуатационный контроль усталостного состояния и ресурса металлоконструкций неразрушающим магнитным (коэрцитиметрическим) методом. Техническая диагностика и неразрушающий контроль, 2003г., №2. с. 20 – 26.

6. Безлюдько Г.Я. Практика оценки состояния сварных швов по измерениям магнитной характеристики – коэрцитивной силы металла. Техническая диагностика и енразрушающий контроль, 2004г., №1, с. 20 – 22.

7. Коваленко В.С. Металлографические реактивы. Изд. 3-е перераб. и доп. – М.: Металлургия, 1981г. 120 с.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА NI–MN–IN–Z

Родионов И.Д., Казаков А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время поиск материалов, способных заменить рабочее вещество в холодильных установках, приобретает всё большую актуальность. Связано это в первую очередь с токсичностью хладагентов, использующихся в холодильных установках и с высоким энергопотреблением самих холодильников. Предложенная в 1997 году принципиально новая схема работы холодильной установки на магнитокалорическом эффекте (МКЭ), способная экономить до 30% электроэнергии и создание прототипов такого холодильника с использованием в качестве рабочего тела Gd [1], привело к активному поиску новых сравнительно дешевых материалов, обладающих значительным МКЭ в области комнатной температуры. Недавно показано [2,3], что ряд сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-In-Z обладают магнитокалорическими параметрами сравнимыми с Gd, и что параметры этих сплавов сильно зависят от типа и концентрации допирующего элемента Z.

В данной работе исследовались магнитные и магнитокалорические свойства сплавов Гейслера $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}B$, $Ni_{50}Mn_{35}In_{12}Si_3$ и $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_4$. Образцы были получены методом дуговогой плавки в атмосфере аргона с последующим отжигом при температуре 850 градусов Цельсия в течение 24 часов при давлении 10^{-4} тор. Магнитные измерения выполнены на вибрационном магнитометре (Lake Shore VSM 7400 System), а измерения адиабатического изменения температуры $\Delta T_{АД}$ (H) при приложении магнитного поля H на установке MagEq MMS 801. Скорость изменения магнитного поля составляла 1 T/c. Расчет изотермического изменения энтропии ΔS при приложении поля осуществлялся на основе соотношений Максвелла [1] на основе полученных данных магнитных измерений.

Из Рис.1-4 следуют существенные отличия в свойствах сплавов допированных Si и B. В сплавах $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_4$ и $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_3$ имеются два пика в температурной зависимости $\Delta T_{АД}$ (T) (Рис.1 и Рис.2). Положительный максимум при более высоких температурах связан с прямым МКЭ в окрестности магнитного фазового перехода второго рода, то есть в окрестности температуры Кюри что согласуется с данными для намагниченности (Рис.3). Отрицательный пик при более низких температурах связан с инверсным МКЭ при мартенситном переходе, сопровождающемся резким изменением намагниченности. Так как изменение намагниченности при мартенситном переходе происходит значительно быстрее при изменении температуры, чем в окрестности температуры Кюри, то $\Delta T_{АД}$ при обратном МКЭ больше, чем при прямом МКЭ. Наиболее отчетливо это проявляется в рассчитанных зависимостях энтропии (Рис.4). Также подчеркнем, что из сравнения кривых Рис.1-4 для $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_4$ и $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_3$ следует, что, как и в работе [2], характерные температуры фазовых переходов, ширина пиков $\Delta T_{АД}$ и ΔS сильно зависят от концентрации допирующего элемента.

В случае сплава $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}B$ имеет место только один пик $\Delta T_{АД}$ в окрестности 320 К. Сравнивая данные по МКЭ и намагниченности, а также учитывая структурные данные, можно заключить, что в этом случае имеет место совмещенный магнитоструктурный переход, при котором переход из парамагнитной аустенитной фазы при понижении температуры осуществляется не в слабо магнитную, а в ферромагнитную фазу мартенсита.

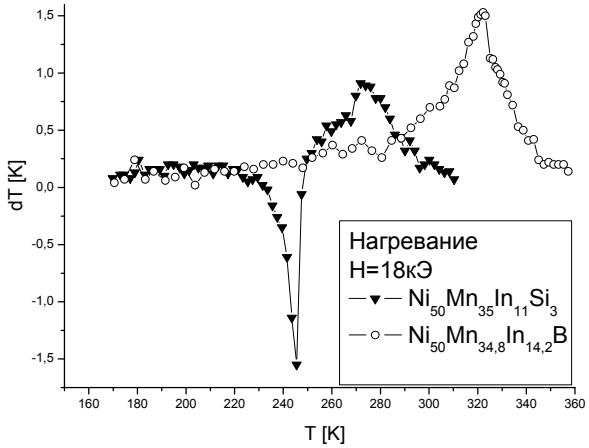


Рис .1. Зависимость $\Delta T_{АД}(T)$ для $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_3$ и $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}B$

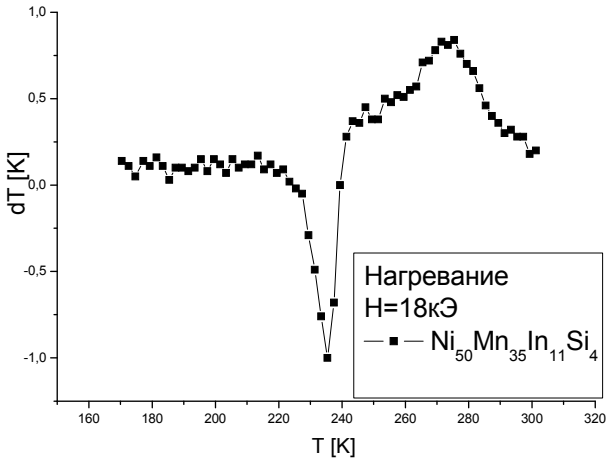


Рис 2. Зависимость $T_{АД}(T)$ для $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_4$

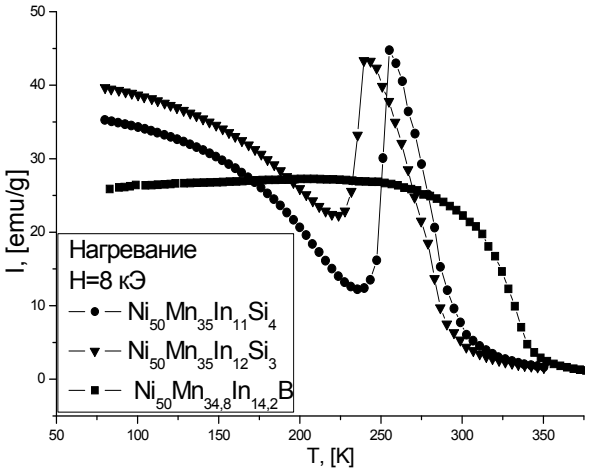


Рис.3 Зависимости намагниченности образцов от температуры

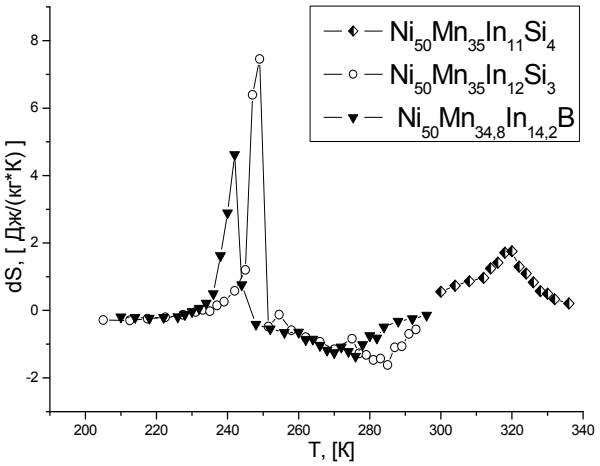


Рис. 4. Зависимости изменения энтропии образцов от температуры

Полученные магнитокалорические параметры $\Delta T_{АД}$ и ΔS, хотя и уступают аналогичным для Gd, но на уровне лучших магнитокалорических материалов. Дальнейшее улучшение этих параметров возможно в случае обнаружения материалов с более резкими (скачкообразными) изменениями намагниченности.

rodionovID@yandex.ru

Литература

1. Gschneidner Jr K.A., Pecharsky V.K., Tsokol A.O. Recent developments in magnetocaloric materials // Rep. Prog. Phys. 2005, 68. pp. 1479–1539.

2. Kazakov A.P., Prudnikov V.N., Granovsky A.B., Zhukov A.P., Gonzalez J., Dubenko I., Direct A.K. measurements of field-induced adiabatic temperature changes near compound phase transitions in Ni-Mn-In based Heusler alloys // Applied Physics Letters. 2011,98. p. 131911.

3. Khovaylo V.V., Skokov K.P., Gutfleisch O. Peculiarities of the magnetocaloric properties properties in Ni-Mn-Sn ferromagnetic shape memory alloys // Phys. Rev. 2010. pp. 2-4

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ЗАГРЯЗНЕННЫХ ПОЧВ В ОКРЕСТНОСТЯХ ГОРНО-МЕТАЛЛУРГИЧЕСКОГО КОМБИНАТА «СЕВЕРОНИКЕЛЬ»

Самсонова В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

При работе заводов и комбинатов, связанных с добычей тяжелых металлов побочно выбрасывается значительное количество отходов, содержащих эти металлы и их соеди-

нения в рассеянном виде. Тяжелые металлы и их соединения оказывают большую нагрузку на экосистемы и могут приводить к их полной деградации. Чтобы предотвратить опустынивание земель и реализовать их повторное использование нужно проводить очистку почв. Для определения наиболее эффективных методов очистки и восстановления земель в первую очередь эти загрязнения необходимо исследовать. Наиболее подробную информацию о характеристиках загрязнений дают химические и биологические исследования. Магнитные измерения также эффективны, но являются более дешевыми и быстрыми в проведении [1, 2]. Преимущество магнитной диагностики также в том, что ее можно проводить не только в лаборатории, но и непосредственно на месте исследования.

Ранее нами были исследованы образцы почв с Кольского полуострова, взятые на разном расстоянии (1, 8, 41 км) от горно-металлургического комбината «Печенганикель». Несмотря на то, что выборка была непредставительной, результаты исследований позволили установить корреляцию магнитных свойств проб почв со способом обработки образцов и расстоянием до комбината [3, 4]. В работе [4] было установлено, что обработку проб почв для их последующего анализа лучше проводить на мельнице с агатовыми шарами.

В настоящей работе представлены результаты исследований представительной выборки проб, подготовленных на мельнице с агатовыми шариками. На каждом из участков, находящихся на расстояниях 2, 7, 28 и 102 км от комбината «Североникель», с нескольких площадок были взяты пробы подстилки (О) и ее разных подгоризонтов: верхнего листового (OL) и нижележащего ферментативного и гумусового (OFH). Всего было исследовано 28 проб.

Измерения магнитных свойств образцов проводились на вибрационном магнитометре фирмы Lake Shore (серия 7407) в полях до 10 кЭ. Для исследования образцы помещались в полиэтиленовые пакетики размером 5 мм*5 мм, взвешивались, уплотнялись (для минимизации перемещения частиц внутри пакетика) и запаивались. Для проверки однородности изготавливалось по 4-5 образцов каждой пробы.

Установлено, что магнитные характеристики образцов проб повторяются, то есть пробы – однородны. В образцах всех проб присутствует ферромагнитная компонента с коэрцитивной силой, близкой к нулю. Для примера на рисунке 1 представлены петли гистерезиса проб (каждая петля на графике – усредненная, получена как среднее арифметическое петель гистерезиса 3-4 образцов каждой пробы), собранных с одного участка (28 км от комбината) на разных подгоризонтах. Результаты подтверждают сделанный ранее вывод [4] о том, что наименее загрязненным магнитными примесями является верхний листовой подгоризонт подстилки, а наиболее загрязненным – подстилка. Это связано с тем, что частицы оксидов ферромагнитных металлов (загрязнения) с поверхности вымываются и накапливаются в глубине подстилки. Вероятна также примесь оксидов металлов из минеральной части почвы. Аналогичный вывод можно сделать для почв, взятых с разных горизонтов с участков, расположенных на расстояниях 7 и 102 км от завода.

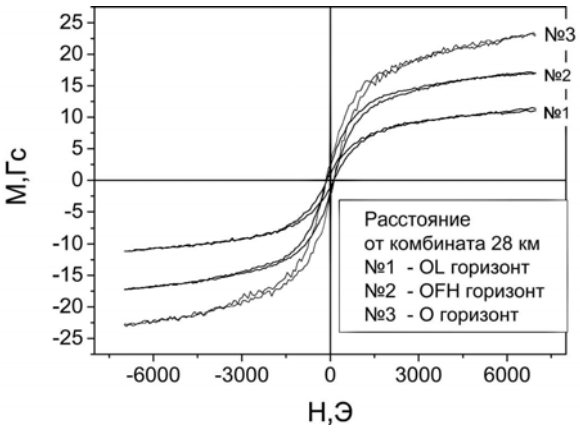


Рис.1 Петли гистерезиса образцов почв, взятых на одинаковом расстоянии (28км) с разных горизонтов

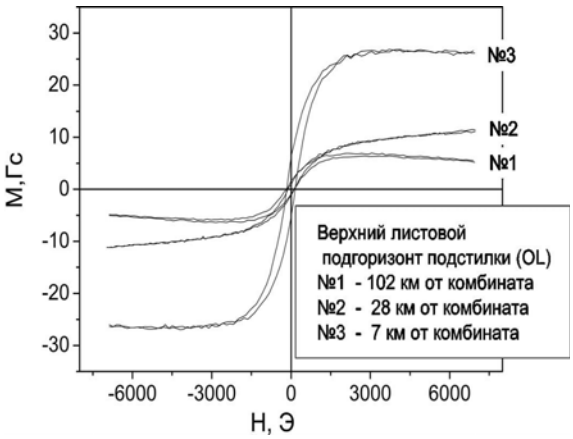


Рис.2 Петли гистерезиса образцов почв с верхнего листового подгоризонта подстилки (OL), взятых на разных расстояниях от комбината

На рисунке 2 представлены петли гистерезиса (усредненные) образцов с верхнего листового подгоризонта подстилки (OL), взятых на разных расстояниях от комбината. С отдалением от комбината намагниченность образцов уменьшается (с 25 Гс до 5 Гс). То есть, чем дальше от комбината, тем меньше почвы загрязнены магнитными примесями. Отрицательный наклон в области высоких полей свидетельствует о том, что в составе почвы много диамагнитной примеси (скорее всего, это органические вещества). Аналогичный вывод можно сделать для почв, взятых на горизонтах O и OFH.

Полученные результаты могут быть использованы для разработки (стандартизации) магнитных методов контроля экологического состояния почв.

E–mail: vv.samsonova@physics.msu.ru

Литература

1. Armin Schmidt, Richard Yarnold, Matt Hill, Mike Ashmore, Journal of Geochemical Exploration 85 (2005) 109–117.

2. Hana Fialova´ ,Gunter Maier, Eduard Petrovsky´, Alesˇ Kapicka, Tetyana Boyko, Robert Scholger, Journal of Applied Geophysics 59 (2006) 273– 283.

3. Копцик Г.Н., Недбаев Н.П., Копцик С.В., Павлюк И.Н., Почвоведение №8 (1998) 988-995.

4. Самсонова В.В., Копцик С.В., Перов Н.С., Родионова В.В. «Физические проблемы экологии (Экологическая физика)» № 18 (2012) 353-357

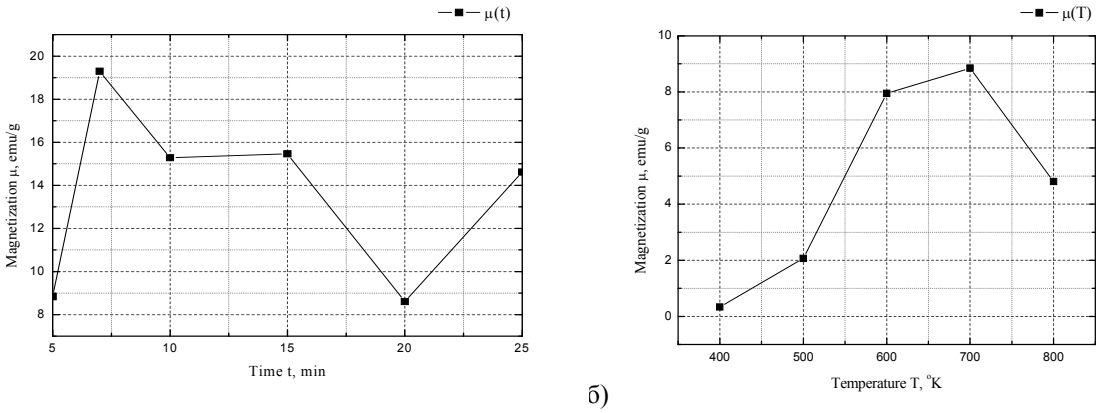
ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ОБРАБОТКИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛ-УГЛЕРОДНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ CO И CO-GD

Свечкина Н.Б., Вомпе А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Магнитные наночастицы представляют большой научный и практический интерес [1]. В настоящее время существуют различные методы их получения и обработки. Недавно сообщалось о металл-углеродных нанокомпозитах, приготовленных методом ИК-пиролиза. Магнитные свойства таких материалов оказались весьма чувствительны к режимам синтеза [2].

В данной работе представлены результаты исследования магнитных свойств 2 серий образцов металл-углеродных нанокомпозитов на основе Co (20%) и Co(23%)-Gd(7%), приготовленных методом ИК-пиролиза. Образцы, полученные при оптимальной температуре (соответствующей максимальной намагниченности) подвергались дополнительной термической обработке: одна серия отжигалась в течение 5 минут при температурах от 400 до 800 ^{o}C, а у другой серии при фиксированной температуре (500 C) время отжига варьировалось от 5 до 25 минут.



а) б)

Рис.1- Зависимость намагниченности насыщения образцов от режимов термообработки: а) ПАН/Co(20%) ; б) Co(23%)-Gd(7%)

Измерения магнитных свойств проводились на вибрационном магнитометре(VSM марки “LakeShore-7407”) в полях до 16кЭ при температурах от 80 до 400 К, исследуе-

мые образцы известной массы в виде порошков были помещены в плоские пластиковые капсулы, закрепляемые при измерениях на держателе магнитометра с помощью пластиковой ленты.

Обнаружено, что при изменении режимов термообработки магнитные свойства образцов изменяются немонотонно, при этом характерные температуры экстремумов зависимостей для намагниченности и коэрцитивной силы существенно различаются. Обращает на себя внимание значительность изменения исследуемых параметров в диапазоне изменения режимов термообработки, так намагниченность нанокомпозита на основе кобальта изменяется более чем в два раза, а на основе Co-Gd - более чем в четыре раза (см.Рис.1).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-90493.

E-mail: fillimas@cnt.ru

Литература

1. Губин С.П., Кокшаров Ю.А.. Получение, строение и свойства магнитных материалов на основе кобальтсодержащих наночастиц. Неорганические материалы 2002, т.38, №11, стр. 1287-1304.

2. Bagdasarova K.A., Perov N.S., Karpacheva G.P., Pile S.E., Dzidziguri E.L. "Magnetic Behavior of Carbon–Metal Nanocomposites" Solid State Phenomena Vols. 168-169 (2011) pp 349-352.

МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БРОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ В ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

Скрябина М.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Магнитные частицы имеют множество применений в медицине и биологии [1, 2], а также используются при создании различных магнитных приборов и носителей информации [3]. Поэтому изучение динамики магнитных микрочастиц и их парного взаимодействия представляет значительный интерес.

В ряде работ [4, 5, 6] было изучено коллективное поведение большого числа микрочастиц в различных конфигурациях полей, также исследовано поведение единичных магнитных микрочастиц в переменном поле. Однако только в единичных работах затронут вопрос о парном магнитном взаимодействии. В данном случае целесообразным представляется использовать метод оптического пинцета − уникальный метод изучения взаимодействия одиночных микрообъектов. Магнитные силы взаимодействия микрочастиц имеют порядок сотен фемтоньютонов, их прямое измерение сопряжено со значительными техническими трудностями из-за наличия броуновского движения. Но наличие слабых магнитных сил значительно изменяет статистические свойства броуновского движения микрочастиц. Это позволяет предложить новый метод измерения сил магнитного взаимодействия, основанный на анализе корреляционных функций броуновского движения магнитных частиц, локализованных методом оптического пинцета.

Экспериментальные результаты показали, что наличие магнитного взаимодействия меняет вид кросскорреляционных функций движения частиц. Силы магнитного взаимодействия можно измерить по изменению кросскорреляционной функции броуновского смещения частиц из точек положения ловушек. Для этого разработано теоретическое описание броуновского движения магнитных частиц в оптическом пинцете. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теоретической моделью. Чтобы определить пределы применимости теоретической модели, было проведено численное моделирование процесса методом Монте-Карло. Результаты численного эксперимента находятся в согласии с предложенной теорией и экспериментальными данными.

Таким образом, исследовано влияние магнитного взаимодействия на броуновское движение частиц, и предложен новый метод детектирования слабых сил взаимодействия между броуновскими частицами, основанный на комбинации метода оптического пинцета с корреляционным анализом броуновского движения частиц.

E–mail: skrybina@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. L.E. Helseth, Paramagnetic particles as sensitive force detectors in liquids // Journal of Physics D: Applied Physics 40, 3030–3037, 2007.

2. V.M. Laurent, Assessment of mechanical properties of adherent living cells by bead micromanipulation: Comparison of magnetic twisting cytometry vs optical tweezers // Journal of Biomechanical Engineering 124, 408–422, 2002.

3. Ronald E. Rosenswei, Magnetic fluids, Annual Reviews 19, 437–453, 1987.

4. M.A. Rubio G. G. Fuller S. Melle. Rotational dynamics in dipolar colloidal suspension: video microscopy experiments and simulations results // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics 102, 135–148, 2002.

5. M.A. Rubio G. G. Fuller S. Melle, Polarizable particles aggregation under rotating magnetic fields using scattering dichroism // Journal of Colloid and Interface Science 9797, 21–31, 2001.

6. P. Pieranski G. Helgesen, A.T. Skjeltorp, Nonlinear phenomena in systems of magnetic holes // Physical Review Letters 64, 1425–1428, 1989.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛОСЫ ЖИДКОГО ДИЭЛЕКТРИКА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

Ткачева Е. С., Никитина Д.М.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

В последнее время стали актуальными и востребованными исследования в области создания новых так называемых умных функциональных материалов. К таким материалам в частности можно отнести магнитодиэлектрические эмульсии. Их отличительной особенностью является возможность контролируемого и целенаправленного управления макроскопическими свойствами в широком диапазоне параметров при помощи внешних силовых полей. Это достигается за счет возможности варьирования и контроля внутренней микрогеометрии материла и процессов динамики его дисперсной фазы. В частности возможности создания в данном материале ярко выраженной анизотропии микроструктуры и как следствие сильной анизотропии физических свойств.

В качестве объекта для исследования была выбрана магнитодиэлектрическая эмульсия дисперсная фаза, которой была представлена каплями жидкого каучука, а дисперсионная среда – магнитной жидкостью на основе керосина с олеиновой кислотой в качестве стабилизатора. Выбор такой дисперсной фазы был обусловлен возможностью целенаправленного изменения ее вязкости, например керосином.

Экспериментальные исследования проводились с помощью наблюдения через оптический микроскоп. Капли дисперсной фазы деформировали с помощью постоянного магнита. Как известно эти капли вытягиваются вдоль силовых линий магнитного поля [1, 2]. Затем резким наложением стационарного магнитного поля перпендикулярного исследуемому слою вытянутые немагнитные полосы деформировались в фигуры напоминающие «синусоиды» (рис. 1).

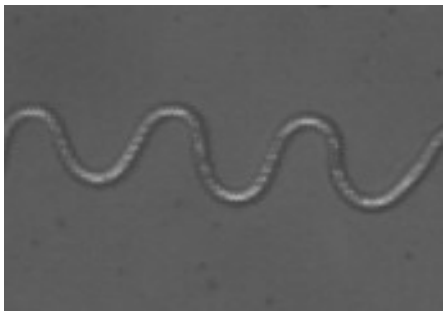


Рис. 1. Изгибная неустойчивость немагнитной полосы в магнитном поле

В ходе эксперимента было обнаружено, что длина волны «синусоиды» зависит от напряженности магнитного. Так на рис. 2а представлена зависимость длины волны от напряженности магнитного поля при различных толщинах образца.

При дальнейшем изучении поведения образца в магнитном поле интересным было изучить влияние на него электрического поля. Для этого использовалась ячейка, представляющая собой два стекла с токопроводящим покрытием. Между стеклами помещалась фторопластовая пленка с отверстием посередине. Толщина слоя составляла 20 мкм. Оказалось, что в электрическом поле полосы образца также деформируются, при-

нимая форму «синусоиды». Естественно наблюдаемый процесс так же зависит от напряженности электрического поля и от толщины образца. Данная зависимость представлена на рис. 2б.

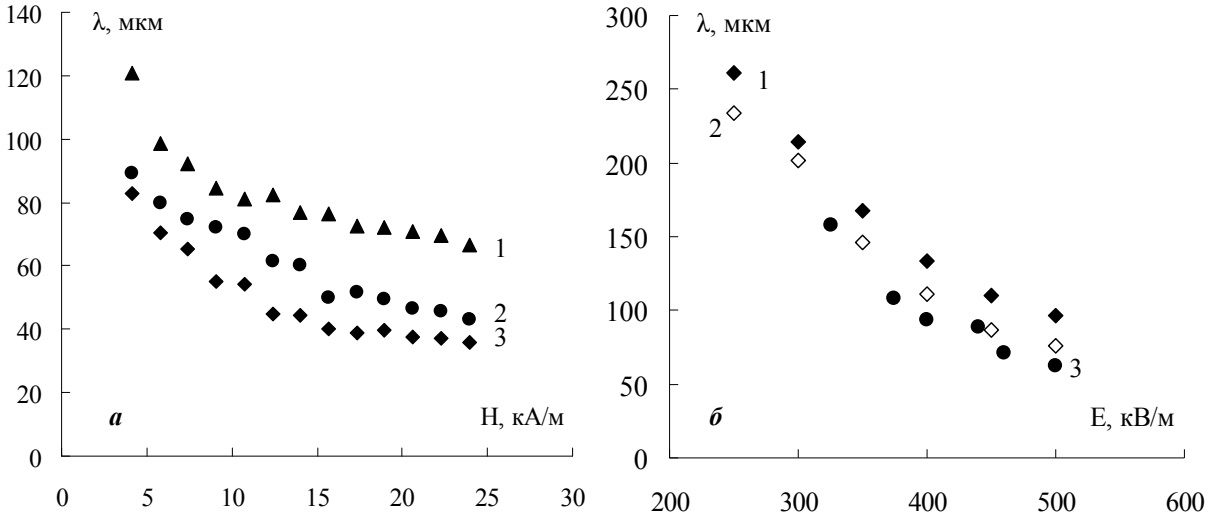


Рис. 2. *Зависимость длины волны «синусоиды» от: а) напряженности магнитного поля при различных толщинах образца (1 – 17,4 мкм; 2- 21,2 мкм; 3- 27,5 мкм); б) напряженности электрического поля, при различных толщинах образца (1 – 20,5 мкм; 2- 15,4 мкм; 3- 7,3 мкм).*

Таким образом, в контексте проведенных исследований был выявлен рад новых закономерностей поведения диэлектрической полосы, помещенной в магнитную жидкость под действием внешних полей. Кроме описанных исследований нами так же были проведены эксперименты показывающие влияние на такую систему совместного действия магнитного и электрического полей, выявлено условие компенсации деформированного образца. Так же было исследовано поведение магнитной полосы, помещенную в немагнитную среду. Все описанные результаты требуют теоретического обоснования, над чем мы и работаем в настоящее время.

E–mail: tkacheva_es.86@mail.ru

Литература

1. Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 387 с.

2. Ткачева Е.С., Закинян А.Р. Динамика формы магнитных и немагнитных капель магнитодиэлектрических эмульсий в магнитном и электрическом полях // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2009. – №4. С. 76–82.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛАСТОМЕРОВ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Хайруллин М.Ф.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Магнитореологические эластомеры (магнитоэластики) - это магнитоуправляемые композиционные материалы, способность которых изменять размеры, упругие свойства и другие физические параметры в магнитном поле открывает большие возможности для их широкого применения [1]. Обычно магнитоэластики состоят из упругой матрицы, в которой распределены магнитные частицы. Меняя концентрацию частиц, параметры частиц и матрицы, можно получить магнитоэластики с различными свойствами [2].

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния магнитного поля на величину диэлектрической проницаемости магнитоэластиков. Были изучены

свойства образцов на основе магнитных частиц Fe с концентрацией 40-77 масс. %. в различных магнитных полях при различных взаимных ориентациях магнитного и электрического полей. Величина диэлектрической проницаемости определялась по результатам измерения емкости плоского конденсатора, заполненного магнитоэластиком.

Обнаружено изменение диэлектрической проницаемости магнитоэластика с ростом напряженности магнитного поля - при изменении поля от 0 до 5400 Э проницаемость увеличивается в полтора раза. Наблюдается анизотропия эффекта - при ориентации образца параллельно полю эффект меняет знак и проницаемость уменьшается. Исследована частотная зависимость проницаемости (Рис.1) в диапазоне частот от 1 до 200 кГц. На полевой зависимости диэлектрической проницаемости наблюдается гистерезис (Рис.2). В полях близких к максимальным достигается насыщение, причем для образцов с меньшим содержанием магнитных частиц насыщение достигается в меньших полях.

Магнитоэластики с наблюдаемыми свойствами могут быть применены при создании различных устройств с магнитоуправляемыми параметрами.

Автор выражает признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Н.С. Перову за помощь в подготовке тезисов

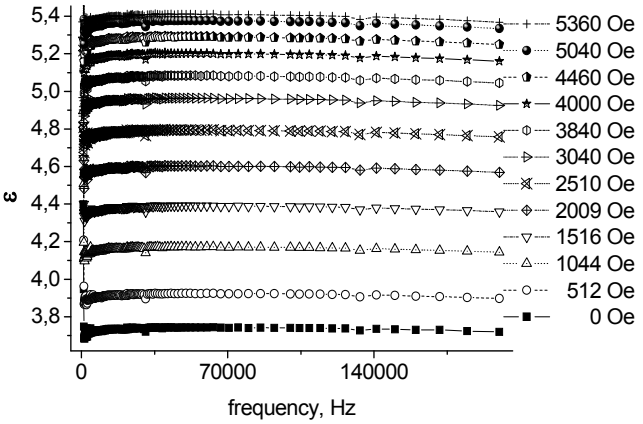


Рис.1: Зависимость диэлектрической проницаемости магнитоэластика от частоты при различных значениях магнитного поля.

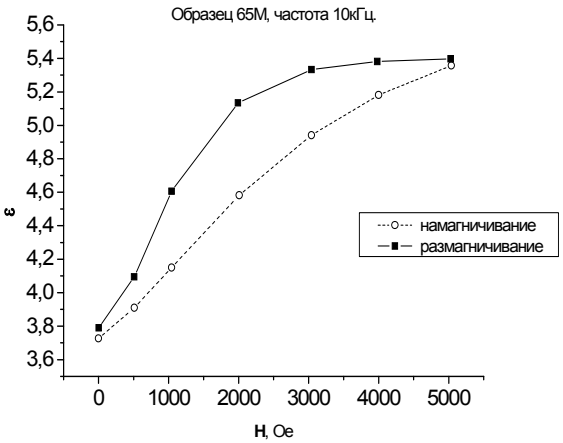


Рис.2: Зависимость диэлектрической проницаемости от величины магнитного поля. Частота 10 кГц.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00906-а. E-mail: Khajrullin@gmail.com

Литература

1. Chertovich, A. V. Stepanov, G. V. Kramarenko, E. Y. Khokhlov, A. R. “New Composite Elastomers with Giant Magnetic Response”, Macromolecular materials and engineering 2011, 357, 767–770.

2. L. Kubisz , A. Skumiel, E. Pankowski, Dorota Hojan-Jezierska. Magnetically induced anisotropy of electric permittivity in the PDMS ferromagnetic gel. Journal of Non-Crystalline Solids 2010, 295, 336–341.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МОДУЛЬ КРУЧЕНИЯ МАГНИТНЫХ ГИДРОГЕЛЕЙ

Харитонов А.С., Гладков А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Гидрогели — дисперсные системы, состоящие главным образом из воды и эластичной полимерной сетки, придающей им механические свойства твёрдых тел. Магнитные гидрогели занимают своё особое место среди магнитных высокоинтеллектуальных материалов. В отличие от обычных гидрогелей магнитные гидрогели обладают магнитными свойствами, присущими ансамблям мелких магнитных частиц, и представляют собой полимерную матрицу геля, в которую внедрены мелкие магнитные частицы.

Уникальность этих материалов состоит в том, что свойства полимерной матрицы могут быть значительно изменены в зависимости от большого числа внешних условий, таких как магнитное поле, степень высыхания, температура, кислотность среды.

Исследование магнитных гидрогелей представляет интерес в связи с тем, что эти материалы обладают двумя трудносовместимыми свойствами: большой намагниченностью и упругостью. Несмотря на то, что магнитные гидрогели являются новыми материалами, уже имеются предложения по их использованию. Предлагается использовать их в качестве новых композиционных материалов, элементов датчиков влажности и новых устройств в медицине.

Данная работа посвящена определению модуля кручения образцов гидрогеля в форме цилиндра при различных значениях внешнего постоянного магнитного поля. В работе были использованы образцы магнитных гидрогелей с различными концентрациями магнитных частиц на базе полиакриламидного гидрогеля. Этот гидрогель был выбран за основу, как широко распространенный и достаточно изученный.

Механические свойства исследовались на установке, специально собранной для измерения деформационных свойств в магнитном поле. Указанная установка позволяла измерять зависимость величины деформации кручения от момента крутящей силы. В результате измерений были получены зависимости угла поворота образца от момента крутящей силы для обазцов с различными концентрациями магнитных частиц в различных магнитных полях. При этом выявлено, что даже при относительно низкой концентрации магнитных частиц и в достаточно слабых полях начинают проявляться эффекты, обусловленные магнитными межчастичными взаимодействиями. После завершения эксперимента были исследованы зависимости модуля кручения от концентрации магнитных частиц в образцах и посчитаны статистические ошибки в определении модуля кручения. Установлено, что с увеличением магнитного поля увиличивается модуль кручения в рассмотренных образцах. Получены зависимости модуля кручения от величины внешнего магнитного поля.

E–mail: aaakharitonov@gmail.com

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ FENI И FENI/TI/FENI СИСТЕМ

Харламова А.М., Рожновская А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последние годы физические свойства тонких магнитных пленок привлекают внимание исследователей в связи с их широким применением в различных устройствах современной микроэлектроники. В случае магнитных и биологических сенсоров, основанных на эффекте магнитного импеданса (МИ) [1], наиболее важными их структурными элементами являются тонкопленочные многослойные структуры, состоящие из магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины. Среди существующих различных типов тонкопленочных образцов особого внимания заслуживают тонкопленочные системы на основе магнитомягких пермаллоевых FeNi пленок. В настоящее время экспериментально доказано, что для получения высокого значения МИ необходима сравнительно большая толщина, *t*, FeNi пленок. Оценки показали, что максимальное значение МИ может быть получено при *t* порядка одного микрона. Вместе с тем установлено, что увеличение толщины пермаллоевой пленки приводит к увеличению поля насыщения и коэрцитивной силы [1]. Подбором режима напыления удается получить магнитомягкие пленки толщиной вплоть до 170 нм. Для дальнейшего увеличения общей толщины магнитного материала и получения высокого значения магнитного импеданса, было предложено использовать трехслойные образцы, а именно тонкопленочные системы с магнитными FeNi слоями и немагнитной Ti прослойкой. Целью данной работы является магнитооптическое исследование магнитных свойств тонкопленочных FeNi и FeNi/Ti/FeNi систем.

Изучаемые $Fe_{20}Ni_{80}$ пленки и $Fe_{20}Ni_{80}$/Ti/$Fe_{20}Ni_{80}$ тонкопленочные системы были получены методом магнетронного распыления при комнатной температуре и базовом

давлении в вакуумной камере рабочего газа Аргона $P=3.8x10^{-3}$ *мбар* [1]. Постоянное магнитное поле, *Hsub* = 250 Э, было приложено параллельно плоскости подложки в процессе напыления образцов. Толщина однослойных $Fe_{20}Ni_{80}$ плёнок была равна 170 и 340 нм. В трехслойных образцах толщина $Fe_{20}Ni_{80}$ слоев была равна 170 нм, а Ti слоя – 2, 5 и 15 нм. Структура пленок была изучена рентгеновским методом с использованием CuKα излучения. Морфология поверхности была изучена с помощью атомного силового микроскопа (АСМ). Измерения кривых намагничивания были выполнены на магнитооптическом магнитометре, собранном на базе микроскопа МИС-11, с помощью экваториального эффекта Керра, δ. Здесь $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 – интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца, соответственно. Измерения магнитных характеристик изучаемых тонкопленочных систем были выполнены при двух ориентациях внешнего магнитного поля, *H.* В одном случае *H* было параллельно направлению магнитного поля *Hsub*, приложенного в процессе напыления пленок (обозначено как D1), а в другом - *H* было перпендикулярно D1 (обозначено как D2).

Рентгеновские дифракционные спектры, полученные для FeNi пленок, свидетельствовали о том, что изучаемые FeNi пленки характеризуются [111] ГЦК кристаллической структурой. Размер кристаллитов, рассчитанный по методу Шеррера, был порядка 1 нм.

Было установлено, что изучаемые образцы толщиной 170 нм имеют плоскостную магнитную анизотропию с лёгкой осью намагничивания, совпадающей с направлением магнитного поля, приложенного в процессе их напыления. Согласно существующим представлениям [2], наиболее вероятным механизмом появления наведенной магнитной анизотропии является парное упорядочение атомов. Вместе с тем было найдено, что пленки с t = 340 нм являются изотропными. Кроме того, они проявляют вращательную анизотропию с характерной для таких образцов закритической петлей гистерезиса и полосовой доменной структурой. Значение поля насыщения, *Hs,* образцов с t = 340 нм было практически на порядок больше по сравнению с *Hs* пленок с t = 170 нм.

Далее были измерены магнитные характеристики FeNi/ Ti /FeNi тонкопленочных систем с толщиной FeNi слоя, равной 170 нм, и Ti слоя, равной 2, 5 и 15 нм (см. Рис. 1).

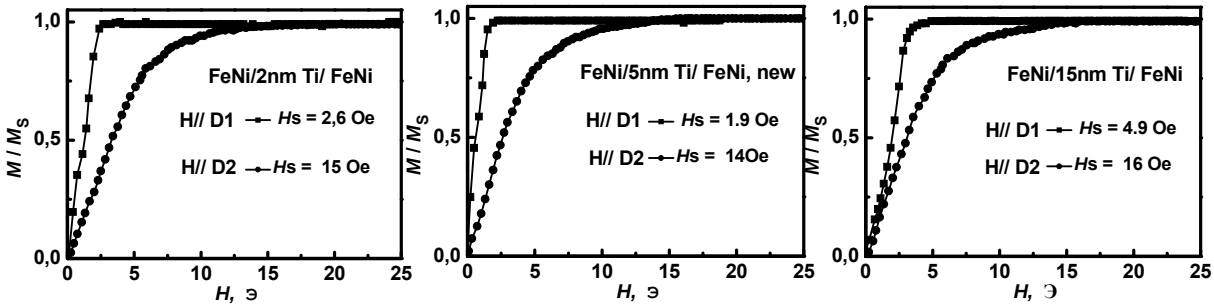


Рис. 1. Кривые намагничивания, наблюдаемые для тонкопленочных FeNi/ Ti /FeNi систем с толщиной Ti слоя, равной 2, 5 и 15 нм, в магнитном поле, приложенном вдоль D1 и D2 направлений

Из рисунка 1 можно видеть, что магнитные характеристики трехслойных образцов зависят от толщины немагнитной титановой прослойки. Наименьшее значение поля насыщения было получено при толщине титановой прослойки, равной 5 нм. Таким образом, экспериментально было установлено, что FeNi/Ti/FeNi трехслойные образцы с толщиной пермаллоевых слоев, равной 170 нм, и толщиной титановой прослойки, равной 5 нм, проявляют наилучшие магнитомягкие свойства. Этот результат предопределяет использование данных трехслойных систем в качестве структурных элементов в биологических и магнитных сенсорах. Результаты дальнейших исследований подтвердили, что максимальное значение МИ может быть достигнуто при минимальном значении внешнего магнитного поля.

Автор выражает благодарность проф., д.ф.-м.н. Шалыгиной Е.Е. за помощь в проведении измерений и в подготовке тезисов, а также выражает благодарность к.ф.-м.н. А.В. Свалову за получение тонкопленочных образцов.

E–mail: anna-h-m@mail.ru

Литература

1. Svalov A.V., Aseguinolaza I.R., Garcia-Arribas A., Orue I., Barandiaran J. M., Alonso J., Fernandez-Gubieda M. L. and Kurlyandskaya G. V. Structure and Magnetic Properties of Thin Permalloy Films Near the "Transcritical" State // IEEE Trans. Magn. 2010, Vol. 46. №2. p. 333-336.
2. Chikazumi S. Physics of Magnetism. New York–London–Sydney: John Willey&Sons, Inc. 2001.

КРИТИЧЕСКИЕ ИНДЕКСЫ *Z* И *N* КВАЗИОДНОМЕРНОГО ИЗИНГОВСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

Шабунина Е.В.

Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, Абакан, Россия

Магнитные характеристики наночастиц являются объектом интенсивных исследований, так как здесь наиболее отчётливо выявлены различия (иногда очень существенные) между компактными магнитными материалами и соответствующими наночастицами [1]. Используемые в работе одномерные модели, например, для описания поведения трехмерных кристаллов, в которых магнитные атомы экранируются немагнитными, в результате чего образуются независимые одномерные цепочки (строго говоря, конечной длины). Неравновесные процессы в критической области в таких системах вызывают особый интерес, в том числе критические индексы z и ν, измеряемые экспериментально [2].

В данной работе используется модифицированная модель Изинга, учитывающая взаимодействие во второй координационной сфере. Для уменьшения числа изменяемых энергетических параметров рассматривается гамильтониан, приведенный к энергии взаимодействия в первой координационной сфере [3]

$$\frac{H}{J_1} = -\sum_{i=1}^{N-1} S_i S_{i+1} - J_2 \sum_{i=1}^{N-2} S_i S_{i+2} - \mathrm{h}\sum_{i=1}^{N} S_i \quad , \qquad (1)$$

где J_1 – энергия взаимодействия спинов в первой координационной сфере, J_2 – относительная (безразмерная) энергия обменного взаимодействия во второй координационной сфере, h – относительная напряженность внешнего магнитного поля, S_i – проекция вектора спина на выбранную ось, N – количество атомов в системе, i – номер узла.

Был рассчитан динамический критический индекс z. Он характеризует степень зависимости времени релаксации от количества узлов в системе и может быть найден из соотношения $\tau \propto N^z$ [2]. Рост температуры приводит к постепенному снижению зависимости времени релаксации от размеров системы – индекс z уменьшается. При увеличении длины цепочки степень зависимости времени релаксации от размеров системы также уменьшается. Об этом говорит уменьшение критического индекса z при возрастании $N_{ср}$.

Характер поведения времени релаксации и критических индексов в зависимости от температуры при наличии немагнитных атомов в цепочке, в целом, аналогичен случаю, не учитывающему наличие примесей. Рост доли примесных атомов приводит к уменьшению времени релаксации, за исключением ситуации, когда энергия взаимодействия во второй координационной сфере превосходит предельное значение (например, для T=0,5; h=0 это значение равно 0,6).

В квазиодномерных системах интерес также представляет проявление корреляционных эффектов. В обычных физических условиях корреляции быстро ослабевают по мере удаления частиц (или групп частиц) друг от друга. Для системы существует характерный параметр – радиус корреляции, вне которого частицы ведут себя статистически независимо [2, 4]. Для описания свойств флуктуаций параметра порядка в квазиодномерном магнетике вводится индекс, определяющий температурную зависимость корреляционного радиуса

$$\xi \propto \tau^{-\nu},$$

где $\tau=T-T_c$. Для одномерной модели Изинга $T_c=0$ [5] и формула принимает вид: $\xi \propto T^{-\nu}$.

В зависимости корреляционной длины от температуры наблюдаются аномальные области, в которых ξ не зависит от T. Это область низких температур, в которой корреляционная длина совпадает с числом узлов цепочки. Ширина этой критической области монотонно убывает с ростом числа узлов системы. Вблизи критической точки (она соответствует наиболее быстрому убыванию корреляционной длины как функции температуры) был рассчитан индекс ν (рис.1) для цепочек различной длины. С ростом размеров системы значение индекса приближается к теоретическому значению 1. На графике ν(T) прослеживается слабовыраженный максимум.

Увеличение размеров системы приводит к монотонному возрастанию корреляционной длины, чем больше температура, тем меньше значения ξ. Для критического индекса (рис.2) при высоких температурах от размеров системы (что также наблюдается рост значений с увеличением длины цепочки. При более низких температурах вначале происходит возрастание индекса, затем индекс выходит на асимптотику, что согласуется с теорией [6].

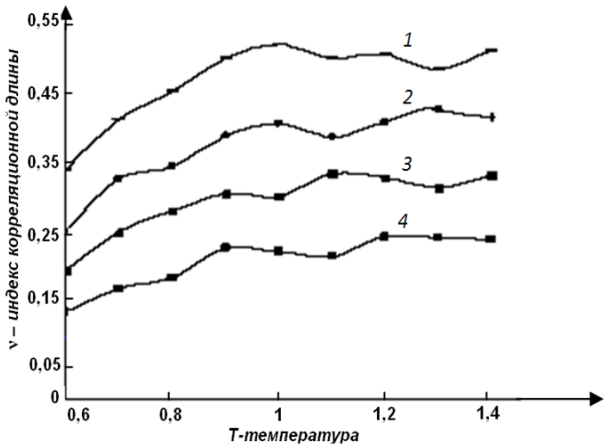


Рис.1. Зависимость индекса корреляционной длины от температуры. *1* – цепочка из 11 атомов, *2* – из 8 атомов, *3* – из 6 атомов, *4* – из 4 атомов

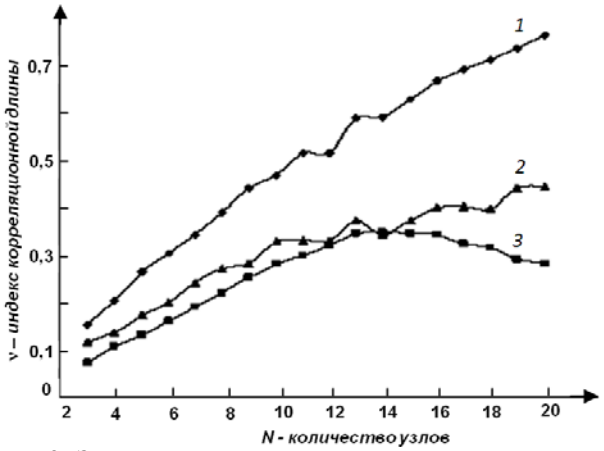


Рис.2. Зависимость индекса корреляционной длины от числа узлов. *1* – при температуре T=0,95, *2* –при T=1,45, *3* –при T= 0,45

Влияние внешнего магнитного поля на индекс корреляционной длины неоднозначно. В области слабых полей (h<0,1) рост напряженности приводит к увеличению значений индекса; при дальнейшем увеличении магнитного поля наблюдается монотонное уменьшение индекса (рассматривалась промежуточная область температур 0,5<T<3). С ростом энергии взаимодействия во второй координационной сфере индекс корреляционной длины уменьшается.

E-mail: galichinaev@mail.ru

Литература

1. Губин С.П. // Росс. Хим. Журнал. – 2000. – № 4. – С. 23-31.

2. Лившиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. – М.: Наука, 1979. – 528 с.

3. Спирин Д.В., Удодов В.Н., Потекаев А.И. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2005. – № 1. – С. 114-117.

4. Камилов И.К., Муртазаев А.К., Алиев Х.К. //УФН. – 1999. – №7 – С. 773-795.

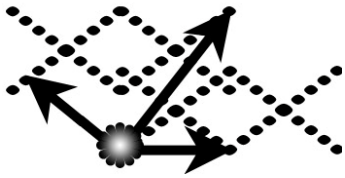
5. Санников Е.В., Козлитин Р.А., Удодов В.Н., Потекаев А.И. // Изв. вузов. Физика. – Томск, 2006 – №3. – С.54-58.

6. Baxter R.J. Exactly Solved Models in Statistical Mechanics. – London, New York, Sydney, Tokyo, Toronto. – Academic press. – 1982.

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Председатель:
проф. Бушуев Владимир Алексеевич
проф. Казанский Андрей Георгиевич

Зам. председателя:
доц. Орешко Алексей Павлович



Поздравляем победителей!

I место

Балуян Т.Г. – студент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Ле Н.Т.– аспирант физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

II место

Коробова Ю.Г.– соискатель физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова
Смирнов А.М.– аспирант физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

III место

Хамидуллин А.Р.– аспирант Башкирского Государственного Университета

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ СИСТЕМЫ Cu-Nb МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Аксенов Д.А.

Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

В поликристаллических материалах межфазные границы влияют на механические, электрические, термические и диффузионные свойства [1]. В наноматериалах большое количество границ приводит к увеличению прочности, проявлению сверхпластичности и улучшению усталостных и других характеристик [2]. Одним из примеров таких материалов является наноламинат Cu-Nb, перспективный в качестве радиационно- стойкого материала [2]. Структура его межфазных границ плохо изучена, однако является основой для исследования диффузионных, механических, термических свойств и радиационной устойчивости многослойных нанокомпозитов Cu-Nb и других подобных материалов. В настоящее время для исследования межфазных границ эффективно используются методы компьютерного моделирования [2], позволяющие получать информацию о структуре и механизмах процессов на уровне детальности, недоступном в экспериментах.

Учитывая вышесказанное в настоящей работе исследована структура межфазной границы в ориентации Кудрюмов-Закс для наноламината Cu-Nb с помощью разработанного подхода, включающего метод построения некогерентных межфазных границ и методы описания их структуры. Для установления структуры границы разработан модифицированный метод Монте-Карло и молекулярной динамики [2] с полуэмпирическими потенциалами межатомного взаимодействия, построенными с использованием экспериментальных данных и расчетов «из первых принципов». Для сокращения времени расчетов метод Монте-Карло реализован с учетом запуска на многопроцессорных кластерных системах.

В результате моделирования установлена равновесная структура межфазной границы Cu-Nb. В отличии от границы, полученной простым сопряжением ГЦК и ОЦК решеток, в границе Cu-Nb выгодно образование конфигурационных вакансий, которые перестраиваются в расщепленные парные ступеньки. Данный результат согласуется с результатами работы [2], несмотря на использование других потенциалов, и позволяет утверждать, что структура границы преимущественно определяется взаимной геометрией решеток и мало зависит от деталей взаимодействия. Впервые проведенное исследование влияния температуры выявило, что до 300 K структура границы не меняется, а при 700 K происходит объе-

динение парных ступенек с образованием протяженных дефектов в области границы. Для детального описания структуры границы использованы функция радиального распределения атомов и расчеты двумерной модельной дифракции для граничного слоя. Данный метод впервые используется для описания структуры границ и позволяет эффективно находить корреляции между граничными дефектами. Полученная структура межфазной границы Cu-Nb будет использована для исследования механизмов диффузии в многослойных композитах ГЦК и ОЦК металлов методом молекулярной динамики.

E–mail: dimonaks@gmail.com

Литература

1. Sutton A.P., Balluffi R.W. Interfaces in Crystalline Materials. Oxford University Press, 1997.

2. Demkowicz M.J., Hoagland R.G., Hirth J.P. Interface structure and radiation damage resistance in Cu-Nb multilayer nanocomposites. // Physical review letters. 2008. № 100. p. 136102.

УЧЕТ НЕПРЯМОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТЕОРИИ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ГРАФЕНА, СФОРМИРОВАННОГО НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКИ

Алисултанов З.З.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Гамильтониан для эпитаксиального графена может быть записан так

$$H = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^{+} c_{k\sigma} + t \sum_{i,j,\sigma} \left(a_{i\sigma}^{+} b_{j\sigma} + h.c. \right) + t' \sum_{i,j,\sigma} \left(a_{i\sigma}^{+} a_{j\sigma} + b_{i\sigma}^{+} b_{j\sigma} + h.c. \right) + \\ + \frac{U}{2} \sum_{i,\sigma} a_{i\sigma}^{+} a_{i\sigma} a_{i-\sigma}^{+} a_{i-\sigma} + \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{ki\sigma} \left(\exp\left(-ikr_i\right) c_{k\sigma}^{+} a_{i\sigma} + h.c. \right) \quad (1)$$

Здесь ε_k - энергия электронов подложки, t - матричный элемент перехода электрона на ближайший соседний атом, t' - матричный элемент перехода на второй соседний атом, U - энергия внутриатомного кулоновского отталкивания, N - число атомов в подложке, $c_{k\sigma}^{+}$ ($c_{k\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) электрона подложки, находящегося в состоянии $k\sigma$, $k = \left(\chi, k_z\right)$ - трехмерный квазиимпульс электронов подложки, $a_{i\sigma}^{+}$ ($a_{i\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) электрона i - го атома графена, относящегося к подрешетке А, $b_{i\sigma}^{+}, b_{i\sigma}$ - аналогичные операторы для подрешетки В, V - матричный элемент взаимодействия адатома углерода с подложкой, r_i - двумерный радиус – вектор i - го атома графена. Отметим, что гамильтониан (1) учитывает косвенное взаимодействие между атомами эпитаксиального графена. Учитывая только переходы на ближайшие соседние атомы (т.к. $t' \ll t$) и пренебрегая внутриатомным кулоновским отталкиванием, а также замечая, что $kr_i = \chi r_i$ выражение (1) можно переписать в виде

$$H = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c_{k\sigma}^{+} c_{k\sigma} + t \sum_{i,j,\sigma} \left(a_{i\sigma}^{+} b_{j\sigma} + h.c. \right) + \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{k_z,\chi,i,\sigma} \left(\exp\left(-i\chi r_i\right) c_{k\sigma}^{+} a_{i\sigma} + h.c. \right) \quad (2)$$

Далее введем следующие функции Грина

$$G_{kk'}^{\sigma}(\omega) = \left\langle\left\langle c_{k\sigma} \middle| c_{k'\sigma}^{+} \right\rangle\right\rangle_{\omega},$$

$$G_{qq'}^{\sigma}(\omega) = \left\langle\left\langle a_{q\sigma} \middle| b_{q'\sigma}^{+} \right\rangle\right\rangle_{\omega} = \left\langle\left\langle b_{q\sigma} \middle| a_{q'\sigma}^{+} \right\rangle\right\rangle_{\omega},$$

$$G_{gs}^{\sigma}(\omega) = \left\langle\left\langle a_{\chi\sigma} \middle| c_{k'\sigma}^{+} \right\rangle\right\rangle_{\omega} = \left\langle\left\langle b_{\chi\sigma} \middle| c_{k'\sigma}^{+} \right\rangle\right\rangle_{\omega}, \quad (3)$$

$$G_{sg}^{\sigma}(\omega) = \left\langle\left\langle c_{q,k_z\sigma} \middle| a_{q'\sigma}^{+} \right\rangle\right\rangle_{\omega} = \left\langle\left\langle c_{q,k_z} \middle| b_{q'\sigma}^{+} \right\rangle\right\rangle_{\omega},$$

где $G_{kk'}^{\sigma}(\omega)$ - функция Грина электронов подложки, $G_{qq'}^{\sigma}(\omega)$ - функция Грина, описывающая переход электронов графена между соседними атомами, $G_{gs}^{\sigma}(\omega)$ и $G_{sg}^{\sigma}(\omega)$ описывают переходы электронов из графена в подложку и наоборот.

Для введенных функций Грина получим следующие уравнения

$$\left(\omega \mp tf(q)\right)G^{\sigma}_{qq'}(\omega) = \delta_{qq'} + \frac{V^2}{N}\sum_{k_z} G^{\sigma}_{sg}(k_z,\omega),\ \left(\omega - \varepsilon_{q,k_z}\right)G^{\sigma}_{sg}(k_z,\omega) = \frac{V^2}{N}G^{\sigma}_{qq'}, \quad (4а)$$

$$\left(\omega - \varepsilon_k\right)G^{\sigma}_{kk'}(\omega) = \delta_{kk'} + \frac{V^2}{N}G^{\sigma}_{gs}(k_z,\omega),\ \left(\omega \mp tf(\chi)\right)G^{\sigma}_{gs}(k_z,\omega) = \frac{V^2}{N}\sum_{k_z} G^{\sigma}_{kk'}, \quad (4б)$$

Аппроксимируя подложку, аналогично работам [1,2], следующим образом получим

$$A(q,\omega) = \frac{\Gamma_c}{\left(\omega \mp tf(q) - \lambda\Gamma_c \ln\dfrac{\omega - \varepsilon(q) + \Lambda}{\omega - \varepsilon(q) - \Lambda}\right)^2 + \Gamma_c^2}.$$

На рис. 1. изображены зависимости приведенных плотностей состояний $\rho_g(\alpha) = \int_0^{q_B} A(q,\alpha)qdq$ от энергетической переменной $\alpha = \omega/\Gamma_c$ при учете и без учета косвенного взаимодействия.

Пунктирные линии есть, хорошо известные из работ [3,4], плотности состояний эпитаксиального графена без учета косвенного взаимодействия. Из рисунка видно, что учет косвенного взаимодействия (сплошные линии) приводит к отклонению от линейного характера плотности состояний, характерной для изолированного графена. Кроме того, в спектре графена появляется дополнительная щель, связанная с косвенным взаимодействием. Это видно, прежде всего, из того, что разность $\rho_g(0,\lambda=1) - \rho_g(0,\lambda=0)$ отлична от нуля.

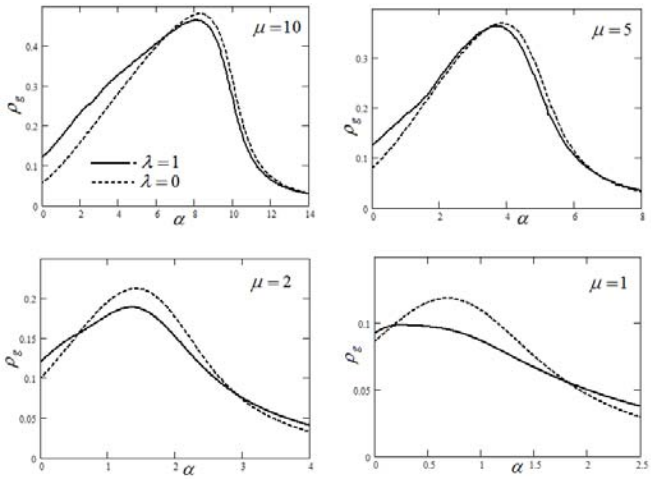


Рис.1. Приведенная плотность состояний при различных взаимодействиях графена с подложкой

zaur0102@gmail.com

Литература

1. Давыдов С.Ю., ФММ 47, 481 (1979)
2. Давыдов С.Ю., ФТП 46, 204 (2012)
3. Давыдов С.Ю., ФТП 45, 629 (2011)
4. Алисултанов З.З., Мейланов Р.П., ФТТ (в печати)

ПРЯМАЯ ВЕТВЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ $PSi\text{-}N(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$ СТРУКТУР

Аллаярова З.К.

Физико-Технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз, Ташкент, Узбекистан

В данной работе приведены результаты исследовании прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) $pSi\text{-}n(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$ структур. Структуры были получены выращиванием на pSi подложках толщиной 400 мкм эпитаксиального слоя твердого раствора $n(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$ из жидкой фазы. Анализ ВАХ (рисунок) показывает, что ВАХ можно описать степенной зависимостью – $I = A\cdot V^{\alpha}$. ВАХ можно разделить на несколько участков: в начальном участке до 0.9 В - $I \sim V^2$, от 0.9 до 2 В - $I \sim V^{2.2}$, от 2 до 4.2 В - $I \sim V^{2.8}$, от 4.2 до 5.9 В - $I \sim V^{2.6}$, от 5.9 до 7.2 В - $I \sim V^2$ и от 7.2 до 13 В - $I \sim V^{1.2}$. Видно, что с ростом напряжения начальный квадратичный участок сменяется на участки более быстрого роста тока, которые далее сменяется вторым квадратичным участком. При более высоких уровнях инжекции когда V > 7.2 В следует участок более умеренного роста тока с напряжением. Такую ВАХ можно интерпретировать дрейфовым механизмом переноса тока в режиме омической релаксации, который реализуется

в случае, когда инжектирован-ный объемный заряд меньше заряда нескомпенсированных доноров N_d. С учетом инерционности рекомбинационно-стимулированной перестройки рекомбинационных центров N_R скорость рекомбинации имеет вид [1]:

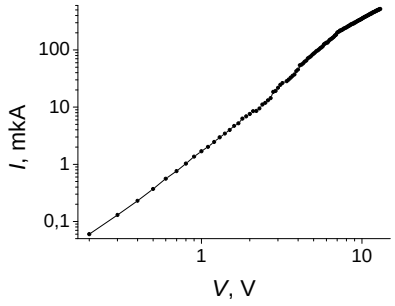


Рис. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики pSi-n$(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$ структуры

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1) + c_n c_p \tau_{RS} np}$$

где c_n, c_p – коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры, соответственно, n_1, p_1 – статистические факторы Шокли-Рида, τ_{RS} – время рекомбина-ционно-стимулированной перестройки N_R. В зависимости от уровня возбуждения p-n-перехода соотношения между первыми двумя членами и последним членом в знаменателе выражения для скорости рекомбинации меняется, следовательно решение уравнение токопереноса и соответственно ВАХ структуры будет имеет различный вид. При низких уровнях инжекции когда $c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) » c_n c_p \tau_{RS} np$ имеет место, так называемый лампертовский режим двойной инжекции, и ток описывается квадратичным законом - $I \sim V^2$, что соответствует участку напряжения от нуля до 0.9 В ВАХ. С ростом уровня инжекции когда $c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) < c_n c_p \tau_{RS} np$ ВАХ имеет более сложный вид типа - $V = A + B\sqrt{I} - D/\sqrt{I}$, где A, B, D – постоянные зависящие от параметров материала базы структуры. Такой вид зависимости тока неплохо описывает участка ВАХ от 0.9 до 5.9 В при котором имеет место $I \sim V^{\alpha}$ со степенью $\alpha > 2$. При более высоких уровнях инжекции когда $c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) « c_n c_p \tau_{RS} np$ скорость рекомбинации выходит на полное насыщение $U = N_R/\tau_{RS}$ ВАХ при этом имеет вид - $V = A/2 + B\sqrt{I}$, который описывает второй квадратичный участок ВАХ в диапазоне напряжений от 5.9 до 7.2 В. При более высоких уровнях инжекции видимо наступает инжекционное обеднение, что соответствует более умеренному росту тока при напряжениях V > 7.2 В.

E-mail: zarifa_zari@mail.ru

Литература

1. Лейдерман А.Ю., Минбаева М.К.. ФТП, 1996, Т.30. вып.10, с.1729-1738.

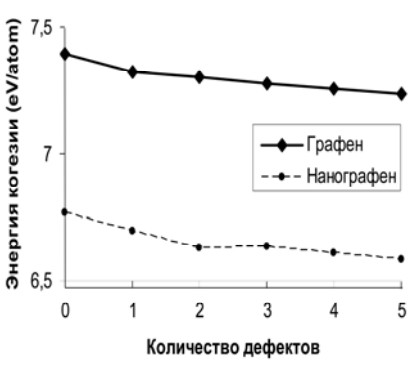
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ГРАФЕНЕ И НАНОГРАФЕНЕ

Алябьев Д.В.

Институт электроники им. У.А. Арифова АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Методом Монте-Карло исследовались имеющие дефекты устойчивые конфигурации участков графена и нанографена (т.е. такого графена, который имеет граничные свободные атомы углерода). Для описания межатомного взаимодействия использовался потенциал Бреннера второго поколения.

Нанографен моделировался из 112 атомов углерода, расположенных в одной плоскости и в соответствующей для графенов конфигурации атомов углерода. Для моделирования графена на граничные атомы нанографена накладывались периодические условия вдоль плоскости графена. Затем из решётки графена и из середины нанографена последовательно удаляли N (N=1..5) рядом стоящих атомов углерода и находили среднюю энергию когезии атомов углерода. На рисунке внизу показаны зависимости средней энергии когезии атомов углерода графена и атомов углерода нанографена в зависимости от количества дефектов.



В дальнейшем будут рассмотрены следующие вопросы:

1.) качественное и количественное описание влияния наличия дефектов в структуре (нано)графена на его стабильньность и другие физические свойства;

2.) результаты осаждения различных объектов (атомов, кластеров) на поверхность графена, стабильность получаемых структур, их свойства;

3.) влияние температуры на стабильность и другие физические свойства графенов и нанографенов.

Автор выражает благодарность научному руководителю д-ру физ.-мат.наук, проф. А. А. Джурахалову и сотрудникам лаборатории «Теория взаимодействия заряженных частиц с поверхностью твердого тела».

E–mail: wside2008@mail.ru

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ И ПОДВИЖНОСТЬ ОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $(Si_2)_{1-x-Y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$

Амонов К.А.

Физико-Технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз, Ташкент, Узбекистан

В данной работе приводятся экспериментальные результаты исследований pSi-n$(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, структур. Структуры были получены выращиванием на pSi подложках эпитаксиального слоя твердого раствора n$(Si_2)_{1-x-y}(Ge)_x(ZnSe)_y$. Исследованы ВАХ pSi-n$(Si_2)_{1-x-y}(Ge)_x(ZnSe)_y$ структур при различных температурах. В интервале напряжений то 2.5 до 3.5 V в диапазоне температур от 293 до 453 К наблюдались сублинейные участки. Эти участки ВАХ могут быть хорошо описаны в рамках теории эффекта инжекционного обеднения [1]. ВАХ этого эффекта носит ярко выраженный сублинейный характер и описывается выражением: $U = U_0 e^{Jad}$, где J-плотность тока, d- толщина базы, a-параметр, зависящий только от подвижности основных носителей-μ_n и концентрации глубоких примесей- N_t, $a = \dfrac{1}{2kT\mu_n N_t}$ На рис.1. представлена зависимость произведения $\mu_n \cdot N_t$ от темпера-туры. Из рисунка видно, что в диапазоне температур 293–453 К произведение $\mu_n \cdot N_t$ уменьшается с ростом температуры. Это, по видимому, позволяет заключить, что в данном твердом растворе большую роль в механизме подвижности играет рассеяние носителей на глубоких примесях. Были определены: удельное сопротивление (ρ), холловская подвижность (μ_x), концентрация носителей заряда (n), концентрация глубоких примесей N_t и тип проводимости выращенных эпитаксиальных слоев $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$, которые имели значения при температуре 293 К – ρ=5,6 Ом·см; μ_n=1018 см^2/В·с; n=2,25·10^{15} см$^{-3}$; N_t= 5·10^{16} см$^{-3}$; Тип проводимости электронный.

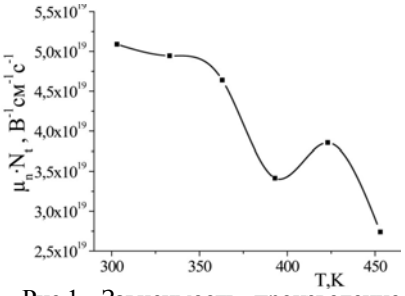


Рис.1. Зависимость произведение $\mu_n \cdot N_t$ твердого раствора $(Si_2)_{1-x-y}(Ge)_x(ZnSe)_y$ от температуры

E–mail: kvant.ph@mail.ru

Литература

1. A.Yu.Leiderman, P.M. Karageorgy - Alkalaev. Sol.St.Commun.,1976,27,339

ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Ашиккалиева К.Х.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

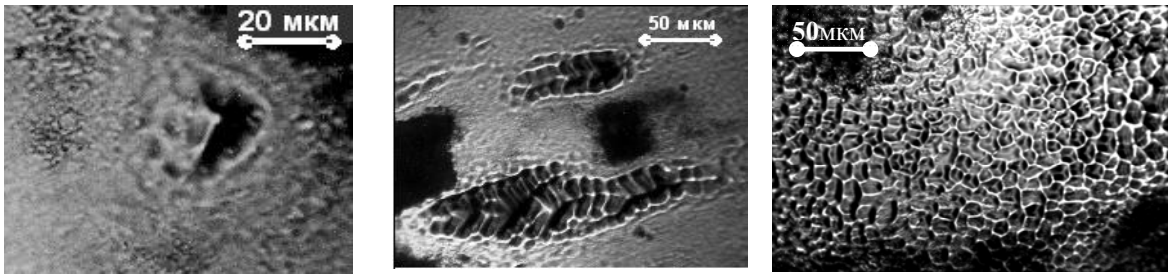
Монокристаллический кремний (МК) – наиболее востребованный материал современной микроэлектроники. В настоящее время растет интерес к лазерному структурированию поверхности МК, основанному на самоорганизации поверхности и возникновении спон-

танно упорядоченных структур [1-3]. Лазерный метод структурирования поверхности кремния может выступать альтернативой проекционным методам литографии, которые базируются на использовании масок и являются трудоемкими и дорогостоящими.

Цель настоящей работы – выявить спонтанно упорядоченные модификации поверхности монокристаллического кремния при импульсном лазерном воздействии.

Монокристаллический полупроводниковый кремний (МК) ориентации (111) облучали импульсным излучением твердотельного лазера. Количество импульсов варьировали от 1000 до 6500. Облучение проводили на воздухе при нормальных условиях. После облучения образцы исследовали методами оптической микроскопии.

По данным оптической микроскопии выявлено, что от 1000 – 3000 импульсов происходит частичное оплавление поверхности кремния. С увеличением числа импульсов в расплаве кремния происходит формирование периодических структур. Данные структуры представляют собой трехгранные пирамидальные островки (ПС), которые могут находиться как в обособленном состоянии, так и в совокупности. Первоначально образуются одиночные ПС, с увеличением числа импульсов происходит эволюция данных структур – ПС



образуют скопления, площадь которых увеличивается с ростом числа импульсов (рис.1).

Рис.1 Эволюция периодических пирамидальных структур в расплаве кремния

Так, при 5500 - 6000 импульсов в расплаве кремния обнаружены как обособленные пирамиды, так и «колонии» пирамидальных структур. Однако площадь таких скоплений невелика, ПС неоднородны по размерам и форме. С увеличением числа импульсов до 6500 увеличивается площадь пирамидальных скоплений, ПС имеют более равномерное пространственное распределение. Пирамидальные островки практически полностью заполняют поверхность зоны облучения.

Таким образом, показана возможность формирования спонтанно упорядоченных структур на поверхности МК под действием лазерного излучения. Данный метод, отличающийся простой обработки, при подборе конкретных экспериментальных условий может быть использован для структурирования кремниевых подложек в микроэлектронике.

E–mail: kuralai1986@mail.ru

Литература

1. Герасименко Н.Н., Пархоменко Ю.Н. Кремний - материал наноэлектроники. Москва: Техносфера, 2007.

2. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2007.

3. Фам Куанг Тунг. Метод формирования регулярной матрицы нанокластеров кремния в системе кремний-диоксид кремния для элементов и устройств вычислительной техники: автореф. дис. канд. тех. наук. С-Пб, 2009.

ВСТРАИВАНИЕ КОМПЛЕКСА ФЕРРОИНА В МАТРИЦУ ГЕЛЯ ПМАК

Балуян Т.Г , Хенкин Л.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Комплексообразование металлов с полимерами находит применение в изготовлении носителей для записи голограмм, сорбентов, активных лазерных сред, создании новых гетерогенных катализаторов, сенсоров и световых приборов. В данной работе

методами мессбауэровской спектроскопии, сканирующей электронной микроскопии, оптической спектроскопии был исследован гель полиметакриловой кислоты (ПМАК), инкубированный в водном растворе ферроина, а также водный раствор ферроина, представляющий собой комплекс железа с фенантролином $Fe(H_8N_2C_{12})_3$

Как было показано в [1], после инкубации геля в растворе ферроина, гель коллапсирует (поджимается вплоть до 50 раз) за счет образования связи комплекс металла/полимер. Целью работы стало определение механики встраивания и стабильности данного комплекса в матрице геля ПМАК. Для этого были сняты мессбауэровские спектры водного раствора ферроина и геля ПМАК, инкубированного в этом растворе, в диапазоне температур от 118К до 263К. Мессбауэровские параметры спектров раствора ферроина и инкубированного в нем геля оказались одинаковы, различия наблюдались только в температурных зависимостях. Это свидетельствует о том, что комплекс ферроина встраивается в матрицу геля. В результате математической обработки спектров исследуемых образцов были получены температурные зависимости изомерного сдвига и вероятности эффекта.

Анализ температурной зависимости изомерного сдвига для водного раствора ферроина и инкубированного в нем геля ПМАК позволил получить значения эффективной массы резонансных объектов (частей молекул комплекса, эффективно участвующие в колебательном движении). В свою очередь, на основе анализа температурной зависимости вероятности мессбауэровского эффекта совместно с полученными значениями эффективных масс были определены температуры Дебая, характеризующие силы связи. Увеличение температуры Дебая для комплексов ферроина в геле по сравнению с раствором свидетельствует об образовании химической связи железо-функциональная группа полимера.[2]

Дополнительную информацию о структуре образующегося в матрице геля комплекса дают снимки геля, полученные при помощи электронного сканирующего микроскопа. По снимкам видно, что гель стягивается в жгуты и образует пористую структуру. Таким образом, в работе было показано, что комплекс ферроина встраивается в матрицу геля без разрушения структуры комплекса, образуя дополнительные сшивки сетки геля.

E-mail: tarinax@yandex.ru ; levkhenkin@gmail.com

Литература

1. Григорьев Т.Е., Нгуен К.Х., Скрябина И.В., Махаева Е.Е., Хохлов А.Р.. “Формирование комплексов Fe2+-фенантролин в объеме гидрогеля” // Высокомолекулярные соединения. Серия А, 2008, Т. 50, № 1, С. 83-90.

2. Хенкин Л.В., Шишаков А.И., Новакова А.А., Кожунова Е.Ю., Махаева Е.Е. “Исследование комплексов железа в полимерной матрице гидрогеля полиметакриловой кислоты методом мессбауэровской спектроскопии” // Неорганические материалы, 2011, Т. 47, № 11, С. 1392–1395

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ АВТОЭМИССИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ И СТРУКТУРОЙ ПОВЕРХНОСТИ НАНОГРАФИТНЫХ ПЛЕНОК

Смольникова Е.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последние десятилетия значительный интерес привлекают исследования явления автоэлектронной эмиссии (АЭ) из новых типов углеродных материалов, представляющих собой острийные (или лезвийные) структуры с нанометровыми характерными размерами [1]. Наиболее ярким примером таких структур являются углеродные нанотрубки. Многочисленные экспериментальные исследования показывают высокую эффективность АЭ из нанотрубок и других нанографитных материалов. Данное свойство позволяет использовать эти материалы в качестве катодов в устройствах вакуумной электроники [2]. Однако механизмы, ответственные за экстремально высокую эффективность АЭ из нанографитных катодов до сих пор остаются неясными. Один из возможных способов их экспериментального определения может состоять в определении зависимости автоэмиссионных свойств от структуры и состава поверхности катода.

В данной работе исследовалась корреляция между структурой нанографитных пленок и их автоэмиссионными характеристиками. Пленки были получены методом химического осаждения углерода на кремниевые подложки из газовой фазы. Нанографитные пленки со-

стояли из наноразмерных кристаллитов графита, ориентированных перпендикулярно плоскости подложки. Модификация поверхности пленки проводилась посредством термического окисления на воздухе при различных температурах, а также в результате протекания процесса АЭ при высоких значениях уровня вакуума в условии жесткой ионной бомбардировки.

В результате исследования было показано, что при термическом окислении нанографитной пленки происходит локальное разрушение кристаллитов графита в местах структурных дефектов. При этом данные изменения не приводят к существенным изменениям автоэмисионных свойств пленки. Однако значительная деградация автоэмиссионных свойств наблюдается в результате интенсивной ионной бомбардировки катода, не приводящей, в свою очередь, к видимым изменениям в структуре пленки.

На основе полученных результатов сделано предположение, что деградация автоэмиссионных свойств нанографитных пленок происходит в результате локального изменения работы выхода материала в результате разрушения областей структурных дефектов на краях пленки. Наличие данных дефектов подтверждено в предыдущих работах [2] и приводит к уменьшению эффективной работы выхода вследствие эффектов размерного квантования.

E–mail: vasilieva@polly.phys.msu.ru

Литература

1. Елецкий А.В. Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства // УФН. – 2002. – Т. 172. – № 4. – С. 401-438.

2. Obraztsov A.N., Kleshch V.I. Cold and Laser Stimulated Electron Emission from Nanocarbons // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics. – 2009. – V. 4. – P. 207-219.

РАСЧЕТ КРАТНОСТИ ВЫРОЖДЕНИЯ ОСНОВНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ИОНА КОБАЛЬТА Co^{2+} МАТРИЧНЫМ МЕТОДОМ

Гончаров Е.О.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия

Представленные на сегодняшний день данные для иона Co^{2+} показывают, что экспериментально полученное значение магнитного момента превышает теоретически предсказанное [1]. Этот факт говорит о неполном учете всех взаимодействий в ионе Co^{2+} при теоретическом расчете.

В настоящей работе были рассчитаны параметры энергетические уровней иона Co^{2+} с использованием матричного метода, который предполагает расчет полной матрицы всех взаимодействий, существующих в комплексном ионе.

В случае ионов с электронной конфигурацией d^7 матрица имеет размерность 120 и позволяет рассчитывать энергетическую структуру в зависимости от параметра спин – орбитального взаимодействия ξ, потенциала внутримолекулярного поля Dq и параметров электростатического взаимодействия между электронами F2 и F4.

В частности, для иона Co^{2+} было исследовано поведение основных энергетических уровней ^4F, ^4P и ^2G при изменении величины спин – орбитального взаимодействия и рассчитаны их кратности вырождения при различном соотношении параметров электростатического взаимодействия F2 и F4 (рис.1).

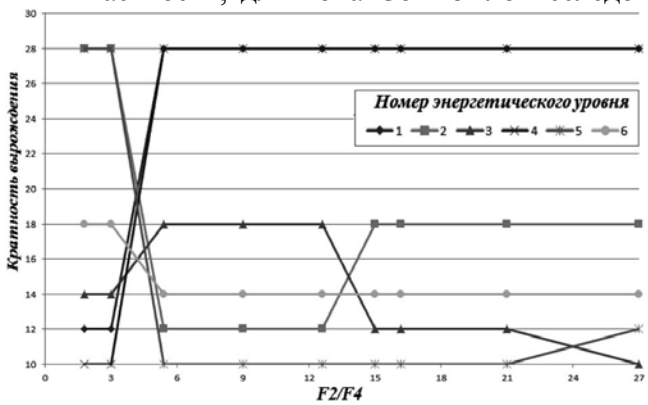


Рис.1. Поведение основных энергетических уровней иона Co^{2+} при изменении величины спин-орбитального взаимодействия

На основе анализа полученных расчетных данных, описывающих величину кратности вырождения энергетических уровней иона Co^{2+}, были определены величины параметров F2 и F4 и ξ, согласующиеся с экспериментально полученными данными об энергетической структуре иона Co^{2+}.

Использование полученных результатов исследования, а также применение матричного метода для расчета магнитного момента ионов группы железа [2] позволит подробнее изучить природу магнетизма в целом.

E-mail: goncharoveo@list.ru

Литература

1. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т.1. М.: Мир, 1976.

2. Гончаров Е.О., Кустов Е.Ф. Определение магнитных моментов ионов группы железа. // Труды 53-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук». 24-29 ноября 2010 г. Ч. V: Физическая и квантовая электроника. М., 2010. С.154-156.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЭПР ПРИРОДЫ И СВОЙСТВ ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ ДИОКСИДА ТИТАНА, ЛЕГИРОВАННОГО СЕРЕБРОМ И ЗОЛОТОМ

Дейген Д.М.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Диоксид титана (TiO_2) является многофункциональным материалом и широко применяется как в химических процессах, так и в электронных устройствах. TiO_2 используется в каталитических и адсорбционных процессах, в газовых сенсорах, в солнечных батареях [1,2]. Оксид титана является наиболее перспективным фотокатализатором очистки воды от технологических загрязнений. Основной задачей данной работы являлось изучение методом ЭПР природы и свойств парамагнитных центров в диоксиде титана, легированного серебром и золотом с различной концентрацией.

Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - X-диапазон, чувствительность $5*10^{10}$ спин/Гс). Измерения проводились при температуре 300 и 120 К. Образцы были любезно предоставлены н.с. И.В.Колесник (ФНМ).

В данной работе мы исследовали серию из 8 образцов с различной концентрацией серебра и золота (таблица 1):

υ(Au) : υ(Ag)	1:2	1:2	1:4	1:4	2:1	2:1	4:1	4:1

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

На рисунке 1 изображен ЭПР спектр образца Au:Ag 1:4 1%, полученный при температуре 300К. Данный спектр является типичным для всей серии. Обнаружено, что в диоксиде титана, легированном золотом и серебром, основными являются три типа парамагнитных центров.

Анизотропный сигнал с параметрами g-тензора $g_1 = 2.38$, $g_2 = 2.23$, $g_3 = 2.063$ был зафиксирован при температуре и 300К, и 120К. Парамагнитные центры с такими параметрами могут относиться к парамагнитному иону Ag^{2+}, имеющему электронную конфигурацию d^9. Следует отметить, что существование данного иона неочевидно из-за его склонности к восстановлению до Ag^+. Несмотря на это, некоторые авторы [3] считают возможным существование таких частиц благодаря взаимодействию атомов, находящихся на поверхности наночастиц серебра, с кислородом. ЭПР сигнал с g=2.025, g=2.009, 2.0025 может быть приписан ионам O_2^- [4]. Третий ЭПР сигнал на данном спектре имеет g=2.003 и относится к кислородным вакансиям, захватившим электрон. Эксперименты при температуре T=120 K показали аналогичные результаты.

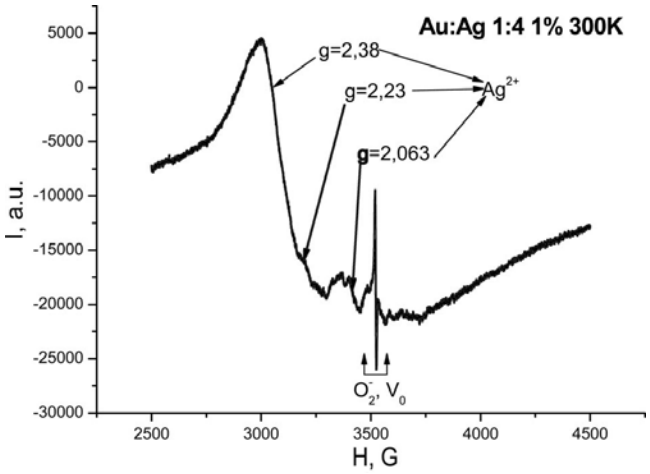


Рис.1. ЭПР спектр AuAg-TiO_2 (Au:Ag= 1:4; Au 1%) T=300K

Концентрации Ag^{2+} центров и заряженных кислородных вакансий максимальны для образцов с максимальной массовой долей серебра. Мы предполагаем, что введение атомов серебра в матрицу сопровождается образованием кислородных вакансий. Последние могут служить адсорбционными центрами для молекул CO, которые затем могут быть окислены до CO_2, что представляет большой интерес для сенсорных применений легированного серебром и золотом TiO_2.

E–mail: d.m.deygen@gmail.com

ЛитератураTry

1. Fujishima A., Zhang X., D.. TiO_2 photocatalysis and related surface phenomena// Surface Science Reports, 2008, № 63, p. 515-582.

2. Chen X., Mao S.. Titanium dioxide nanomaterials: synthesis, properties, modifications, and applications// Chem. Rev., 2007, № 107, p. 2891-2959.

3. Gruenert W., Brueckner A., Hofmeister H., Claus P.. Structural properties of Ag/TiO2 catalysts for Acrolein Hydrogenation // J. Phys. Chem. B., 2004, № 108, p. 5709-5717.

4. Lo H., Gopal N.., Ke S. Origin of photoactivity of oxygen-deficient TiO_2 under visible light.// Applied Physics Letters, 2009, № 95, p. 083126-082126-3.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ОСТРОВОВ Co И Fe НА ПОВЕРХНОСТИ Cu(100)

Дроздов О.В., Докукин С.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одним из перспективных направлений в физике конденсированного состояния вещества является теоретическое исследование низкозатратных способов создания высокоёмких носителей информации. Благодаря прорыву в экспериментальной практике создания тонких плёнок, стало возможно не только создавать такие носители, но делать это максимально быстро и эффективно [1]. Однако для определения наиболее благоприятных условий роста магнитных наноструктур необходимо детальное теоретическое исследование диффузионных процессов на атомном уровне. При исследовании процессов самоорганизации магнитных наноточек на поверхности немагнитного кристалла одним из важнейших с практической точки зрения является вопрос о плотности размещения наноточек. К сожалению, данный вопрос не достаточно хорошо исследован на сегодняшний день.

В представленной работе предлагается простая модель эпитаксиального роста островов Co и Fe на поверхности Cu(100), в рамках которой исследуется влияние процессов погружения атомов примеси в первый приповерхностный слой подложки на плотность размещения кластеров. Предлагаемый метод решения поставленной задачи можно условно разделить на два этапа. На первом этапе были вычислены энергетические барьеры рассматриваемых в модели событий методом молекулярной динамики [2] и их частотные предэкспоненциальные факторы в рамках гармонического приближения теории переходного состояния [3]. При вычислении были использованы полуклассические межатомные потенциалы, полученные в рамках метода сильной связи [4]. На втором этапе с помощью кинетического метода Монте-Карло [5] было проведено моделирование эпитаксиального роста островов, после чего была рассчитана плотность их размещения.

В результате проведённого исследования были получены зависимости плотности островов кобальта и железа от температуры, скорости напыления и количества напыляемых атомов. Исследована корреляция между количеством погруженных в подложку атомов и плотностью магнитных наноточек. Исследования велись параллельно для двух различных эпитаксиальных систем Co/Cu(100) и Fe/Cu(100), были выявлены их сходства и различия.

E–mail: DrDr0@yandex.ru

Литература

1. Wuttig M., Liu X. Ultrathin metal films: magnetic and structural properties. Springer, 2004.

2. Heerman W. Computer simulations methods in theoretical physics. Springer-Verlag, 1986.

3. Vineyard G.H. Frequency factors and isotope effects in solid state rate processes // J. Phys. Chem. Solids, 1957. V. 3. P. 121.

4. Cleri F., Rosato V. Tight-binding potentials for transition metals and alloys // Phys. Rev. B, 1993. V. 48. P. 22.

5. Voter A.F. Classically exact overlayer dynamics: diffusion of rhodium clusters on Rh(100) // Phys. Rev. B, 1986. V. 34, P. 6819.

ИЗМЕРЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАСТЕКАНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ К ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ОБРАЗЦАМ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Заворотний А.А.

Липецкий государственный педагогический университет, Липецк, Россия

В электронной технике большое значение имеют качественные омические контакты металл-полупроводник, обеспечивающие надежную работу дискретных и интегральных полупроводниковых приборов, различных датчиков, полупроводниковых преобразователей энергии и др. Омические контакты необходимы при проведении контрольных и сравнительных измерений концентрации и подвижности носителей заряда в полупроводниковых кристаллах и пленках контактными методами.

В настоящей работе построены математическая и компьютерная модели омических контактов малой площади металл-полупроводник применительно к полупроводниковым пластинам и пленкам (рис. 1). Выполнен анализ зависимостей сопротивления растекания контактов от размеров контактных поверхностей и исследуемых полупроводниковых образцов.

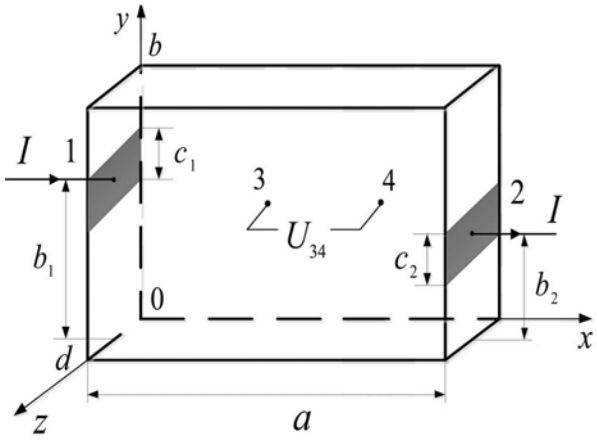


Рис. 1. Схема расположения контактов на образце

Сопротивление полупроводникового образца представлено в виде суммы объемного сопротивления и сопротивления растекания контактов. Для сопротивлений растекания контактов путем решения соответствующей краевой задачи электродинамики получены математические выражения в виде рядов Фурье. Показано, что сопротивление растекания контакта малой площади определяется областью полупроводника, непосредственно примыкающей к контакту, где сгущаются линии тока. Построенная в данной работе математическая модель позволяет оценить размеры этой области в зависимости от размера контактной поверхности.

Полученные в работе результаты имеют следующее практическое применение.

1. Определение сопротивлений контактов R_k металл-полупроводник. Экспериментально измеренное сопротивление $R_э$ между контактами может оказаться значительно больше того значения $R_{теор}$, которое вычисляется теоретически по предложенной в работе модели. Отсюда сопротивление контактов R_k может быть вычислено как разность этих величин $R_k = R_э - R_{теор}$. Сопротивление контактов R_k обусловлено различными факторами: наличием потенциального барьера между материалом контакта и полупроводником, окислением контактной поверхности, нежелательными примесями.

2. Контроль удельной электропроводности полупроводника после изготовления контактов, так как свойства полупроводника могут измениться. Эта проблема решается путем дополнительного измерения разности потенциалов на поверхности образца компенсационными методами.

3. Полученные в работе выражения позволяют оценивать мощность тепловых потерь в подконтактной области полупроводника. Расчет сопротивления растекания контакта имеет значение для контактов малой площади, поскольку величина сопротивления растекания чувствительна к увеличению плотности тока вследствие выделения джоулева тепла именно в подконтактной области полупроводника.

E-mail: aazavorotny@rambler.ru

ОСОБЕННОСТИ УСТАЛОСТНОЙ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Зиёваддинов Ж.К.
Физико-Технический Институт НПО «Физика-Солнце» АН РУЗ

Гетерогенные среды (ГС) распространены в природе и широко используются в технике. Изучением их обобщенной проводимости и других физико-механических свойств занимаются более ста лет [1]. Было использовано много методов, приемов исследования, полуэмпирических формул. В данной области отсутствует общий метод анализа физико-механических свойств. Не учитывается роль межгранульных поверхностных областей (МПО) и связанных с ними физических особенностей [2,3].

Объекты исследования - изготовленные из теллуридов висмута сурьмы, полупроводниковые чувствительные элементы (ПЧЭ) усталостной повреждаемости, будучи жестко установлены на элемент конструкции, искажают структуру своей решетки при наложении усталостной деформации ε. Эти искажения нелинейные и сильно сказываются на электронной подсистеме полупроводника (в данном случае ПЧЭ из теллуридов висмута - сурьмы), что фиксируется по аномально большому изменению его электрического сопротивления – R (ε).

Сложный спектр нагрузок приводит к сложному изменению структуры гетерогенного материала. Это отражается как на механическом импедансе конструкции (в нашем случае - это балка равного сечения, изготовленная из поликристаллического алюминиевого сплава (ПАС)), так и на сложном изменении электрического импеданса полупроводникового чувствительного элемента. В работе экспериментально исследована сложная динамика процесса усталостной повреждаемости в гетерогенном полупроводниковом материале.

В существующей литературе отсутствует алгоритм, позволяющий предсказать какого типа и как много микроструктур будут одновременно возникать в данных ПЧЭ и ПАС, после наложения n – циклов деформации. В данной работе впервые такой алгоритм разработан. Это потребовало использования ЭВМ для программной реализации измерения акустических и электрических импедансов соответственно, алюминиевых сплавов (АС) и гетерогенных полупроводниковых материалов (ГПМ) в процессе наложения необратимой циклической деформации. На этой основе предложены новые пути исследования структурных мутаций как АС так и ГПМ.

В работе применялся фазовый метод исследования гистерезисных состояний в гетерогенных средах, при наложении усталостной деформации, в котором использовались экспериментальные данные R (ε) ПЧЭ от величины ε, полученные с шагом $\Delta \varepsilon = 10\text{-}6$, при максимальном значении $\varepsilon = |2*10\text{-}3|$. Нами разработаны методы исследования изменения структуры и свойств ГПМ и указаны пути по реализации на этой основе нового метода определения тревожного состояния элемента конструкции. jahongirziyo@mail.ru

Литература

А.В. Нетушил. // Электричество. 1975. Т. 10. С. 1-8.
С.А. Азимов, С.Х. Шамирзаев, М.Х. Агзамова. // Гелиотехника. 1985. № 4. С. 31-34.
S.Kh. Shamirzaev. // IJF. 2002. V. 24. № 7. pp. 777-782.

ОПТОЭЛЕКТРОННАЯ ИНТЕГРАЛЬНАЯ СХЕМА ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ АНАЛОГОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ТРЕХБАРЬЕРНЫМ ФОТОДОДОМ

Зоирова Л.Х.
Нуратинский промышленно-горный колледж, Нурата, Республика Узбекистан

Известно, что широкое применение нашли устройства оптоэлектронные на основе излучателя и приемника оптических сигналов для создания различных систем, передачи оптической информации через волоконно-оптические, беспроводные линии связи. В них используется спектральный диапазон от ближнего инфракрасного (0.85 мкм) до 1.3-1.5 мкм, в соот-

ветствии с используемым оптическим волокном второго или третьего поколения. Здесь следует отметить, что в зависимости от используемого фотоприемника и его свойств существенно изменяются функциональные возможности электронных систем на их основе. При использовании биполярного транзистора, предоставляется возможность работать с большим уровнем оптического сигнала и с меньшим быстродействием. Для увеличения быстродействия системы приема оптической информации стали практиковать использование полевых транзисторов совместно с фотодиодом для волоконно-оптических линий связи. Проводятся исследования по использованию лабораторных образцов полевых фототранзисторов на основе арсенида галлия в фотонике. Для регистрации слабых оптических сигналов можно использовать универсальные двухбазовые и двухбарьерные фотодиоды с внутренним усилением. Их отличие состоит в том, что при обеих полярностях включения осуществляется ограничение инжекции носителей реализуется генерационный механизм формирования рабочего тока. В одном случае рабочим становится запираемый p-n-переход, а в другом n-m-переход. Последовательное соединение трех и двух переходов приводит к уменьшению обратного тока, а также общей емкости. В режиме запирания металлополупроводникового перехода оптический диапазон определяется преобладанием фоточувствительности в коротковолновой области спектра. В случае запирания p-n-перехода преимущественно спектральной чувствительностью гомо или гетероперехода. И таким образом, путем изменения полярности рабочего напряжения возможно изменение оптического рабочего диапазона. Проведенные исследования электрофизических и фотоэлектрических характеристик трехбарьерных фотодиодных структур на основе арсенидгаллиевых гетеослоев, а также сопоставительный анализ процессов модуляции базовых областей и образования фототоков показали, что они могут быть использованы в различных устройствах приема и передачи оптического сигнала. Так как они охватывают широкий оптический диапазон от 0.4 мкм до 1.6 мкм, а при смене освещаемой поверхности в зависимости от примесных уровней во взаимосвязи со свойствами запирающих барьеров появляется возможность управления фототоком, что обеспечивает их применение в оптоэлектронных схемах и волоконно-оптических устройствах.

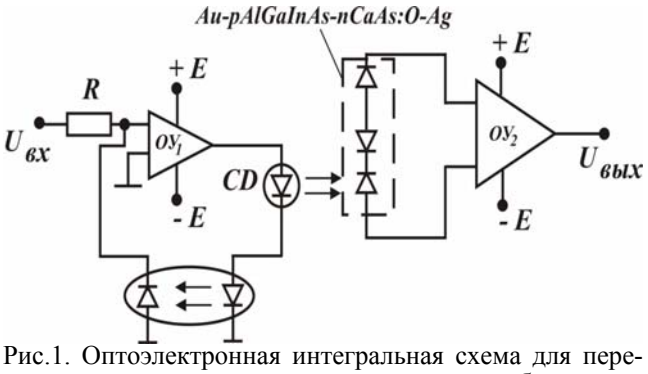


Рис.1. Оптоэлектронная интегральная схема для передачи аналоговых оптических сигналов с трехбарьерным фотодиодом

На рис.1. приведена оптоэлектронная интегральная схема для передачи оптических сигналов, где ко входу $U_{вх}$ подается аналоговый сигнал и с выхода операционного усилителя получают усиленный сигнал. Здесь светодиод в одном случае имеет УФ диапазон, а для усиления аналогового сигнала заменяется ИК светодиодом.

Это означает, что трехбарьерные фотодиодные структуры на основе арсенида галлия можно использовать для широкого применения в оптоэлектронных схемах, волоконно-оптических и беспроводных линиях связи.

e-mail: zoirova@mail.ru

Литература

1. Fundamentals of optical liber communications. Edited by M.K.Bamosci. Academic Press, inc. New York, 1976. p.230

2. Каримов А.В., Ёдгорова Д.М. Физические явления в арсенидгаллиевых структурах с микрослойным квазипериодическим переходом. Изд.Фан, Ташкент, 2005. С.115-117.

3. Арипов Х.К., Каримов А.В., Ёдгорова Д.М., Зоирова Л.Х., Абдулхаев О.А. Optic-electrical switches on the basis of modernized multifunctional photodiode structures. // 2-Интернациональная конференция по оптической и беспроводной связи 11-16 сентября 2006. -Ташкент, 2006. -С.56.

4. Таценко В., Шишов А. Системы со спектральным уплотнением каналов (системы WDM и DWDM) в волоконно-оптических системах передачи информации (ВОСПИ). Часть 2. Телеспутник-2 (100). Февраль 2004 г.

5. 5.Ушаков Н.М., Солоцкий А.Н., Выдуц В.Э., Петросян В.И. Внутреннее фотоусиление в планарных структурах с барьером Бардина на / Письма в ЖТФ. 1990. -Т.16. -вып.1. -С.17-21.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГРАФЕНОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ И СПОСОБОВ ПОЛУЧЕНИЯ

Ильясов Ф.К., Старов Д.В.
Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия

Кремний, наиболее распространенный электронный материал, имеет отличные электронные свойства, но не очень хорошие тепловые свойства. Было обнаружено, что графен имеет прекрасные теплопроводящие свойства в дополнение к уникальным электронным характеристикам [5]. Его теплопроводность (4840-5300 Вт/м·К [5, 7]) значительно выше, чем у изотопически чистого алмаза (3320Вт/м·К [4]) и однослойных углеродных нанотрубок (3500 Вт/м·К [1, 3, 10]). Первоначально графен, возможно, будет использоваться в некоторых специфических целях, таких как теплоизоляционные материалы, интерфейс для чипов, электродов в фотоэлектрических солнечных элементах [2].

В тоже время, было выявлено значительное снижение коэффициента теплопроводности с увеличением количества слоёв, но даже в случае свободного четырёхслойного графена он остаётся на уровне 1300 Вт/м·К. Тем не менее, наиболее вероятно, что при использовании графен будет находиться в контакте с другими материалами, вследствие чего значение коэффициента теплопроводности будет уменьшаться. В таких условиях однослойный графен показывает коэффициент теплопроводности около 600 Вт/м·К [6]. Впрочем, даже при совместном действии двух указанных неблагоприятных факторов графен будет иметь преимущество над медью (коэффициент теплопроводности тонкой медной плёнки – 250 Вт/м·К, а у никеля – 90 Вт/м·К).

Аномально высокая теплопроводность графена 5000 Вт/м·К. обусловлена его совершенной структурой с минимальным количеством дефектов. Механизм теплопроводности графена связан с распространением фононов, поэтому коэффициент теплопроводности определяется длиной пробега фонона, связанной либо с рассеянием на дефектах, либо с фонон-фононным взаимодействием. Если указанная длина пробега превышает размер образца, то имеет место баллистический перенос тепла, при котором фононы проскакивают сквозь графен, не испытывая рассеяния. Этому баллистическому механизму соответствует приведенный выше рекордный коэффициент теплопроводности [11].

В работе коэффициент теплопроводности определялся методом «Горячего Диска» на установке Hot Disk Thermal Conductivity Analyser TPS2500S.

Этот метод служит для нахождения значений коэффициента теплопроводности путем определения зависимости сопротивления от температуры. Коэффициент теплопроводности (К) может быть измерен для широкого диапазона температур (30К-1000К). Ошибка измерений: ± 2% [8, 9].

Система «горячего диска» работает по принципу размещения никелевого датчика, выполненного в форме тонкого диска, между двумя частями объект или материала, проходящими испытания.

Диск действует одновременно как источник тепла и как динамический датчик температуры. Постоянный электрический ток нагревает диск, и изменение температуры датчик регистрирует как функцию времени.

Полученные нами образцы, согласно данным рамановской спектроскопии, состояли из областей, в которых количество слоев варьировалось от 2-3 и более 14.

Известно, что графит состоит из графеновых слоев, отстоящих друг от друга на расстояние около 0.35 нм, при этом соседние слои оказывают огромное влияние на перенос фононов вдоль графенового слоя. Взаимодействие фононов с соседними слоями и с никелевой подложкой приводит к образованию дополнительного канала рассеяния, и соответственно к снижению коэффициента теплопроводности.

Наибольшим коэффициентом теплопроводности характеризовался образец №5 (d(Ni) = 150 нм, t = 15 мин.). Это объясняется малым числом слоев (2-3) и незначительной толщиной никелевой пленки.

Работа проведена в рамках реализации Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы научно-исследовательские работы по лоту «Проведение научных исследований коллективами под руководством приглашенных исследователей в области химии и новых материалов», номер ГК 02.740.11.5177.

E-mail: ilyasov@aspu.ru

Литература

1. Елецкий А.В. Транспортные свойства углеродных нанотрубок/ А.В. Елецкий // УФН.- 2009.- №179.- с. 225-242.

2. Образцов А.Н. Эффект двойного резонанса при комбинационном рассеянии света в нанографитных пленках/ А.Н. Образцов, Е.А. Образцова, А.А. Золотухин, А.В. Тюрнин // ЖЭТФ.- 2008.- Т. 133.- с. 654-662.

3. Фирсов А.А. Тонкие и ультратонкие пленки графита и их гальваномагнитные свойства/ А.А. Фирсов // Автореф. к.ф.-м.н.- Черноголовка.- 2006.- с.15.

4. Anthony T.R. Thermal diffusivity of isotopically enriched ^{12}C diamond/ T.R. Anthony et al.// Phys. Rev. B.- 1990.- V.42.- pp.1104-1111.

5. Balandin A. A., Ghosh S., Bao W., Calizo I., Teweldebrhan D., Miao F., and Lau C. N./ A.A. Balandin et al. // Superior Thermal Conductivity of Single-Layer Graphene // Nano Lett. – 2008. Vol. 8 (3). – pp. 902-907.

6. Geim A.K. The rise of grapheme/ A.K. Geim, K.S. Novoselov // Nature Mater.- 2007.- Vol. 6.- pp. 183-191.

7. Ghosh S. Dimensional crossover of thermal transport in few-layer graphene / S. Ghosh, W. Bao, D.L. Nika, S. Subrina, E.P. Pokatilov, C.N. Lau, A.A. Balandin // Nature Materials Letters.- 2010.- Vol. 9.- pp. 555-558.

8. Grüneis A. Tunable hybridization between electronic states of graphene and a metal surface / A.Grüneis, D.V. Vyalikh // Phys. Rev. B – 2008. – Vol. 77. – pp. 193401-193404.

9. Gustavsson M. Thermal conductivity, thermal diffusitvity and specific heat of thin samples from transient measurement with Hot Disk sensors / M. Gustavsson et al.// Rev. Sci. Instrum.- 1994.- V.65.- pp. 3856-3861.

10. Oshima C. Ultra-thin epitaxial films of graphite and hexagonal boron nitride on solid surfaces/ C. Oshima, A. Nagashima // J. Phys. C. - 1997. - Vol 9. – pp. 155-160.

11. Zhang Y. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphen/ Y. Zhang et al. // Nature.-2005.- V. 438.- pp. 201-204.

ПАДЕНИЕ РЕШЕТОЧНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В НАНОНИТЯХ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

Исакова К.Я., Кочемасов А.И.

Молдавский Государственный Университет, Кишинев, Молдова

Тепловой транспорт в наноразмерных структурах продолжает широко исследоваться по всему миру [1-4]. Осуществляется теоретический и экспериментальный поиск как материалов с низкой теплопроводностью для термоэлектрических применений [1-2], так и материалов с высокой теплопроводностью для применений в качестве каналов отвода тепла от горячих точек современных наночипов [3-4]. В данной работе мы теоретически показали, что фононный тепловой поток существенно снижается в кремниевых нанонитях с периодической модуляцией их поперечного сечения. Энергетический спектр фононов был получен в рамках пятипараметрической модели Борна-Кармана и модели гранецентрированной кубической решетки. Тепловой поток и теплопроводность в рассматриваемых нанонитях были найдены решением транспортного уравнения Больцмана в приближении времени релаксации, с учетом одномерной плотности фононных состояний и основных механизмов фононного рассеяния: трехфононных Umklapp процессов, рассеяние на границах и дефектах кристаллической решетки [2,5]. Модификация энергетического спектра фононов в модулированных нанонитях приводит к сильному падению их средней групповой скорости и, соответственно, понижению теплового потока в таких квантовых нитях по сравнению с обычными нанонитями постоянного сечения [5] (см. Рис.1). Этот эффект объясняется исключением из теплового транспорта фононных мод, локализованных в сегментах нанонитей переменного сечения. В результате, было показано, что тепловой поток в нанонитях из Si и Si/SiO_2 уменьшается в 3 – 7 раз по сравнению с потоком в нанонити постоянного сечения в широком температурном интервале 50-400 К (см. Рис. 1).

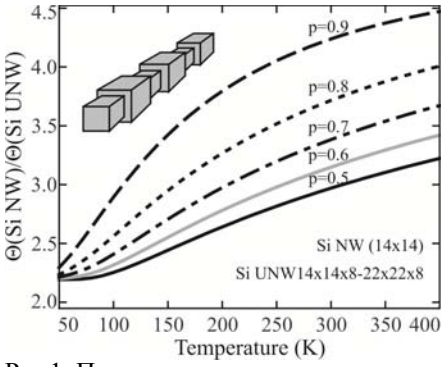


Рис.1: Падение теплового потока в кремниевой нанонити переменного сечения

Авторы выражают благодарность научному руководителю к.ф.-м. наук, доценту Д. Нике за полезные обсуждения и добавления. Авторы также благодарят Академию Наук Молдовы за финансовую поддержку исследований в рамках проекта для молодых ученых (2012 – 2013 г.).

E-mail: isacova.calina@gmail.com

Литература

1. Pernot, G. et al. 2010, 'Precise control of thermal conductivity at the nanoscale through individual phonon-scattering barriers', *Nature Materials,* vol. 9, p. 491.

2. Nika, D.L. et al. 2011, 'Reduction of lattice thermal conductivity in one-dimensional quantum-dot superlattices due to phonon filtering', *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 165415.

3. Gosh, S. et al. 2010, 'Dimensional crossover of thermal transport in few-layer graphene', *Nature Materials*, vol.9, p.555.

4. Balandin, A.A. 2011, 'Thermal properties of graphene and nanostructured carbon', *Nature Materials,* vol. 10, p. 569.

5. Nika, D.L.,Cocemasov, A.I., Isacova, C.I., Balandin, A.A., Fomin, V.M., Schmidt, O.G. 2012 'Suppression of phonon heat conduction in cross-section modulated nanowires' (under consideration in Phys. Rev. B).

НАПРАВЛЕНИЯ УЛУЧШЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ АНАЛИЗА ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Камбарова Ж.Т., Тусупбекова А.К.

Карагандинский гос. университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

В настоящее время имеется множество методов электронной спектроскопии для анализа поверхности твердых тел. Для удовлетворения технологических потребностей постоянно создаются новые методики и приборы. Для целей энергоанализа потоков заряженных частиц чаще всего применялись электростатические приборы с геометрией следующих полей и их суперпозиций: сферическое поле, цилиндрическое поле, гиперболическое поле, однородное поле и т.д. [8]. Важной деталью экспериментальной схемы является энергоанализатор–устройство, позволяющее определять плотность тока заряженных частиц с энергиями в выбранном интервале от E до E+ΔE [1].

В настоящей работе выделены три направления улучшения корпускулярно-оптических характеристик электростатических приборов.

Первым направлением улучшения работы средств энергоанализа является модификация отклоняющего поля путем изменения формы внешнего электрода цилиндрического зеркала (ЦЗ). ЦЗ получило самое большое распространение, став базовым элементом в большинстве электронных спектрометров. ЦЗ обладает рядом преимуществ, таких как высокое энергетическое разрешение, простота конструкции и т.д. Его работа основана на фокусирующем и диспергирующем действии поля в пространстве между двумя коаксиальными цилиндрическими электродами на пучок заряженных частиц. Детально теория и возможность практического применения ЦЗ исследована группой ученых под руководством профессора Зашквары В.В [6].

Ваннбергом [11] был предложен электростатический энергоанализатор с полем, близким к цилиндрическому, рассмотрен случай угловой фокусировки пучков различной энергии вблизи поверхности внутреннего цилиндрического электрода. Фокальная поверхность в таком анализаторе для случая фокусировки на внутренний цилиндрический электрод имеет форму, близкую к цилиндрической.

Впервые предложен и классифицирован В.В. Зашкварой и Н.Н. Тындык в работах [7, 12] новый класс потенциальных полей, названными мультипольно-цилиндрическими полями (МЦП). МЦП формируются с помощью суперпозиции цилиндрического электростатического поля и кругового мультиполя различных вкладов. Поле создается в пространст-

ве между двумя осесимметричными коаксиальными электродами, внутренний из которых цилиндр находится под потенциалом земли, а внешний электрод с криволинейным профилем под потенциалом, одноименном заряду частиц в поле.

В работе [3] предложен новый подход к синтезу энергоанализаторов, основанный на обратных задачах механики. В результате был предложен двумерный энергоанализатор "Тутанхамон" с идеальной фокусировкой по углу в плоскости симметрии и необычайно высокой дисперсией, в десятки раз превосходящей все традиционные системы.

На базе обратных задач в сочетании с разработкой новых базисных рядов для электростатических полей предложен и рассчитан ряд модификаций осесимметричных энергоанализаторов, значительно превосходящих известное ЦЗ [4]. Этот класс квазиконических систем уже занял прочное место в практике аналитического приборостроения.

Вторым направлением улучшения работы спектрометров является использование дополнительного электронно-оптического элемента (линзы, зеркала). В статье [5] представлена двухкаскадная система, состоящая из последовательно расположенных зеркал – цилиндрического и сферического типов. Система обеспечивает фокусировку второго порядка по углу расходимости пучка заряженных частиц.

Авторы [10] предложили ввести в ЦЗ коаксиальный цилиндрический электрод, расположив его между внутренним и внешним цилиндрами. Соответствующим выбором величины отношений радиусов цилиндров и потенциалов на них добиваются устранения угловой аберрации третьего порядка, что по сравнению с общепринятым ЦЗ приводит к значительному повышению светосилы прибора при равном разрешении.

В работе [2] разработана схема энергоанализатора, комбинированного из последовательно расположенных гиперболического и цилиндрического зеркал. В режиме фокусировки первого порядка, система характеризуется наличием значительных по абсолютной величине коэффициентов угловой и линейной дисперсий по энергии.

Третье направление усовершенствования систем энергоанализа заключается в математической обработке выходных сигналов, снятых с электронного спектрометра. В работе [9] впервые выведена универсальная интегральная связь между выходным сигналом электронного спектрометра и истинным спектром исследуемого источника. Разработанные алгоритмы восстановления спектров имеют большое практическое значение при работе с современными спектрометрами.

Таким образом, усовершенствование электронно-оптических систем для анализа потоков заряженных частиц осуществляется, во-первых, посредством расчета новых и модернизации существующих приборов. Во-вторых, развивается математическая идеология обработки выходных сигналов. При этом порядок улучшения электронно-оптических параметров сравним по величине с первым случаем, который в технологическом плане более трудоемкий.

E-mail: kambarova@bk.ru

Литература

1. Афанасьев В.П. Электронная и ионная спектроскопия твердых тел // Соросовский Образовательный Журнал. 1999. Т.5. No. 2. С.110-116.

2. Ашимбаева Б.У., Чокин К.Ш., Асылбекова С.Н., Саулебеков А.О. Энергоанализатор на основе комбинированных электростатических полей // Прикладная физика. 2011. No. 5. С.127.

3. Голиков Ю.К. Способ расчета энергоанализаторов с плоскостью симметрии // Материалы II Всесоюзной конференции по масс-спектроскопии. Ленинград, 1975.

4. Голиков Ю.К., Холин Н.А., Шорина Т.А. Теория и практика квазиконических энергоанализаторов // Научное приоростроение. 2009. Т. 19. No. 2. С. 13-24.

5. Зашквара В.В., Верменичев Б.М., Ноеренчук А.Н. Электростатический анализатор для спектроскопии с энергоугловым разрешением // Жур.тех.физики. М., 1990. Т.60. No. 4. С.201-202.

6. Зашквара В.В., Корсунский М.И., Космачёв О.С. Фокусирующие свойства электростатического зеркала с цилиндрическим полем // Жур.тех.физ. М., 1966. Т.36. С.132-138.

7. Зашквара В.В., Тындык Н.Н. Осесимметричные электростатические мультиполи, их приложение // Жур.тех.физики. М., 1991. Т.61. No. 4. С.148-157.

8. Козлов И.Г. Методы энергетического анализа электронных потоков. М., 1971.

9. Марциновский И.А. Энергетические спектры высокодисперсионных электронных спектрометров. Автореф. дисс. … канд.физ.-мат.наук. Санкт – Петербург, 2011.

10. Fransen W. Tnaffe J. Theory of modified cylindrical mirror electron spectrometer due of third-order aberration // J Phys. E: Sci. In strum. 1980. Vol. 13. P. 719-723.

11. Wannberg B. An electrostatic mirror spectrometer with coaxial electrodes for multi-detector operation // Nuclear Instrum & Methods. 1973. Vol.107. P.549-556.

12. Zashkvara V.V., Tyndyk N.N. Electrostatic axially symmetric multipole in deflector-type analyzers // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, 1992. A313. P. 315-327.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МЕРА НАНОМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Каменков И.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одной из основных задач современной метрологии является разработка рабочего эталона на базе приборов нанометрового диапазона с интерференционными и другими датчиками перемещений, а также разработка комплекса параметрических мер для калибровки приборов нанометрового диапазона, и для передачи размера единицы длины в нанометровом диапазоне от первичного эталона к рабочему. Сегодня государственный первичный эталон метра воспроизводит размер этой единицы в длинах световых волн гелий-неонового лазера с погрешностью не более 10^{-9} м. При измерениях в нанометровом диапазоне такой эталон не годен.

Основная цель настоящей работы – создание устройства, способного точно передать единицу длины в 1 нм, который можно привязать к стандартной метровой шкале. Возникает задача разработки новых методов калибровки таких приборов как атомно-силовой микроскоп (АСМ).

Для проверки возможности создания прибора для калибровки АСМ в моей работе использовалась пьезокерамическая пластина ЦТС, на поверхность которой сверху и снизу были нанесены два электрода. На поверхность одного из электродов наносился слой слюды. На один из них подавалось периодическое напряжение, сигнал имел форму меандра, другой служил заземлением. Далее проводились измерения скачков пластины под действием переменного напряжения. На рисунке 1 представлено изображение полученное в результате сканирования.

На базе данной динамической меры, осуществив ее калибровку с помощью интерферометра, представляется возможным создание рабочего эталона в 1 нанометр, а также устройства для калибровки АСМ в процессе сканирования.

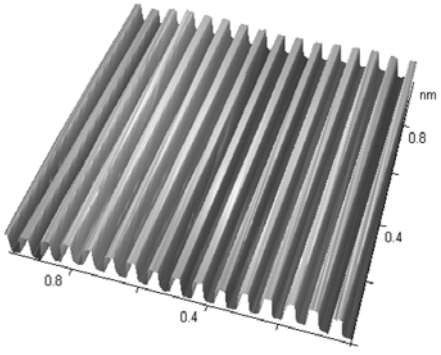


Рис.1 Трехмерное изображение полученной поверхности

kamenkov@physics.msu.ru

Литература

1. Струков Б.А., Леванюк А.П. «Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах», 1983

2. ГОСТ Р 8.630 2007

3. Новиков Ю.А., Озерин Ю.В., Плотников Ю.И., Раков А.В., Тодуа П.А. «Нанометрология линейных измерений в Атомно-силовой микроскопии»

4. Миронов В.Л., «Основы сканирующей зондовой микроскопии», 2004

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНА В СЦИНТИЛЛЯТОРАХ

Киркин Р.В.[1], Васильев А.Н.[2]

[1] *МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,*
[2]*НИИЯФ им. Д.В. Скобельцина, Москва, Россия*

0 возбуждений. В качестве модели использовалась неподвижная дырка и электрон с начальной кинетической энергией меньше ширины запрещенной зоны. Для простоты предполагалось, что электрон взаимодействует только с продольными фононами, и количество ветвей оптических фононов – одна или две. Электрон, рассеиваясь на продольных оптических и акустических фононах, теряет тем самым энергию и может быть захвачен полем неподвижной дырки с образованием экситонного состояния.

Один из эффектов - это захват электрона из так называемого горячего состояния. Классическая модель Онсагера связывания электрона с дыркой в экситон предполагает, что электрон захватывается из термализованного состояния. В данной работе показано, что эта модель значительно недооценивает выход экситонов в случае относительно высоких энергий продольных оптических фононов, так как не учитывает возможность захвата из состояния, когда электрон еще не успел термализоваться до характерных энергий теплового движения.

Второй эффект связан с наличием нескольких ветвей продольных оптических фононов в исследуемом материале. В работе показано, что в этом случае ускоряется релаксация электронов, и, в итоге, вероятность захвата электрона существенно выше, когда присутствуют две ветви оптических фононов по сравнению со случаем с одной ветви.

Данные оценки позволяют обосновать перспективность разработки сцинтилляционных кристаллов сложного состава, у которых эффективность и практические характеристики оказываются в ряде случаев выше, чем, например, у бинарных кристаллов.

Литература

1. Bizarri G., Moses W.W., Singh J., Vasil'ev A.N., and Williams R.T., "An analytical model of nonproportional scintillator light yield in terms of recombination rates," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, pp. 044507, 2009.

2. Payne S.A., Cherepy N.J., Hull G., Valentine J.D., Moses W.W., et al., "Nonproportionality of scintillator detectors: theory and experiment," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-56, pp. 2506–2512, 2009.

3. Payne S.A., Moses W.W., Sheets S., Ahle L., Cherepy N.J., et al., "Nonproportionality of scintillator detectors: theory and experiment II," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-58, pp. 3392–3402, 2011.

4. Jaffe J.E., "Energy and length scales in scintillator nonproportionality," Nucl. Instr. Meth., vol. A-580, pp. 1378–1382, 2007.

5. Gao F., Xie Y., Kerisit S., Campbell L.W. and Weber W.J., "Yield, variance and spatial distribution of electron–hole pairs in CsI," Nucl. Instr. Meth., vol. A-652, pp. 564–567, 2011.

6. Khodyuk V., Rodnyi P.A., and Dorenbos P., "Nonproportional scintillation response of NaI:Tl to low energy x-ray photons and electrons," J.Appl. Phys., vol. 107, pp. 113513 – 113513-8, 2010.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ АТОМНОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЁНОК ЛИНЕЙНО-ЦЕПОЧЕЧНОГО УГЛЕРОДА

Коробова Ю.Г.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последнее десятилетие идёт интенсивный поиск новых материалов для создания наноэлектронных устройств. В этой области углеродные материалы имеют большой потенциал и широко исследуются [1,2]. В качестве подобных объектов можно предложить углеродные цепочки или их конгломераты, которые можно рассматривать как ансамбли квантовых нитей. Подобная плёночная структура была получена в 1990е годы на физическом факультете МГУ. На основе анализа экспериментальных данных была предложена модель структуры углеродных плёнок: они многослойные и каждый слой состоит из изогнутых линейных углеродных атомных цепочек, плотно упакованных в гексагональную решетку, расстояние между цепочками составляет от 0.490 до 0.503нм [3]. Данные плёнки обладают анизотропии свойств электронной проводимости: проведённые исследования показали, что отношение вертикальной проводимости к горизонтальной составило порядка 10^5 [3]. Это открывает перспективу использования таких плёнок для создания активных элементов для наноэлектроники, поскольку параллельно поверхности они являются диэлектриками, в то время как в направлении вдоль цепочек имеет место баллистическая квантовая проводимость [3]. Таким образом, поскольку ориентированные углеродные плёнки обладают необычными структурными и электронными свойствами необходимо провести более детальное теоретическое исследование их структуры и свойств, чтобы найти оптимальный путь их применения.

В настоящей работе проведено исследование из первых принципов атомной, электронной и зарядовой структуры ориентированных углеродных плёнок методами теории

функционала электронной [4], с помощью программного пакета VASP (Vienna ab-initio simulation package) [5].

Для исследования атомной структуры ориентированных углеродных плёнок была рассмотрена описанная выше экспериментальная модель структуры плёнок. Начальное расстояние между атомами углерода в цепочках в составе плёнок было взято 1.28Å, что соответствует кумуленовому типу связи между атомами углерода (=C=C=C=). Во всех расчётах на основании экспериментальных данных [6] были использованы линейные фрагменты изогнутых углеродных цепочек по 8 атомов углерода. Была проведена серия расчётов атомной структуры плёнки при изменении расстояния между цепочками в её составе. В результате получена свободная энергия плёнки как функция межцепочечного расстояния. По результатам расчёта плёнка с расстоянием между цепочками ~3.0Å обладает минимальной энергией, что совпадает с результатами, полученными Беленковым и Мавринским для структуры идеального карбина [16], состоящего из прямых гексагонально упакованных углеродных, но идёт в разрез с экспериментальными данными исследования ориентированных углеродных плёнок, которые дают межцепочечное расстояние ~5.0Å [3]. Поэтому было выдвинуто предположение, что структурная модель плёнок не полна, и было решено применить полученные нами ранее результаты по формированию изгибов в отдельных углеродных цепочках, показывающие, что для формирования стабильных изгибов углеродных цепочек к атому углерода на изгибе должен быть присоединён атом примеси [7] (Рис.1).

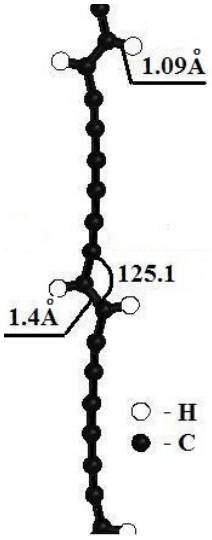


Рис.1. Стабилизация изгибов углеродной цепочки за счёт присоединения атомов водорода

Следовательно, была проведена новая серия расчётов, в которой структурная модель ориентированной углеродной плёнки была изменена: к каждому атому углерода на изгибе цепочек в составе плёнок был присоединён атом примеси. В качестве примеси был выбран водород, поскольку его присутствие не могло быть обнаружено теми экспериментальными методиками, которые ранее использовались для исследования структуры плёнки [3] и, следовательно, не противоречит экспериментальным данным. Основываясь на методе осаждения данных плёнок [3], можно сделать вывод, что некоторое количество водорода обязательно присутствует в камере во время синтеза плёнок. В рамках новой модели минимумом свободной энергии обладает углеродная плёнка, в которой расстояния между цепочками составляет 5.0Å. Таким образом, результаты расчёта великолепно согласуются с описанными выше экспериментальными данными [3], вследствие чего структурная модель ориентированных углеродных плёнок должна быть изменена и дополнена атомами водорода, стабилизирующими изгиб углеродных цепочек. Углеродные цепочки в линейных фрагментах имеют полииновый тип связи (−C≡C−C≡). Кроме того, цепочки в линейных фрагментах не строго прямые, а коррелировано дугообразно искривлены. Была оценена энергия связи между цепочками в составе плёнки: E_B=0.41эВ. Таким образом, можно сделать вывод, что взаимодействие между цепочками в плёнке сильнее ван дер-Ваальсового (как правило, менее 0.08эВ), но слабее химического. Проведённое исследование распределения заряда вдоль цепочек в составе плёнок показало, что заряд перетекает из области изгиба в линейные фрагменты и в области атома водорода составляет 0.8e, в то время как вблизи атома углерода 6.2e. Таким образом, в области атомов водорода образуется небольшой положительный заряд, что может привести к кулоновскому отталкиванию между цепочками в плёнке.

Основываясь на полученных данных, можно предложить следующий механизм стабилизации структуры плёнок. Углерод и водород образуют сильную химическую связь, формируя изгиб углеродной цепочки. Углеродные атомы в соседних цепочках взаимодействуют между собой, вследствие чего углеродные цепочки притягиваются друг к другу, стремясь сойтись на расстояние 3Å, которое является наиболее предпочтительным для беспримесного карбина. С другой стороны, заряд из области атома водорода перетекает к атому углерода, поскольку электроотрицательность углерода выше, чем водорода. Поэтому на каждом изгибе углеродной цепочки будет располагаться положительно заряженный ион водорода. Эти заряды вынуждают цепочки отталкиваться друг от друга в связи с куло-

новским взаимодействием. Таким образом, эти два разнонаправленных процесса приводят к тому, что имеет место некоторое равновесное состояние, при котором оптимальным расстоянием между цепочками в плёнке является ~5.0 Å.

Исследование электронной структуры прямых и изогнутых углеродных цепочек (отдельных и в составе плёнок) показало, что формирование изгиба за счёт примеси водорода приводит к образованию запрещённой зоны вблизи энергии Ферми шириной шириной E_g^{chain}=0.56 эВ для отдельных цепочек и E_g^{film}=0.43 эВ для плёнок.

E-mail: korobovajg@yandex.ru

Литература

1. P. Avouris, J. Appenzeller, R. Martel, J.Shalom, Wind proceedings of the IEEE, **91**, 11(2003).

2. H. Santos, L.Chico, L.Brey, Phys. Rev. Lett., **103**, 086801 (2009).

3. Franco Cataldo, Polyynes Synthesis, Properties, and Aplications, CRC Press Taylor &Francis Group, 2006, (V.G. Babaev, M.B. Guseva, N.D. Novikov, V.V. Khvostov et al., p. 219).

4. W. Kohn. Rev. Mod. Phys. **71**, 1253(1999)

5. G. Kresse, J. Furthmuller, Phys. Rev. B **54**, 11169(1996).

6. Yu. Kudryavtsev, S. Evsyukov, M. Guseva, V. Babaev et al., Russian Chemical Bulletin, 42, 399(1993)

7. Ю.Г. Коробова, Д.И. Бажанов, Письма в ЖЭТФ, **93(**11), 730(2011)

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР $Al_2O_3/SiO/Al_2O_3/SiO…Si$ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Коюда Д.А.

Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия

В данной работе проведены исследования многослойных нанопериодических структур $Al_2O_3/SiO/Al_2O_3/SiO…Si$ при помощи спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES - X-ray Absorption Near Edge Structure).

Экспериментальные образцы были получены методом последовательного нанесения слоев SiO и Al_2O_3 на монокристаллические пластины кремния Si (100). Толщины слоев Al_2O_3 во всех партиях образцов составляли порядка 5 нм, тогда как слои SiO варьировались от 4 до 10 нм, число периодов равно 9. Были проведены отжиги исследуемых структур при температурах 500, 700 , 900 и 1100 °C. Экспериментальные рентгеновские спектры XANES вблизи L краев поглощения Si и Al были получены на канале Mark V Grasshopper синхротрона SRC (Synchrotron Radiation Center) Университета Висконсин - Мэдисон, штат Висконсин, г. Стоутон, США. Глубина информативного слоя при получении указанных спектров составляла ~ 5 нм. Вакуум в экспериментальной камере спектрометра составлял 10^{-10} Торр.

Сравнение эталонных Si $L_{2,3}$ спектров XANES и спектров 18 нм пленок SiO со спектрами исследованных структур позволяет говорить о наличии элементарного кремния в нанослоях, составляющих МНС. При этом увеличение относительной интенсивности края поглощения 100-104 эВ с ростом температуры говорит об увеличения вклада "элементарного" кремния в формирование спектров XANES нанослоев МНС при термических отжигах. Факт наблюдения этой спектральной особенности, а также отсутствие в ней тонкой структуры, свойственной кристаллическому кремнию, указывает на возможное формирование нанокластеров Si в слоях оксида кремния.

Приведенные Al $L_{2,3}$ спектры поглощения МНС также показывают существенные изменения в структуре прослойки оксида алюминия при увеличении температуры отжига (Рис. 1*b*). При температурах отжига 900 °C и 1100 °C наблюдается появление дополнительного максимума в районе 78,3 эВ, что указывает на существенные изменения в локальном окружении атомов алюминия прослойки и который, согласно [2] соответствуют по своему энергетическому положению алюмосиликату silimanite s-Al_2SiO_5. Однако еще при 700 °C в спектре поглощения появляется другой дополнительный максимум при энергии фото-

нов, равной 79,2 эВ, что также говорит о перестройке электронной структуры слоев оксида алюминия при отжигах МНС. Кроме того увеличение относительной интенсивности пика на 79,7 эВ и его уширение (Рис. 1b), также согласно [2] говорят об увеличении вероятности образования алюмосиликатов с ростом температуры отжига структуры МНС.

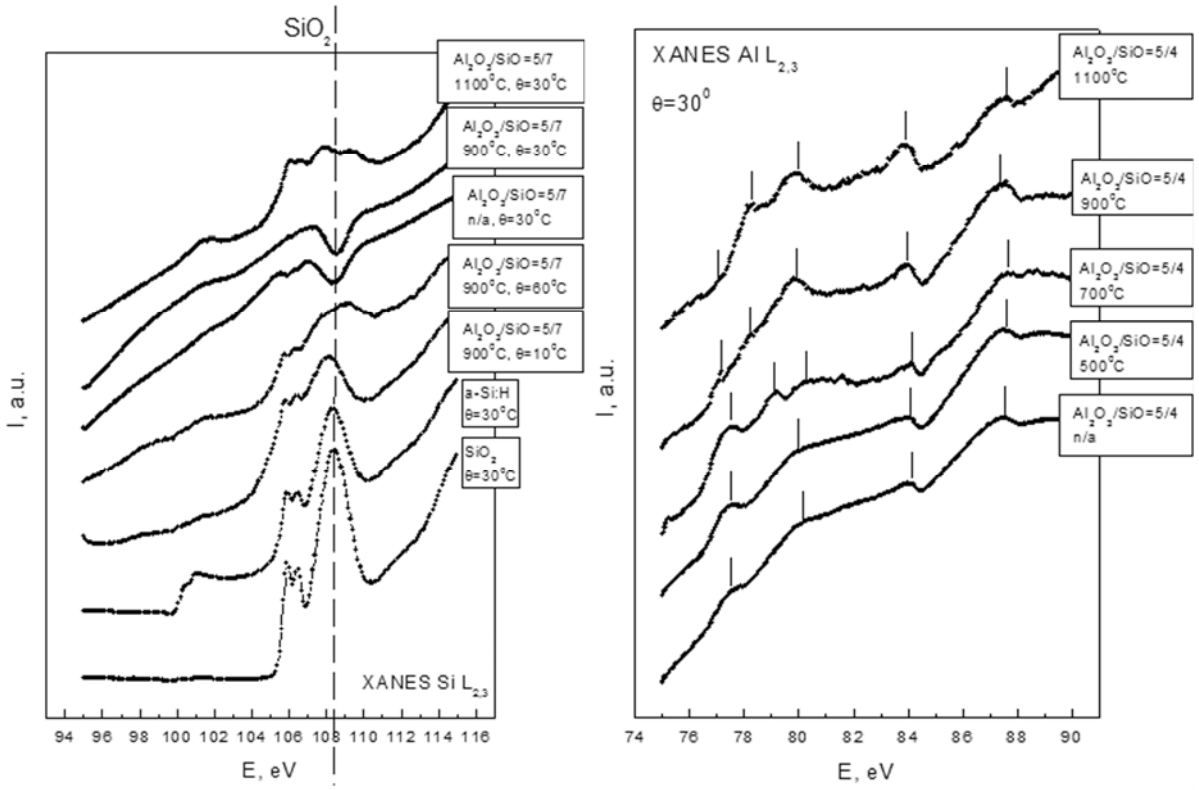


Рис. 1. a: Si $L_{2,3}$ спектры XANES для 40 нм пленки SiO_2, a-Si:H и МНС с соотношением толщин Al_2O_3/SiO=5/7 при различных углах съемки. b: Al $L_{2,3}$ спектры XANES МНС с соотношением толщин слоев Al_2O_3/SiO=5/4 при различных температурах отжига.

В работе показано возможное формирование нанокластеров кремния в поверхностных слоях МНС при их высокотемпературном отжиге, в то же время продемонстрировано возможное образование алюмосиликатов. Обнаружены эффекты аномального обращения интенсивности спектров XANES при взаимодействии синхротронного излучения (СИ) со слоистой структурой МНС.

Автор работы выражает благодарность своему научному руководителю Турищеву Сергею Юрьевичу за помощь в проведении эксперимента и интерпретации полученных результатов.

E-mail: fizzdi@mail.ru

Литература

1. Lyakhovskaya I. I. Multilayer-coated mirrors for the ultrasoft x-ray range / I. I. Lyakhovskaya, A. S . Shulakov and Yu. P. Pershin // J Optics. 1992, v. 23, p. 237-239.

2. Weigel C. High-resolution Al L2,3-edge x-ray absorption near edge structure spectra of Al-containing crystals and glasses: coordination number and bonding information from edge components / C. Weigel, G. Calas, L. Cormier, L. Galoisy and G.S. Henderson // J. Phys.: Condens. Matter. 2008, v. 20, p. 135219.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК СИСТЕМЫ Fe-Zr-N МЕТОДОМ КОНВЕРСИОННОЙ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Кривенков М.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Пленочные материалы широко используются в технике, в том числе в устройствах высокочастотной высокоплотной магнитной записи. Условия применения налагают на материал

высокие требования по отношению к магнитным свойствам и износостойкости одновременно. Удовлетворить этим требованиям могут нанокомпозиты в виде дисперсно-упрочненного α-Fe.

В настоящей работе рассматриваются вопросы структуры и фазового состава пленок Fe-Zr-N, полученных методом высокочастотного реактивного магнетронного напыления [1] на подложку из жаропрочного стекла. Состав пленок варьировался по содержанию циркония(3-10%) и азота(6-10%). Исследование проводилось с помощью конверсионной мессбауэровской спектроскопии с регистрацией рентгеновского резонансного излучения, а также рентгеновского дифракционного анализа и микроскопии. В силу особенностей исследуемого объекта: большая толщина подложки ~ 2мм при толщине самой пленки порядка 1 мкм, съемка мессбауэровского спектра в геометрии на пропускание гамма-излучения становится невозможной. Поэтому был использован метод конверсионной мессбауэровской спектроскопии в геометрии обратного рассеяния. Этот тонкий метод позволяет определять различные интерметаллические фазы, образующиеся при напылении, с точностью до 1%.

В работе было обнаружено неравномерное распределение по толщине пленки образующихся фаз, которое существенным образом зависит от исходной концентрации циркония и азота.

E-mail: krivenkov@physics.msu.ru

Литература

1..Шефтель Е.Н, Кесарева П.К., Усманова Г.Ш., Утицких С.И., Перов Н.С., Иноуе Е.М., Фуджикава Р.. “Влияние условий магнетронного напыления и последующего отжига на структуру и магнитные свойства пленок $Fe_{97-x}Zr_3N_x$” //Физика металлов и металловедение, 2008, том 106, № 1, С. 1-9.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ.

Куркина И.И.

Северо-восточный федеральный университет им. М.К. Амосова, Якутск, Россия

Графен является самым тонким материалом, известным на сегодняшний день. Он состоит из слоя атомов углерода, соединенных в гексагональную двумерную кристаллическую решетку из правильных шестиугольников. Несмотря на химическую простоту и минимально возможную толщину в один атом, графен, как материал, исключительно прочен. Он обладает высокой теплопроводностью и электропроводностью, имеет огромную подвижность носителей заряда при комнатной температуре и оптическую прозрачность, которая не имеет сравнений. Все эти уникальные качества графена делают его основным кандидатом для изготовления электроники следующего поколения: более мощной, быстрой и потребляющей меньшее количество энергии.

Целью работы является исследование графеновых пленок методом комбинационного рассеяния и атомно-силовым микроскопом.

Графеновые пленки были получены электростатическим осаждением [1] высокоориентированного пиролитического графита на подложку кремния с окисным слоем толщиной 300 нм. Эта толщина выбрана с учетом того, что при ней можно визуально наблюдать графеновые пленки.

Исследования графеновых пленок проводились на установке «Нанолаборатория Интегра Спектра», которая представляет собой комбинированную систему, включающую в себя атомно-силовой микроскоп (АСМ) и спектрометр комбинационного рассеяния.

На рисунке 1 представлено изображение графеновой пленки, полученное с помощью атомно-силового микроскопа.

По контрасту цветов на рисунке 1 можно сделать вывод, что графеновая пленка неоднородной толщины. Была измерена разность высот (рис. 2) графеновой пленки вдоль полосы в черном квадрате на рис.1, которая оказалась равной 8 нм. Из величины перепада высоты была сделана оценка количества графеновых слоев, оказалось, что количество слоев менялось от 4 до 16 слоев.

Спектры комбинационного рассеяния многослойных и однослойных графеновых пленок приведены на рисунке 3. Для многослойного графена, как и для графита, пик 2D в несколько раз меньше величины пика G (рис.3. снизу). Для однослойного графена, наоборот, пик 2D больше пика G (рис.3. сверху).

На рисунке 4 представлено изменение ширины линии 2D, где однослойный графен показан однородным серым цветом в центре (сверху). Размеры однослойного графена приблизительно равны 2×2 мкм. Распределение спектрального положения центра масс показано на рисунке 4 (снизу).

Выражаю благодарность за помощь в исследовании Смагуловой С.А. и Попову В.И.

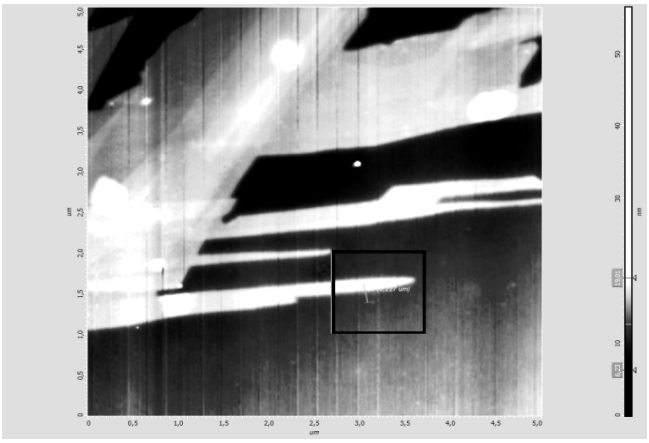


Рис.1 Графеновые пленки, полученные электростатическим осаждением пиролитического графита на подложку Si/SiO_2

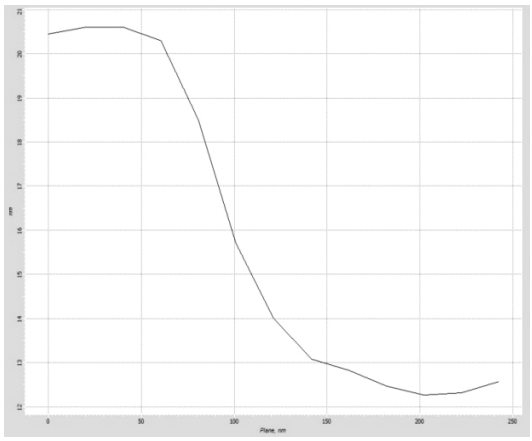


Рис. 2 Разность высот графеновой пленки на оксиде кремния вдоль полосы в черном квадрате на рис.1. с длиной 0,227 микрон

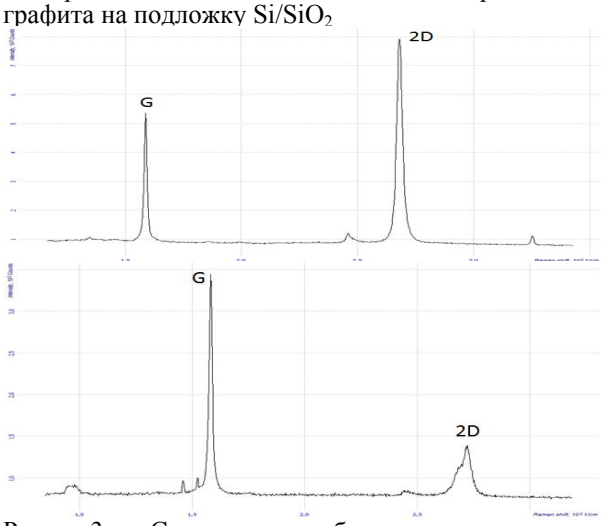


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния однослойного графена (сверху), многослойного графена (снизу)

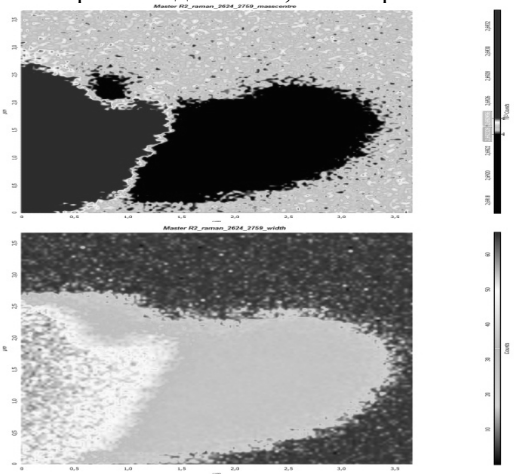


Рис. 4. Изменение ширины пика 2D. Однослойный графен показан однородным серым цветом в центре (сверху). Распределение спектрально го положения центра масс (снизу)

E-mail: volkiraly@mail.ru

Литература

N. Sidorov, M. M. Yazdanpanah, R. Jalilian, P. J. Ouseph, R. W. Cohn and G. U. Sumanasekera, Electrostatic deposition of graphene// Nanotechnology 18 (2007) 135301 (4pp).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛЕГИРОВАНИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДИОКСИДА ТИТАНА АТОМАМИ АЗОТА НА ЕГО ПАРАМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Ле Н.Т.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Повышенный интерес к диоксиду титана (TiO_2) стал проявляться во всех областях человеческой деятельности. Так, после установления его высокой фотокаталитической активности, перспективно его применение в качестве материала для создания фильтрующих систем. [1,2]. Диоксид титана участвует в реакциях разложения органических соединений и обладает способностью окислять токсичные газы.

TiO_2 является широкозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны $E_g \approx 3{,}2$ эВ. Для генерации электрон-дырочных пар необходимо ультрафиолетовое излучение, что ограничивает использование солнечного света в устройствах с TiO_2. Для уменьшения ширины запрещенной зоны диоксид титана модифицируют неметаллами: C, N, S [3,4]. Такого рода модификация открывает возможности использования большей части солнечного спектра для фотокатализа в диоксиде титана.

Из литературы известно, что образцы TiO_2, легированные азотом, перспективны для фотокатализа [5, 6]. В данной работе проведено изучение влияния легирования азотом на парамагнитные центры в структуре диоксида титана.

Из-за наличия в образцах легированного диоксида титана парамагнитных центров, их исследование проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - X-диапазон, чувствительность 5×10^{10} спин/Гс) при температуре 295К. Также представляет интерес изучение ЭПР спектров при низких температурах.

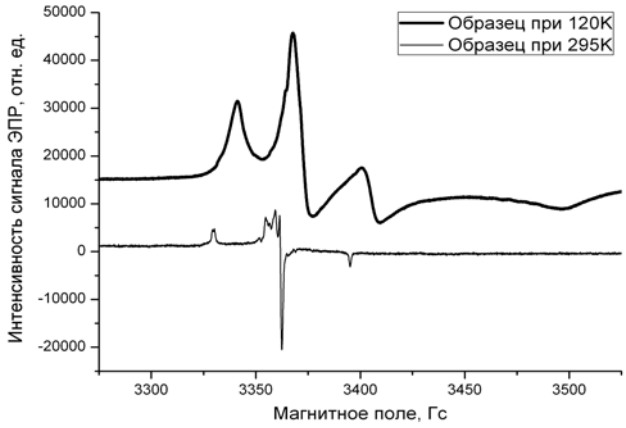


Рис. 2. Спектры ЭПР одного из образцов, легированного атомами азота при температурах 120К и 295К соответственно

Исследуемые в работе образцы легированного атомами азота диоксида титана были получены методом золь-гель технологии. Средний размер нанокристаллов в образцах по данным электронной микроскопии составлял 10 нм. Площадь их удельной поверхности составляла 120 $м^2/г$. Концентрация атомов азота N в легированных образцах варьировалась путем изменения начальных соотношений в приготавливаемом растворе (N/Ti).

Методом ЭПР была исследована природа парамагнитных центров в TiO_2. Обнаружено, что легирование чистого образца TiO_2 атомами азота N приводит к появлению новых сигналов ЭПР. Установлено, что основным типом парамагнитных центров на поверхности нанокристаллического диоксида титана, легированного азотом, являются N• радикалы (Рис.1, Спектр ЭПР образца при 295К) и NO• радикалы (Рис.1, Спектр ЭПР образца при 120К). Также из анализа ЭПР-спектров можно предположить, что в исследуемых образцах атомы азота могут находиться как узлах решетки, замещая кислород, так и в междоузельном положении. Обнаружено, что при освещении новых парамагнитных центров не образуется. Изменение концентрации парамагнитных центров в циклах темнота – освещение - темнота во всех типах исследованных образцов носило обратимый характер, что может быть обусловлено их перезарядкой. Зафиксирован рост концентрации N• и NO• радикалов в исследуемых образцах с увеличением содержания легирующей примеси в растворе при синтезе образцов.

E-mail: lenickola@physics.msu.ru

Литература

1. Kokorin A. I., Poznyak S. K., Kulak A. I. / Electroanalytical chemistry 442 (2), 99 (1998)

2. D.F. Ollis, H. Al-Ekabi. (Eds.): Photocatalytic Purification and Treatment of Water and Air // Amsterdam: Elsevier . Elsevier, Amsterdam (1993)

3. C. Lettmann, K. Hildenbrand, H. Kisch, W. Macyk, W.F. Maier / Applied Catalysis B: Environmental 32, 215 (2001).

4. R. Asahi, T. Morikawa, T. Ohwaki, A. Aoki, Y. Taga / Science 293, 269 (2001).

5. Livraghi S., Votta A., Paganini M.C., Giamello E. The nature of paramagnetic species in nitrogen doped TiO_2 active in visible light photocatalysis // Chem.Comm. 498-500 (2005)

6. Claudia L. Bianchi, Giuseppe Cappelletti, Silvia Ardizzone, Stefano Gialanella, Alberto Naldoni, Cesare Oliva, Carlo Pirola. N-doped TiO_2 from $TiCl_3$ for photodegradation of air pollutants // v. 144, p. 31-36, Catalysis Today (2009)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ SiC-AlN МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО СПЕКАНИЯ

Магомедова Д. К., Сафаралалиев Г.К., Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Магомедова З.С.
Дагестанский Государственный Университет

Одним из существенных характеристик в методе электроимпульсного спекания, является сопротивление спекаемой заготовки [1]. Для получения высокоплотных керамических материалов на основе карбида кремния требуется максимально интенсивное воздействие на прессуемый порошковый материал.

Для установления оптимальной температуры, при которой необходимо провести процесс электроимпульсного спекания были определены зависимости удельного сопротивления прессованных заготовок от температуры [2]. Было установлено, что в температурном диапазоне от 30^0C до 180^0C с интервалом 30^0C при постоянных значениях давления прессования, массы, плотности и состава порошка SiC-AlN удельное сопротивление меняется незначительно (0,3-3·10^6 Ом). От 30°C до 120°C оно практически не меняется, а при увеличении температуры от 120°C до 180 °C сопротивление растет почти на порядок.

Для увеличения проводимости заготовки пресс-форма нагревается до 400 ^{0}C и имеет следующие параметры: площадь сечения – 1 см^2, высота – 4 см. В качестве катализаторов процесса спекания применяли оксид иттрия и углеродные наночастицы (фуллерены) до 1,5 % вес. порошка до 400°C его сопротивление падает (рис 1).

djaanet@list.ru

Литература

1. Райченко А.И. Основы процесса спекания порошков пропусканием электрического тока. – М.: Металлургия, 1987. – 128 с.
2. Прихна Т.А., Сербенюк Т.Б., Фресенко И.П. Теплопроводность керамики, полученной свободным спеканием.//Породоразрушающий и металлообрабатывающий инструмент – техника и технология его изготовления и применения.- 2008.- Вып. 11.– С. 411 – 414

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В КРИСТАЛЛАХ АТГС

Магомедова З.С., Садыков С.А.
Дагестанский Государственный Университет

Индуцированная переполяризацией электролюминесценция является одним из методов изучения механизмов изменения доменной структуры сегнетоэлектриков и связанных с этим механизмом особенностей внутреннего экранирования.[1] В работе проведены исследования временных зависимостей интенсивности $I_{изл}$ и энергии $E_{изл}$ электролюминесценции и их связь с интегральными характеристиками переключения поляризации (временем $t_п$, током $i_п$ и динамическим коэрцитивным полем E'_c) кристаллов ТГС при воздействии однополярных импульсов напряжения с регулируемой скоростью нарастания $\dot{E}$ = 1-20 кВ/(мм·мкс). Исследовались номинально чистые кристаллы ТГС, выращенные методом пересыщения в сегнетоэлектрической области температур, а также кристаллы ТГС, выращенные ниже T_c из раствора, содержащего 20% L, α-аланина (АТГС). [2]

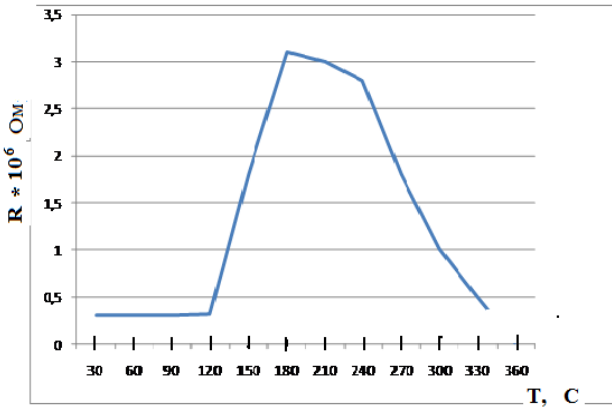


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления порошковой засыпки

Установлено, что пороговое поле переключения (динамическое коэрцитивное поле E'_c), при котором начинается интенсивная трансформация доменной структуры, является возрастающей функцией скорости нарастания поля. Свечение ТГС возникает на всех стадиях переключения поляризации, с разной интенсивностью, причем у неотожженных

образцов по сравнению с отожженными наблюдается заметное отставание начала переключения поляризации несмотря на то, что поле в образце превышает порогового значения E_c' Интенсивность люминесценции $I_{изл}$ возрастает с увеличением $\dot{E}$ и достигает максимума на завершающей стадии переключения, как это имеет место в импульсных полях прямоугольной формы.

Униполярность переключения АТГС сохраняется в сильных быстронарастающих электрических полях, т.е. имеет место возвращение кристалла в исходное состояние после снятия внешнего электрического поля. Компонента внутреннего поля E_α, связанная с наличием нереверсируемых внешним полем молекул L-α- аланина, достигает более 10 кВ/см. При воздействии импульсного электрического поля в естественно униполярном направлении ток переключения не наблюдается, не наблюдается и свечение кристалла. Однако последующее воздействие переключающего импульса напряжения приводит к значительному увеличением как максимума тока и плотности заряда переключения, так и энергетического выхода свечения. Таким образом, наблюдается эффект увеличения числа доменных стенок, дающих вклад в энергетический выход кристалла АТГС, после предварительного воздействия импульсного электрического поля в естественно униполярном направлении. Временные характеристики переполяризации, и соответственно, электролюминесценции при этом не изменяются.

Kally333@mail.ru

Литература

1. Садыков С.А., Агаларов А.Ш., Процесс переполяризации сегнетокерамики в быстронарастающем электрическом поле //Письма в ЖТФ -1990 - т 16 Вып 17 - С 32-34

2. Садыков С.А, Агаларов А.Ш., Каллаев С.Н. Электролюминесценция кристаллов АТГС в быстронарастающем электрическом поле // Сб тр Меж Конф «Фаз переходы, Крит и нелин явления в конд средах», Махачкала, 2124 ноября 2005, - С 184-187

СПЕКТРЫ ФОТООТРАЖЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ РАЗЛИЧНОЙ ГЛУБИНЫ

Мещанкин А.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Гетероструктуры с квантовыми ямами на основе InGaAs представляют собой основу современных приборов электроники. Их используют в качестве каналов полевых транзисторов, областей формирования излучения в светодиодах и лазерах. Основная особенность такого рода структур – появление эффектов размерного квантования электронов и дырок в области квантовой ямы [2].

Для бесконтактной диагностики энергетического спектра электронов и дырок в квантовых ямах полупроводниковых гетероструктур используют методы люминесценции, возбуждения люминесценции, спектроскопии поглощения, а также методы модуляционной спектроскопии [3].

В настоящей работе методом спектроскопии фотоотражения исследованы шесть образцов гетероструктур с квантовыми ямами различной глубины на основе гетеропары InGaAs/InGaAsP. В гетеропаре состав слоев InGaAs и InGaAsP формировался таким образом, чтобы периоды их кристаллических решеток совпадали.

Работа проводилась на экспериментальной установке с использованием двойного монохроматора, что позволило уменьшить неконтролируемый разогрев исследуемых образцов и, связанный с фотогенерацией носителей, изгиб зон. Это дало возможность провести регистрацию спектров фотоотражения с минимальным воздействием зондирующего и модулирующего излучения на образцы [1].

В спектрах фотоотражения обнаружены группы спектральных линий в областях энергий 1.2-1.4 эВ . Первая группа связана с межзонными переходами в области квантовой ямы InGaAs, вторая группа – с барьерами InGaAsP, третья группа – с подложкой GaAs. Установлено, что в спектрах фотоотражения структур с квантовыми ямами

большей глубины наблюдается большее число линий, связанных с межзонными переходами [4,5]. Нами наблюдались спектры с числом линий равных 6 и 3.

В спектре фотоотражения одного из образцов данные линии, связанные с межзонными переходами в области квантовой ямы, смазаны. Это указывает на невысокое качество гетерограниц в яме.

Email: meschankin.andrey@physics.msu.ru

Литература

1. Авакянц Л.П., Боков П.Ю., Червяков А.В., «Автоматизированная установка для регистрации спектров фотоотражения с использованием двойного монохроматора» Журнал технической физики, 2005, том 75, вып. 10(стр 66-68)

2. Федоров А.В. «Физика и технология гетероструктур, оптика квантовых наноструктур» ИТМО, Санкт-Петербург 2009.

3. Херман М. «Полупроводниковые сверхрешетки» Мир, 1989.

4. Aspens D.E. «Third – derivative modulation spectroscopy with low – field electroference» Surf. Science. Vol. 37, p. 418 (1973).

5. Misiewicz J., Sitarek P., Sek G., Kudrawiec R. «Semiconductor hetorostructures and device structures investigated by photoreflectance spectroscopy» Materials science, Vol. 21, № 3, 2003

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ ОТ ПЛОЩАДИ

Надеждин А.И.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одним из способов преобразования солнечной энергии в электрическую является использование органических полимеров как основы для активного слоя. Существенным преимуществом полимеров является их малый вес, гибкость и полупрозрачность. Несмотря на то, что органическая фотовольтаика является перспективным направлением, на сегодняшний день она уступает существующим технологиям изготовления солнечных фотоэлементов (СФЭ) из неорганических материалов. Проблемой этой развивающейся технологии является малый КПД.

Исследования последнего времени показывают, что при увеличении площади органических солнечных фотоэлементов (СФЭ) их КПД значительно снижается [1]. Это ограничивает возможность использования органических СФЭ в солнечной энергетике. В частности это ограничивает использование так называемого рулонного метода нанесения активного слоя на подложку. Одной из причин уменьшения КПД является относительно большая величина поверхностного сопротивления прозрачного электрода, по которому течет ток органического СФЭ. В рамках данной работы разработана модель, которая учитывает поверхностное сопротивление прозрачного электрода, и, тем самым, расширяет развытые ранее модели огранических СФЭ. На основе данной модели произведен численный расчет вольтамперных характеристик (ВАХ) органического СФЭ в зависимости от его площади. Расчеты выполнены в рамках недавно разработанной модели объемного гетероперехода органического СФЭ[2]. Было показано существенное уменьшение фактора заполнения ВАХ с увеличением площади фотоэлемента, так при поверхностном сопротивлении R=15 Ом/кв. фактор заполнения падал с 57% до 37%. при увеличении площади ОСФЭ с 1 до 5см^2. Показано, что уменьшение освещаемой площади по сравнению к общей площади органического СФЭ также приводит к уменьшению напряжения холостого хода. В докладе проанализированы другие эффекты, связанные с поверхностным сопротивлением электродов. Обсуждается запланированное экспериментальное исследование для сопоставления с разработанной моделью.

E–mail: nadezhdin@physics.msu.ru

Литература

1. Assaf Manor, Eugene A. Katz, Thomas Tromholt, Baruch Hirsch, and Frederik C. Krebs *Origin of size effect on efficiency of organic photovoltaics* // Journal of Applied Physics, 2011, v. 109

2. Trukhanov V.A., Bruevich V.V., and. Paraschuk D.Yu *Effect of doping on performance of organic solar cells* // Phys. Rev. B, 2011, v. 84

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ИЗЛУЧЕНИЕМ НАНОМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА СТРУКТУР ТИПА КРЕМНИЙ-НА-ИЗОЛЯТОРЕ

Нестеров Д.Н.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Методами ультрамягкой рентгеновской спектроскопии поглощения и эмиссии и рентгеновской дифракции проведено исследование структур типа кремний-на-изоляторе (КНИ) как с растянутым слоем кремния, так и с нормальным.

С использованием синхротронного излучения накопительного кольца SRC (Synchrotron Radiation Center, Университет Висконсин Мэдисон, Стоутон, США) были зарегистрированы спектры ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения XANES (X-ray absorption near edge structure) Вблизи $L_{2,3}$ края кремния. На лабораторном приборе РСМ-500 были зарегистрированы ультрамягкие рентгеновские спектры Si $L_{2,3}$ эмиссионные спектры USXES (Ultrasoft X-ray emission spectra). Также были получены данные о параметрах решетки кремния методом рентгеновской дифракции на лабораторном приборе ДРОН-4-07 с кобальтовым анодом.

При регистрации спектров XANES аппаратурное уширение составляло 0,05 эВ, глубина анализа ~ 5 нм. При регистрации спектров USXES аппаратурное уширение было около 0,2 эВ, глубина анализа ~ 60 нм. Спектры XANES дают информацию о распределении локальной парциальной плотности состояний вблизи дна зоны проводимости, в то время как спектры USXES дают ту же информацию вблизи потолка валентной зоны.

Для растянутого кремния рентгеновская дифракция показала уменьшение параметра решетки в направлении перпендикулярном плоскости подложки, а рентгеновская эмиссионная по расстоянию между максимумами плотности состояний L_2' и L_1 в валентной зоне обнаруживает растяжение слоя кремния в латеральном направлении.

Синхротронные исследования тонкой структуры Si L2,3 – спектра поглощения (XANES) выше края Ec показали, что в случае растянутого кремния наблюдается небольшой сдвиг в сторону больших энергий связи первых от Ec особенностей плотности состояний (точки Δ и L1) в зоне проводимости. Ранее такой сдвиг наблюдался в напряженных структурах Si/Si1-xGex. [1] Кроме того в случае растянутого кремния нами впервые обнаружен «хвост» плотности состояний ниже Ec, простирающийся вглубь запрещенной зоны.

Синхротронные исследования КНИ – структур при углах скольжения $< 21^o$ обнаруживают образование стоячих рентгеновских волн с $\lambda \sim$ 12-20 нм как в случае растянутого слоя кремния [2], так и нормального. При этом изменение угла скольжения на 2^o приводит к смене максимума поля на поверхности структуры на минимум интенсивности.

Работа выполнена при поддержке федеральной целевой программы “Научные и педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы. и частично – на The Synchrotron Radiation Center, University Of Wisconsin-Madison, который поддерживается NSF грант To. DMR-0537588.

E-mail: diman-fizik89@rambler.ru

Литература

1. Euaruksakul C., Himpsel and etc F.J.., Phys. Rev. B, 80, 115323 (2009)

2. Домашевская Э.П., Терехов В.А., Турищев С.Ю., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2011, №2, с. 42-50

УСТАЛОСТНЫЕ СВОЙСТВА ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ В ОБЛАСТИ СВЕРХ МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ

Никитин А.Д.[1], Никитин А.Д.[2], Шанявский А.А.[3]
[1]«МАТИ»-Российский Государственный Технологический Университет, Москва, [2] Université Paris-10 OUEST Nanttere La Defense, Paris, France, [3]Государственный Центр Безопасности Полетов на Воздушном Транспорте, Москва

В настоящее время, благодаря высокой удельной прочности, низкому коэффициенту теплового расширения и ряду других полезных свойств, титановые сплавы стали основным конструкционным материалом современной авиационной промышленности. Сплавы, обладающие α -структурой демонстрируют хорошую свариваемость, что делает возможным использовать их для изготовления сварных деталей сложной формы. Двухфазные титановые сплавы системы $\alpha + \beta$ обладают значительной жаропрочностью, что определяет их применение для производства деталей, длительно работающих при высоких температурах. В частности, двухфазные титановые сплавы используют для изготовления дисков и лопаток турбин авиационных двигателей. В силу специфики условий эксплуатации этих деталей, материал, применяемый для их производства, работает в условиях циклического нагружения. Для современных авиационных двигателей показано, что существуют детали, которые за время гарантийной эксплуатации способны нарабатывают до 10^{10} циклов нагружения [1]. Проектирование таких элементов зачастую основано на предположении о существовании предела усталости материала, которые предполагает бесконечную долговечность материала, в случае эксплуатации материала при напряжении, не превосходящем указанный предел. Однако, по данным исследований, проведенных японскими учеными, материалы демонстрируют непрерывное снижение усталостной прочности при повышении количества циклов нагружения. Таким образом, становится ясным, почему именно механизмы усталостного разрушения становятся основной причиной выхода из строя лопаток и в меньшей степени дисков авиационных двигателей. Подобная проблема существует и в современной автомобильной промышленности (до 10^8 циклов наработки) и в железнодорожной промышленности, для двигателей скоростных поездов (до 10^9 циклов нагружения). Таким образом, возникает проблема исследования материала в новой области – сверх многоцикловой усталости - с доведением количества циклов нагружения до $10^8 - 10^{10}$ циклов. Однако, при использовании классических методов исследования, с частотой нагружения до 50-100 Гц, эта задача оказывается невыполнимой в силу неоправданно высоких затрат энергии, а главным образом времени. Так, для проведения одного эксперимента с частотой 100 Гц при доведении количества циклов до 10^{10}, требуется более трех лет. Для получения достаточной статистики только по одному материалу потребуются десятки лет исследований, что является неэффективным, экономически невыгодным, а с учетом постоянной разработки современных материалов совершенно бесполезным. Единственным выходом в данной ситуации является снижение затрат времени на эксперимент. В ряде зарубежных стран, таких как Франция, Япония, США и многих других, используются установки, позволяющие проводить нагружение, с высокой частотой (до 30 000 нагружений в секунду). В Германии такие исследования являются сертифицированными для проведения исследований материалов, использующихся для производства вертолетов. В рамках настоящей работы, были проведены исследования на усталость в области сверхмногоцикловой усталости российского титанового сплава ВТ3-1 в лаборатории LEME (Франция). 21 гладкий цилиндрический образец корсетной формы были исследованы с коэффициентом асимметрии цикла R=-1 и частотой 20 кГц. Как было показано советскими учеными, существенного влияния на усталостную прочность титановых сплавов повышение частоты нагружения не оказывает в случае исключения разогрева материала. В лаборатории во Франции применяются экспериментальные установки, позволяющие обеспечивать непрерывное охлаждение рабочей части образца и запись показаний температуры. Повышение частоты нагружения до 20 кГц позволяет существенно сократить время эксперимента и получить впервые данные об усталостной прочности титанового сплава ВТ3-1 на базе до 10^{10} циклов.[2] Полученные данные показывают непрерывное снижение усталостной прочности материала по мере увеличения базы испытаний. Различие в величине предела усталости от-

вечающего долговечности 10^7 циклов и долговечности 10^{10} составляет практически 80 МПа. После доведения образца до разрушения, поверхность излома изучается при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Данные фрактографического анализа показали различия в механизмах зарождения усталостной трещины. Общей закономерностью разрушения на безе более 10^8 циклов является смена локализации очага зарождения. По мере снижения рабочего напряжения, область зарождения трещины все чаще локализуется во внутренних объемах материала. Более детальное исследование поверхности излома позволило показать, что очагами зарождения усталостной трещины в титановом сплаве ВТ3-1 могут выступать: границы зерен, супер-зерна, несовершенства материала вызванные перераспределением легирующих элементов при производстве.[3]

E-mail: nikitinmsu@yandex.ru

Литература

1. Шанявский А.А. Безопасное усталостное разрушение элементов авиаконструкций. – Уфа: «Монография». 2003. 803с.

2. Claude Bathias, Paul C.Paris Gigacycle Fatigue in Mechanical practice. - Book Title: Gigacycle Fatigue in Mechanical Practice. Contributors: Claude Bathias - author, Paul C.Paris - author. Publisher: Marcel Dekker. Place of Publication: New York. Publication Year: 2005. Page Number: 143c.

3. Шанявский А.А.,Григорьев В.М. Синергетика и усталостное разрушение металлов (под.ред. В.С.Ивановой). – М.:Наука, 1989.-С.87-98.

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО РЕЗОНАНСА НА РАВНОВЕСНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ

Нухов А.К.

Дагестанский государственный университет, физический факультет, Махачкала, Россия

В недавней нашей работе [1] было показано, что учёт локальной геометрии поверхности в классической теории спиновых волн приводит к затуханию спиновых волн. И далее [2] были даны оценка времени поверхностной релаксации спиновых волн, условия резонансного поглощения спиновых волн поверхностью и образования энергетической щели с дополнительными верхними и нижними частотами, обусловленной непосредственным взаимодействием поверхности со спиновыми волнами системы.

Проиллюстрируем сказанное выше некоторыми выражениями для термодинамических потенциалов, показывающих возможное влияние поверхностного резонанса на равновесные свойства системы. Для простоты, рассмотрим только дельтообразный поверхностный резонанс, когда в частотном спектре резонансное уширение $\Delta = \hbar \cdot \Delta\omega_1 \to 0$. В случае отсутствия внешнего магнитного поля и исчезающе малой магнитной анизотропии, когда средняя тепловая энергия значительно больше энергии системы в «лоренцевом» поле ($k_B T >> 2\pi g \mu_B I_0$), термодинамический потенциал ферромагнонного газа равен:

$$\Omega(T,0;\delta) = \frac{V(k_B T)^{5/2}}{6\pi^2(\hbar\xi)^{3/2}} \int_0^\infty \frac{x^{3/2}dx}{exp(x-\delta)-1}, \quad (1)$$

где $\xi = 4Ag\mu_B / \hbar I_0 d$, $\delta = \Delta / k_B T$.

В предположении дельтообразного уширения интеграл в (1) вычисляем и аппроксимируем следующим образом:

$$\widetilde{I}(\delta) = -\frac{2}{5}\delta^{5/2} \cdot \sum_0^\infty \left[\exp(-k\delta) \cdot M\left(\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, k\delta\right) + \exp(k,\delta) \cdot M\left(\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, k\delta\right)\right] + \quad (2)$$

$$+ \Gamma(5/2) \cdot \sum_{k=1}^\infty k^{-1} \exp(k,\delta) \approx \Gamma(5/2) \cdot \varsigma(5/2) - \frac{4}{5}\delta^{5/2} \cdot S(\delta)$$

обозначая сумму $S(\delta) = \sum_{k=1}^{\infty} exp(-k\delta/2) \cdot ch(k\delta/2)$.

В (2) использованы обозначения специальных функций: $\Gamma(x), \zeta(x)$ и $M(a,b,x)$ для гамма функции, дзета-функции Римана и вырожденной гипергеометрической функции Куммера. Подставив (2) в (1), найдём необходимые выражения для теплоёмкости и намагниченности ферромагнитного образца в наиболее общем здесь случае, когда $\Delta = \Delta(T,h)$, где h - напряжённость внешнего магнитного поля. Для теплоёмкости имеем:

$$C_V(T,0;\Delta) = \frac{15}{32}\frac{\varsigma(5/2)}{\pi^{3/2}}\frac{Vk_B}{d^3}\left(\frac{T}{\Theta}\right)^{3/2} - \frac{4VT}{30\pi^2 k_B^{3/2}\Theta^{3/2}d^3}\times$$
$$\times\left\{\frac{15}{4}\Delta^{1/2}(T,h)\left(\frac{\partial\Delta(T,h)}{\partial T}\right)^2 S(\delta) + + \frac{5}{2}\Delta^{3/2}(T,h)\times\right.$$
$$\left.\times\left(S(\delta)\frac{\partial^2\Delta(T,h)}{\partial T^2} + 2\frac{\partial\Delta(T,h)}{\partial T}\frac{\partial S(\delta)}{\partial T}\right) + \Delta^{5/2}\frac{\partial^2 S(\delta)}{\partial T^2}\right\} \approx \quad (3)$$
$$\approx a_1 T^{3/2} - a_2 T\left(\frac{15}{4}\Delta^{1/2}\left(\frac{\partial\Delta}{\partial T}\right)^2 + \frac{5}{2}\Delta^{3/2}\frac{\partial^2\Delta}{\partial T^2}\right)$$

причём, последнее равенство в (3) написано в приближении, в котором

$|S(\delta)| \le (1-exp(-\delta/2))^{-1} \sim 1$ при $\delta << 1$. Аналогично для самопроизвольной намагниченности

$$I_s(T) = I_0 \cdot (1 - b_1 T^{3/2} + b_2(\delta)\cdot\Delta^{3/2}), \quad (4)$$

с коэффициентами b, соответственно равными:

$$b_1 = \frac{\varsigma(3/2)}{8\pi^{3/2}\cdot\Theta^{3/2}},\ b_2 = \frac{S(\delta)}{3\pi^2\cdot(k_B\Theta)^{3/2}}. \quad (5)$$

Как и следовало ожидать, наличие щели в спектре приводит к снижению температурной зависимости теплоёмкости газа ферромагнонов и увеличению его намагниченности, что является следствием общего снижения энергии спиновых волн в условиях поверхностного резонанса.

nukhov1984@mail.ru

Литература

1. Нухов А.К., Мусаев Г.М., Казбеков К.К., ВМУ. Серия **3,** Физика. Астрономия, 2011, № 5, с. 8-12.

2. Нухов А.К.. Спин-волновое затухание в низкоразмерных магнетиках при низких температурах. Материалы XVIII международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «ЛОМОНОСОВ», Москва, 2011, С.30.

ДЕГРАДАЦИЯ АВТОЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ НАНОГРАФИТНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ ОСТАТОЧНЫХ ГАЗОВ

Обронов И.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В работе исследованы нанографитные пленки, представляющие собой массивы наноразмерных кристаллитов графита, расположенные перпендикулярно поверхности кремниевой подложки. Пленки были получены методом плазмохимического осаждения из смеси метана и водорода. Графитные кристаллиты, составляющие пленку, типично имеют длину и высоту в пределах 1-3 мкм и толщину 5-10 нм. В представленной работе нанграфитные пленки были подвержены интенсивной ионной бомбардировке, происходящей в процессе автоэлектронной эмиссии в условиях высокого значения давления остаточных газов и при высоком значении автоэмиссионного тока. В результате такого воздействия было обнаружено значительное изменение автоэмиссионных характеристик пленок. В частности, наблюдалось изменение значения порогового поля эмиссии с 2 В/мкм до 6 В/мкм, а также существенное снижение плотности автоэмиссионных центров. Однако исследование структуры поверхности методами сканирующей электронной микроскопии и комби-

национного рассеяния света не выявили значительных структурных и морфологических изменений в нанографитных пленках. В данной работе обсуждаются возможные механизмы, ответственные за наблюдаемые изменения в эмиссионных свойствах.

E–mail: obronov@physics.msu.ru

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЙ СИНТЕЗ НАНОЧАСТИЦ Au-Ag ИЗ ЖИДКОЙ ФАЗЫ

Поволоцкая А.В., Поволоцкий А.В., Маньшина А.А
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время метод лазерного осаждения металла из раствора электролита был успешно реализован для осаждения таких металлов как медь (Cu), золото (Au), палладий (Pd), никель (Ni) и т.д. на различные типы диэлектриков и полупроводников (Si, Ge, GaAs, полимеры и т.д.) [1-2]. Но вопрос о синтезе данным методом наночастиц, состоящих из сплавов, никогда не ставился.

Данная работа направлен на разработку принципиально нового метода лазерно-индуцированного синтеза Au-Ag наночастиц из растворов гетерометаллических комплексов как в объеме этих растворов, так и на поверхности диэлектрических подложек. Особенностью метода является его фотолитический (нетермический) принцип активации реакции восстановления металлов из металлоорганических комплексов. Осаждение производилось из металлоорганического комплекса, $[\{Au_8Ag_{10}(C_2Ph)_{16}\}\{(PhC_2Au)_2PPh_2(C_6H_4)_3PPh_2\}_2]^{2+}$[3]. Возможность изменения соотношения Au-Ag в исходном растворе позволяет менять состав получаемых металлических структур.

Метод лазерно-индуцированного синтеза Au-Ag наночастиц из раствора металлоорганических комплексов перспективен для использования нелинейных свойств наночастиц, таких как поверхностно усиленное комбинационное рассеяния света (КРС) и плазмонный резонанс. Разрабатываемый лазерно-индуцированный метод должен обеспечить возможность синтеза наночастиц со следующими параметрами: состав наночастиц – золото и серебро; средний размер наночастиц в диапазоне 10-20 нм; отклонение по размеру не более 30%.

Предполагаемым механизмом синтеза является фотолитическая (нетермическая) инициация реакции восстановления металлов из молекул гетерометаллических комплексов при помощи лазерного излучения. На основе экспериментальных данных построена теоретическая модель, описывающая цепочку процессов, ведущих от поглощения фотонов супрамолекулами металлоорганических комплексов до формирования металлических наночастиц.

E -mail: ava2005@mail.ru

Литература

1. Manshina A.A., Povolotskiy A.V., Ivanova T.Yu., Kurochkin A.V., Tver'yanovich Yu.S., Kim D., Kim M., Kwon S.C. (2007) "Laser-assisted metal deposition from $CuSO_4$-based electrolyte solution" // Las. Pys. Lett. 4**,** 163.

2. Manshina A.A., Povolotskiy A.V., Ivanova T.Yu., Kurochkin A.V., Tver'yanovich Yu.S., Kim D., Kim M., Kwon S.C. (2007) "$CuCl_2$-based liquid electrolyte precursor for laser-induced metal deposition" // Las. Pys. Lett. 4, 242.

3. Koshevoy I.O., Lin Y.C., Karttunen A.J., Haukka M., Chou P.T., Tunik S.P., Pakkanen T.A. (2009) "An intensely and oxygen independent phosphorescent gold(I)–silver(I) complex: ‘‘trapping’’ an Au8Ag10 oligomer by two gold-alkynyl-diphosphine molecules" Chem.Comm. 47, 2860-2862.

4. Koshevoy I.O., Karttunen A.J., Tunik S.P., Haukka M., Selivanov S.I., Melnikov A.S., Serdobintsev P.Y., Pakkanen T.A. (2009) "Synthesis, Characterization, Photophysical, and Theoretical Studies of Supramolecular Gold(I)-Silver(I) Alkynyl-Phosphine Complexes" Organometallics 28, 1369–1376.

ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ ЯДРО/ОБОЛОЧКА/ОБОЛОЧКА ИЗ ZnS/InP/ZnSe

Погосян Р.Г.

Российско-Армянский (Славянский) государственный университет, Ереван, Армения

Манипулируя формой и размерами КТ, можно управлять энергетическим спектром одноэлектронных, примесных, экситонных, многоэлектронных состояний, образующихся в них [1]. В последнее десятилетие были реализованы т.н. ядро/оболочка, а также ядро/оболочка/ оболочка КТ, где носители могут быть локализованы как в самом ядре, так и в оболочке [2]. В представляемой работе в рамках вариационного метода рассмотрены одноэлектронные примесные состояния в нанооболочке из InP, в предположении, что в центре ядра КТ находится водородоподобная примесь, вычислена энергия основного примесного состояния.

При теоретическом описании процессов, имеющих место в КТ, возникает необходимость правильного моделирования потенциала ограничения КТ. С одной стороны, необходимо учитывать геометрию рассматриваемого образца, а с другой – физико-химические свойства как самой КТ, так и окружающей ее среды. Оба эти фактора являются очень важными при построении соответствующего гамильтониана изучаемой системы. При этом, если геометрией КТ определяется симметрия гамильтониана, то физико-химические характеристики КТ и окружающей среды формируют профиль и высоту ограничивающего потенциала (см. напр. [3]).

Как следует из рис. 1, в КТ типа ZnSe/InP/ZnS возникают локализованные состояния носителей в оболочке из InP. В простейшем приближении ограничиваюший потенциал такой системы можно предложить в рамках модели прямоугольного ограничивающего потенциала (рис. 1, пунктирная линия). Однако, учет методов получения структуры, а также наличие примесей приводит к более реалистичному выбору ограничивающего потенциала [3]. Выбранный потенциал имеет вид

$$V(r) = \alpha r^2 + \frac{\beta}{r^2} - 2\sqrt{\alpha\beta}\,. \qquad (1)$$

где α и β коэффициенты, обуславливающие профиль ограничения. На рис.1 данный потенциал изображен сплошной кривой.

С учетом кулоновского поля гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta_r + V(r) - \frac{e^2}{\varepsilon r} \qquad ,(2)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость, m^* – эффективная масса электрона.

Радиальное уравнение Шредингера будет иметь вид

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - V(r) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{e^2}{\varepsilon r}\right)R(r) = 0\,. \qquad (3)$$

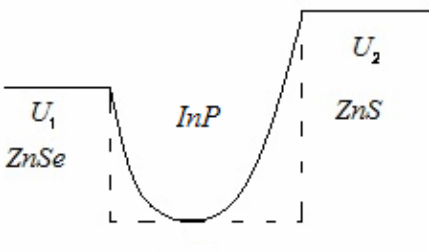


Рис. 1. Энергетическая диаграма слоистой КТ и вид ограничивающего потенциала

Решение уравнения (3) будем искать вариационным методом. Учитывая вид волновой функции беспримесной задачи пробную волновую функцию основного примесного состояния ищем в виде (см. напр. [4])

$$R_0(r) = N_0 e^{-\frac{1}{2}tr^2} t^s r^{2s} e^{-\lambda r}\,, \qquad (4)$$

где λ – вариационный параметр, $t = \sqrt{2m^*\alpha}/\hbar$, s – положительная величина, а N_0 – постоянная, которая определяется из условия нормировки.

Энергию основного состояния системы найдем из условия минимизации интеграла

$$\int R_0(r)\,\hat{H}\,R_0(r)dV \qquad (5)$$

Учитывая вид волновой функции (4), для интеграла (5) получим следующее выражение

$$\varepsilon(\lambda_0) = -A_1(\lambda_0) + A_2(\lambda_0) + A_3(\lambda_0) + A_4(\lambda_0) - 2a_0 b_0^{1/2} \quad (6)$$

где мы ввели безразмерные величины

$$\lambda_0 = \lambda a_b^*; \quad a_0 = a_b^* \sqrt{\alpha / R_y^*}; \quad b_0 = 2m^* \beta / \hbar^2 \quad (7)$$

Для InP взяты следующие значения: $m^* = 0.073 m_0$, $a_b^* \simeq 90$Å, $R_y^* \simeq 6.46$ мэВ.

Энергию основного примесного состояния получим после минимизации выражения (6)

$$E_0^{imp} = \min_{\lambda_0} \varepsilon(\lambda_0) \quad (8)$$

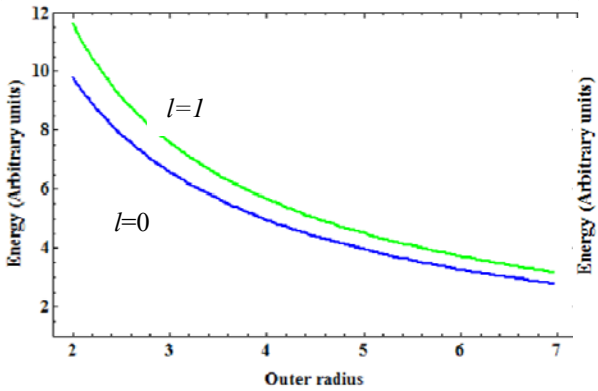


Рис. 2. Энергия электрона в зависимости внешнего радиуса

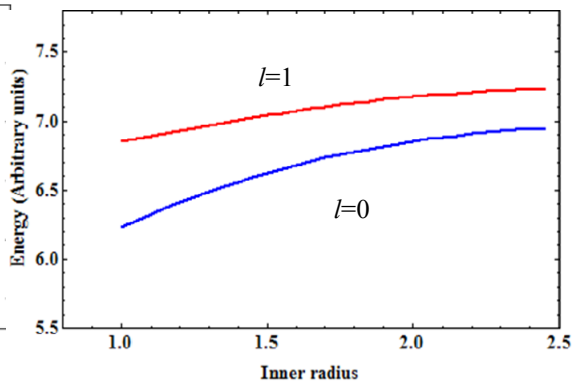


Рис. 3. Энергия примесного электрона в зависимости внутреннего радиуса

На рис. 2 приведены зависимости энергий электрона (в ридбергах) от ширины оболочки для случая, когда донорная примесь находится в центре КТ (в центре ядра), для значений l=0,1. В данном случае фиксирован внутренный радиус при значении $R_1 = 1$ (в единицах a_b^*) и зависимость приведена от внешнего радиуса. Видно, что энергия монотонно убывает с ростом ширины, причем энергия ощутима велика при размерах $R_2 \le 4a_b^*$.

На рис. 3 приведены зависимости энергий электрона от ширины слоя, но в данном случае уже фиксирован внешний радиус при значении $R_2 = 4a_b^*$ (l=0,1). Видно, что энергия уже возрастает с уменьшением ширины, причем рост энергии довольно медленный, так как в этом случае размерное квантование довольно слабое. Это результат того, обьем образца значительно больше, чем при тех же толщинах слоя, но при малых значениях радиусов.

Выражаю благодарность научному руководителю Э.М. Казаряну, а также А.А Костаняну за помощь в работе.

E-mail: robftf@mail.ru

Литература

1. Dvoyan K.G., Kazaryan E.M., Petrosyan L.S.. *Physica E*, 28, 333 (2005).
2. Kim S., Park J., Kim T., Jang E., Jun S., Jang H., Kim B.. *Small* 7, 11, 70-73 (2011).
3. Atayan A.K., Kazaryan E.M., Meliksetyan A.V., Sarkisyan H.A.. *J. Comp. Theor. Nanoscience* 7, 1-7 (2010).
4. Xiao Zh., Zhu J., He F.. *J. Appl. Phys*. 79, 12 (1996).

LANDAU QUANTIZATION OF TWO-DIMENSIONAL HEAVY HOLES, ENERGY SPECTRUM OF MAGNETOEXCITONS AND OPTICAL QUANTUM TRANSITIONS

Podlesny I.V., Buzut A., Gherciu L.

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova

The Landau quantization of the two-dimensional (2D) heavy holes, its influence on the energy spectrum of 2D magnetoexcitons, as well as their optical orientation are studied. The Hamiltonian of the heavy holes is written in twoband model taking into account the Rashba spin-orbit coupling (RSOC) with two spin projections, but with nonparabolic dispersion law and third order chirality terms. The most Landau levels, except three with m=0, 1, 2, are characterized by two quantum

numbers m-3 and m for m≥3 for two spin projections correspondingly. The difference between them is determined by the third order chirality. Four lowest Landau levels (LLLs) for heavy holes were combined with two LLLs for conduction electron, which were taken the same as they were deduced by Rashba [1] in his theory of spin-orbit coupling (SOC) based on the initial parabolic dispersion law and first order chirality terms. As a result of these combinations eight 2D magnetoexciton states were formed. Their energy spectrum and the selection rules for the quantum transitions from the ground state of the crystal to exciton states were determined. On this base such optical orientation effects as spin polarization and magnetoexciton alignment are discussed.

IVP gratefully acknowledges the Foundation for Young Scientists of the Academy of Sciences of Moldova for the financial support (11.819.05.13F).

E–mail: podlesniy@rambler.ru

References

Rashba E.I., Sov. Phys. Fiz. Tverd. Tela (Leningrad) 1960, №2. p. 1224.

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ YB И ФОНОВЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА ЦИНКА

Радевич И.В.

Государственный университет Молдовы, физический факультет, Кишинёв, Молдова

В настоящее время интерес к соединениям II-VI, легированным редкоземельными элементами (РЗЭ), растёт в связи с возможностью модуляции добротности в Er-Yb лазерах с насыщенными поглощающими конструктивными элементами на основе $ZnSe:Cr^{2+}$ [1]. Интерес к исследованию излучательных процессов в полупроводниках, легированных РЗЭ, так же вызван и возможностью использования этих материалов в качестве светодиодов для ближней инфракрасной (ИК) области спектра [2]. Однако информация о зависимости излучательных свойств кристаллов халькогенидов цинка от концентрации легирующей примеси РЗЭ является недостаточной.

Исследуемые образцы селенида цинка были получены методом физического переноса пара и легированы иттербием в процессе роста. Увеличение концентрации иттербия в образцах достигалось путём повышения температуры роста кристаллов от 950°C до 1050°C. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась модулированным излучением лазера с длиной волны 532нм и мощностью ~160мВт. Для исследования спектров ФЛ использовался решёточный монохроматор МДР-23. Регистрация экспериментальных данных в автоматическом режиме осуществлялась в средней ИК области спектра фотосопротивлением PbS, ближней ИК – фотоумножителем ФЭУ-62, а в видимой области спектра – ФЭУ-100.

На Рис.1 представлены спектры ФЛ кристаллов ZnSe:Yb в ближней (a) и средней (b) ИК областях с различной концентрацией легирующей примеси. Широкая полоса излучения в

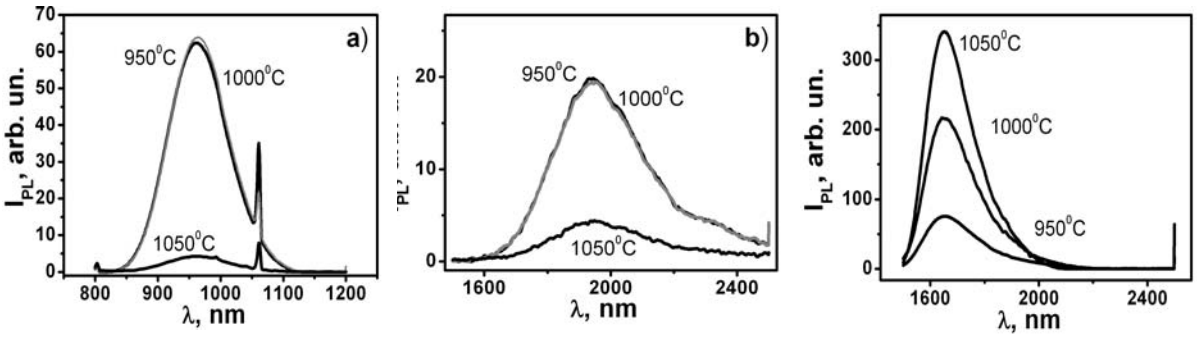


Рис.1. Спектры ФЛ кристаллов ZnSe:Yb в заисимости от температуры роста в ближней (a) и средней (b) ИК областях при T=300 K

Рис.2. Спектры ФЛ кристаллов ZnSe:Yb, отожённых в парах селена, в заисимости от температуры роста, T=77 K

средней ИК области спектра с максимумом при 1940нм приписывается внутрицентровым переходам между основным и первым возбуждённым состояниями иона Cr^{2+} [3] (^5E и $^5T_2$ соответственно). Полоса в ближней ИК области, локализованная при 960 нм, так же ассоциируется с внутрицентровыми переходами в пределах иона хрома, однако природа этой полосы неодно-

значна [4]. Переходные металлы являются типичными фоновыми примесями в образцах халькогенидов цинка [3], а потому наличие хрома в образцах объяснимо. Можно заключить, что в спектрах ФЛ исследуемых кристаллов полос, которые однозначно можно приписать исследуемой примеси Yb, не наблюдается. Однако, отмечено влияние концентрации примеси Yb на интенсивность полос, приписываемых фоновой примеси. Схожее поведение полос в ближней и средней ИК областях при изменении концентрации иттербия подтверждает то, что обе полосы связаны с одним центром свечения и позволяет в дальнейшем рассматривать взаимодействие хрома и иттербия в исследуемых образцах, как достаточно вероятное.

Снижение интенсивности полос, связанных с примесью хрома, при увеличении концентрации иттербия позволяет предположить, что иттербий связывает фоновую примесь в комплексы, которые являются менее оптически активны. К примеру, известно, что тривалентный атом РЗЭ внедряемый в межузельное пространство приводит к появлению локального заряда +3. Показано [5], что электронейтральность достигается замещением ближайших соседей (атомов Zn^{2+} в узлах решётки) на однозарядные ионы другой примеси (в частности Cu^{+} или Ag^{+}). Такой схемой замещения в соединениях II-VI объясняется формирование ассоциированных центров Yb-3Cu, Yb-4Cu, при этом в последнем случае заряд центра равен -1 [5-6]. Можно предположить, что аналогичная ситуация складывается и с фоновой примесью хрома: в процессе легирующего отжига примесь иттербия внедряется в междоузлия и собирает вокруг себя примесь хрома. При этом ионы хрома в цинковых узлах, которые при отсутсвии иттербия двухзарядны [4], становятся однозарядными для компенсации локального заряда. Это ведёт к уменьшению концентрации ионов Cr^{2+}, а следовательно и к наблюдаемому уменьшению интенсивности полос в ближней и средней ИК областях сспектра.

Сделанное предположение о формировании комплексов на основе фоновой примеси хрома и примеси иттербия косвенно подтверждается возникновением дополнительной полосы с максимумом ~1,6 мкм в средней ИК области спектра при температурах близких к температуре кипения азота, интенсивность которой значительно возрастает в результате постлегирующего отжига в парах селена (Рис. 2). Энергетическое положение этой полосы (~0,7эВ) близко к энергетическому расстоянию между уровнями Cr^{+} и Cr^{2+} в селениде цинка [7], а увеличение интенсивности наблюдаемой полосы при увеличении концентрации легирующей примеси объясняется увеличением количества центров на основе иттербия и хрома, а следовательно и концентрации ионов Cr^{+}.

Наблюдаемый эффект взаимодействия примеси Yb с кристаллическими дефектами и их связывания в менее активные комплексы может быть использован как для идентификации природы дефектов [8], так и для исключения влияния этих дефектов на процессы, происходящие в кристаллах.

Работа выполнена в рамках институционального проекта АН РМ 11.817.05.11F

radevici_i@yahoo.com

Литература

1. Zhang S., Lu F., Wang J.. Self-Q-switching and mode-locking in an all-fibre Er/Yb codoped fiber ring laser // Optics Communications. 2006. No. 263. C. 47-51.

2. Przybylinska H. et al. Recombination processes in Yb-activated ZnS // Phys. Rev. B. 1989. Vol 40 (3). C. 1748-1755.

3. Godlewsky M.et al. Mechanisms of radiative and nonradiative recombination in ZnSe:Cr and ZnSe:Fe // Low temperature physics. 2004. Vol. 30. No. 11, C. 891-896.

4. Lehr M.U.Identification of near-infrared Cr^{2+} luminescence in ZnSe // J. Phys. Condens. Mater. 1997, No.9. C. 753-763.

5. Kingsley J.D., Aven M.. Paramagnetic Resonance and Fluorescence of Er^{3+} at Cubic Sites in ZnSe // Phys. Rev., 155 (2), 1967, pp.235-246.

6. Watts R.K., Holton W.C.. Paramagnetic-resonance studies of rare-earth impurities in II-VI compounds // Phys.Rev. 1968. Vol.173. No.2. C. 417-426.

7. Gavriushin V., Kadys A., Sudzius M., Jarasiunas K.. Effects of photo-quenching-buildup and saturation of induced impurity grating in ZnSe:Cr crystals // JETP Letters. 2006. Vol. 83. No.1. pp. 22-27.

8. Ushakov V.V., Gippius A.A.. 5D transition and 4f rare earth elements in II-VI semiconductors as luminescent centres and probes in diagnostics of implanted layers // Journal of Crystal Growth. 1990. No. 101. C. 458-461.

ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СТРУКТУР НА ОСНОВЕ PSi-N$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$

Рахмонов У.Х.
Физико-технический институт АН РУз

В настоящее время повышение эффективности полупроводниковых приборов является актуальной задачей возобновляемой энергетики. В работе исследование вольтамперные характеристики (ВАХ) структур на основе pSi-n$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ при температуре Т=77К.

Твердые растворы $(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ были выращены методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема оловянного раствора-расплава по технологии, описанным в работе [1]. В качестве подложек были использованы монокристаллические пластинки кремния р-типа проводимости диаметром 20 мм с ориентацией (111). Состав раствора-расплава, состоящий из компонентов Sn, Si, ZnSe и GaP, вычислялся на основе результатов экспериментальных исследований жидкофазной системы Sn-Si-ZnSe-GaP и литературных данных [2].

На рис.1 представлена темновая ВАХ исследованных структур в прямом и обратном направлениях, снятая при температуре Т=77К. Из рис.1 видно, что зависимость темнового тока проявляет выпрямляющие свойства. Коэффициент выпрямления при малых напряжениях смещения (от 0,02 до 1 В) принимает значения в пределах 0,7–4,48, а при больших (от 1 до 3,3 В) 4.48–7.8. При малых напряжениях ток через структуры в прямых и обратных направлениях имеет близкие значения, это, по-видимому, обусловлено током утечки в p-n переходе. При больших напряжениях (от 1 до 3 В) улучшаются выпрямляющие свойства.

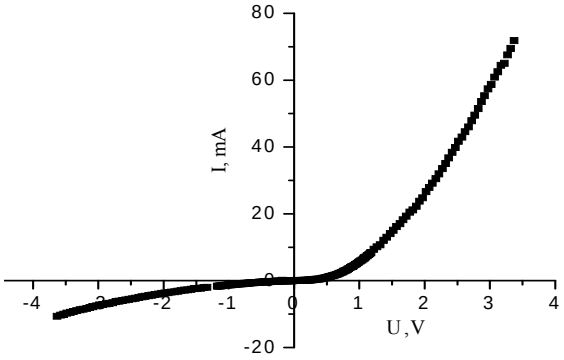


Рис.1. Вольтамперная характеристика pSi-n$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ структура в линейном масштабе при температура Т=77 К

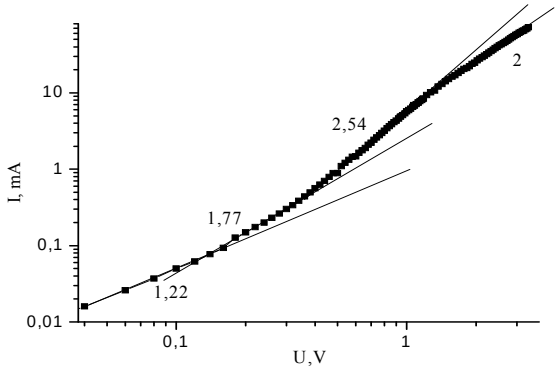


Рис. 2. Прямая ветвь вольтамперная характеристика pSi-n$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ структура в двойном логарифмическим масштабе при температура Т=77 К

ВАХ pSi-n$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GaP)_y$ структур можно экстраполировать зависимостью типа $I \sim U^m$. Как видно из рис.2 на различных участках ВАХ показатель степени – m принимает различные значения. На начальном участке от 0.02 до 0.18 В зависимость тока от напряжения соответствует m=1,22. На втором участке от 0.18 до 0,3 В составляет m=1,77. С ростом напряжения (при 1.22–2.96 В), когда преобладает дрейфовый перенос свободных электронов и дырок, имеет место квадратичная зависимость тока от напряжения $I \approx I_o + U^2$ с m = 2, где I_o = 0.82 мА.

E-mail: utkir16@rambler.ru

Литература

1. Saidov A.S.,Razakov A.Sh. // Materials Chemistry and physics. - 2001.V.68. – P.1-6.
2. Саидов А.С. // Узбекский физический журнал. – 1993. - № 4. – С.48-51.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ РЕЗОНАНСНОГО СЛОЯ YFe_2 ПО ВЫХОДУ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ВОЛНОВОДНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Репченко Ю.Л.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Определение оптических характеристик среды для рентгеновского излучения вблизи краев поглощения представляет важную фундаментальную задачу [1,2]. Усиление поля в волноводных структурах в условиях зеркального отражения (Рис.1)может не только увеличивает интенсивность выхода флуоресцентного, диффузного или дифракционного излучения из этого слоя [3,4], но и дает возможность уточнить оптические параметры слоев в структуре, поскольку формирование волноводного режима требует их прецезионного согласования.

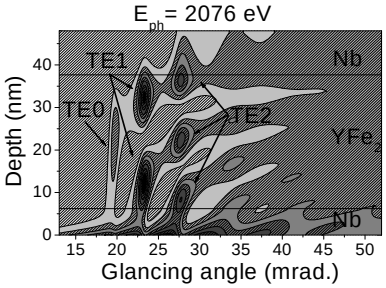


Рис. 1.Распределение поля по глубине в идеальной модели волноводной структуры $Nb/YFe_2/Nb$. Соответствующие волноводные моды указаны (TE0,TE1,TE2)

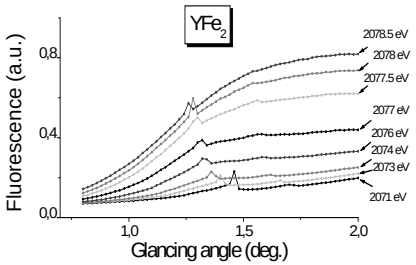


Рис. 2. Экспериментальные угловые кривые выхода флуоресценции для энергий фотонов вблизи L_3-края иттрия

Зеркальное отражение от образца Nb(4 нм)/YFe2(40 нм [110])/Fe(1.5 нм)/Nb(50 нм) исследовалось в работе [5]. Ультротонкие пленки YFe2 интересны особенностями их поведения в многослойных структурах $DyFe_2/YFe_2$, известных как динамические магнитные пружины [6]. Эпитаксиальная многослойная структура получена в Университете г. Нанси. Измерения рефлектометрических кривых для двух круговых поляризаций падающего излучения и выхода флуоресцентного излучения для набора энергий фотонов вблизи $L_{2,3}$-краев иттрия (энергетические интервалы 2071 ÷ 2095 eV, и 2145 ÷ 2185 эВ) проводились на станции ID12 Европейского источника синхротронного излучения (ESRF – European synchrotron radiation facility) в Гренобле. На угловых зависимостях выхода флуоресцентного излучения неожиданно обнаружились специфические особенности (Рис. 2). Появление пичков при углах скольжения близких к критическому углу полного отражения мы объясняем формированием волноводного режима при этих углах, подобного представленному на Рис. 1.

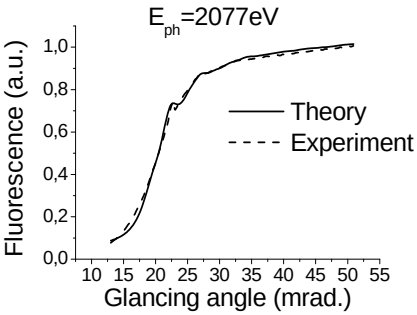


Рис. 3. Подгонка экспериментальной кривой выхода флуоресцентного излучения для энергии фотонов E=2077 eV.

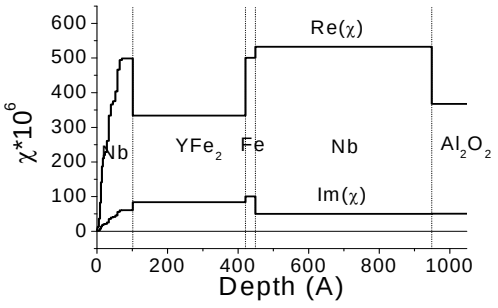


Рис. 4 Профиль изменения реальной (Re χ) и мнимой (Im χ) части восприимчивости по глубине для энергии фотонов E=2077eV, полученные при подгонке кривой флуоресцентного выхода (рис 4)

С помощью программы FLUO [7] проведена пробная обработка одной из экспериментальных кривых для энергии фотонов E=2077 eV (Рис. 3). Полученный профиль изменения по глубине реальной и мнимой частей восприимчивости χ приведен на Рис. 4. Обработка

всего массива данных в дальнейшем позволит уточнить спектральную зависимость рентгеновской восприимчивости пленки YFe_2 в окрестности L_3-края поглощения иттрия.

Автор благодарен за предоставление экспериментальных данных А. Рогалеву (ESRF), А.Г. Смеховой и М.А. Андреевой (физфак МГУ имени М.В. Ломоносова). Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00924 и 10-02-00768-а.)

E-mail:kent160@mail.ru

Литература

1. Andreev, A. V., Ponomarev, Yu. V. X-ray diffuse scattering by multilayer waveguide structures// Phys. Rev. B.1998, v. 57, p. 113-117.

2. Salditt, T., F. Pfeiffer. X-ray waveguides and thin macromolecular films. Physica B: Condensed Matter 2003, v.336(1–2) p. 181-192.

3. Lengeler, B. Resonant Anomalous X-ray Scattering, Theory and Applications, edited by G. Materlik, C. J. Sparks & K. Fischer. New York: Elsevier. p. 35-60. 1994.

4. Blake, R. L., Davis, J. C. Resonant Anomalous X-ray Scattering, Theory and Applications, edited by G. Materlik, C. J. Sparks & K. Fischer. New York: Elsevier. p. 79-90. 1994.

5. Смехова А.Г., Андреева М.А Определение магнитного вклада в восприимчивость YFe2 слоя методом рентгеновской резонансной магнитной рефлектометрии// Кристаллография, 2010, т.55, № 5, с.906–915.

6. Dumesnil, K., Fernandez, S., Avisou A., et. al. // Eur. Phys. J. B. 2009, v. 72. p. 159.

7. http://kftt.phys.msu.ru/index.php?page=_Odintsova (Кафедра физики твердого тела МГУ им.М.В.Ломоносова).

ВОЛЬТФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ αSi-Si(Li)

Саймбетов А.К., Тошмуродов Ё.К.

Физико-технический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан

В последнее время все более широкое применение находят полупроводниковые детекторы на основе кремния. Создание таких детекторных структур связано с более подробным и глубоким пониманием электрофизических свойств исходного кремния большого диаметра.

В работе рассматривается вольтфарадные характеристики гетероструктуры на основе αSi-Si(Li) больших размеров. Гетероструктуры αSi-Si(Li) изготавливались из кремния p-типа. Удельное сопротивление $\rho=3000 \div 7000$ Ом.см, время жизни $\tau=300$ мкс. Гетероструктуры создались по технологии представленной нами в работе [1].

На рис.1 приведена вольтфарадные характеристики гетероструктуры αSi-Si(Li) при комнатной температуре. Анализ C(V) характеристики показывает, что в исследуемой гетероструктуре αSi-Si(Li) аморфный слой придает некоторую особенность, о чем свидетельствуют различные значения емкости аморфного слоя (C_i) и слоя объемного заряда (C_{min}) при различных значениях тестового сигнала. С увеличением величины тестового сигнала (f) уменьшаются значения C_i, C_{min} и отношения C_i/C_{min}. При этом значение напряжения, при котором объемный заряд полностью охватывает всю толщину базового слоя структуры, сдвигается в сторону малых напряжений. Частотная зависимость емкости C_{min}, показывает неоднородность базового i слоя, детекторной структуры, которая имеет p-типа проводимости и сильно компенсирована с ионами лития (Li).

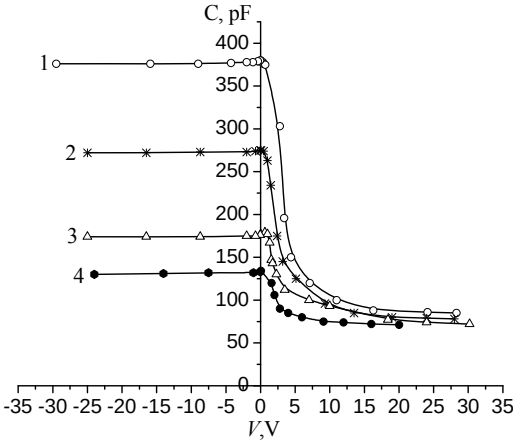


Рис.1.Вольтфарадные характеристики гетероструктур αSi-Si(Li) при комнатной температуре. 1) 0,465 МГц, 2) 1 МГц, 3) 3МГц, 4) 5МГц

А частотная зависимость емкости аморфного слоя (C_i) объяснятся следующим образом. Вероятно, роль аморфного слоя в αSi-Si(Li) детекторной гетероструктуры является то, что даже до установления термодинамической равновесии (до V=0) общий емкость структуры равен емкости аморфного

слоя C_i не зависимо от частоты тестового сигнала. Это означает, что на границе раздела αSi-Si(Li) гетероструктуры до установления режима обогащения, накапливается такая концентрация неравновесных дырок, емкость которых намного превосходит емкости аморфного слоя. Однако, одно очевидно, что объемные дефекты в аморфном кремнии не причастны к этим явлениям. В противном случае наблюдались бы значительные токи утечки из-за тунелирования дырок через эти дефектные центры.

detector@uzsci.net

Литература

Муминов Р.А., Раджапов С.А., Саймбетов А.К. // Новые технологии. –2008. - №3(21). - С.9-12.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ, ОПИСЫВАЕМЫЕ НА ОСНОВЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ МЕХАНОИМПЕДАНСНЫХ СХЕМ

Терентьев А.В.

Южный Федеральный Университет, Ростов-на-Дону, Россия

В настоящее время одной из важных задач современной физики является эффективное преобразование магнитного поля в электрическое поле и, наоборот, с помощью упругих взаимодействий [1, 3-7]. Этот эффект может найти применение в устройствах неразрушающего контроля, электромагнитных приборах без наличия магнитного сердечника, пьезомагнитоэлектрических датчиках, детекторах магнитного поля и т.д.

Рассмотрим устройство, изображенное на fig. 1 в [5] и на вставке рис.2 из [5]. Оно представляет собой пьезотрансформатор с входной секцией из МЭ композита (PMN-PT и Terfenol-D) и выходной секции из керамики PMN-PT. Теоретическая модель, развиваемая в данной работе, описывает работу устройства [5], где также даны его описание и размеры, использующиеся здесь для расчетов. Константы компонент МЭ пьезотрансформатора представлены в работах [4, 6]. Магнитное поле, создаваемое катушкой вокруг первичной секции, преобразуется в механические напряжения в магнитострикционной компоненте и пьезоэлектрике первичной секции. Далее, акустические возмущения передаются вторичной секции через торцевое сечение [2], где в результате прямого пьезоэффекта генерируется усиленное электрическое напряжение. Анализ работы МЭ пьезотрансформатора и построение его эффективной схемы (рис.1) состоит из следующих этапов:

Определение эффективных свойств первичной секции методом усреднения приложенных полей и физических свойств (тонкий и узкий МЭ композит).

Решение уравнения акустических колебаний с различными волновыми векторами для входной и выходной секций [2]. Во входной секции эффективные свойства и волновой вектор определяется полным набором электромагнитомеханических констант. Теоретическое описание выходной секции дано в [2] (End-Plated Bar, P. 149).

Построение эквивалентной схемы трансформатора с граничными условиями [2] (A.2.3, Complete model). Значения импедансов механическому току первичной секции, в отличие от [2], определяются также магнитными свойствами Terfenol-D, который обладает линейным пьезомагнетизмом и слабым магнетизмом ($\mu \approx 2-4$) в присутствии подмагничивающего поля. Это приводит к появлению третьего высокочастотного резонанса (рис. 2).

Расчет выходного напряжения методом узловых потенциалов и расчет коэффициента усиления в зависимости от частоты. Расчет генерируемого электрического напряжения и нахождение МЭ коэффициента по напряжению при слабом управляющем магнитном поле 1 Oe.

Полученная эквивалентная схема рассматриваемого устройства приведена на рис. 1. ниже: Она составлена по уравнениям [2], связывающим электрические и механические напряжения с токами, имеющими электромеханическую природу. Результаты эксперимента [5], эскиз прибора и результат настоящей теории для коэффициента усиления по напряжению даны на рис. 2. Видно, что в районе основного максимума в полуволновом режиме работы

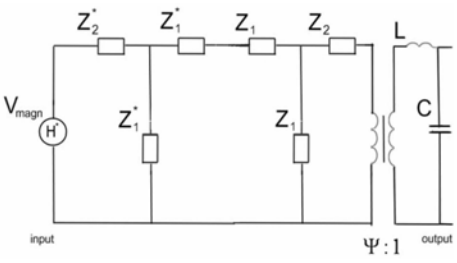


Рис. 1. Эквивалентная схема МЭ пьезотрансформатора с сопротивлениями механическому току

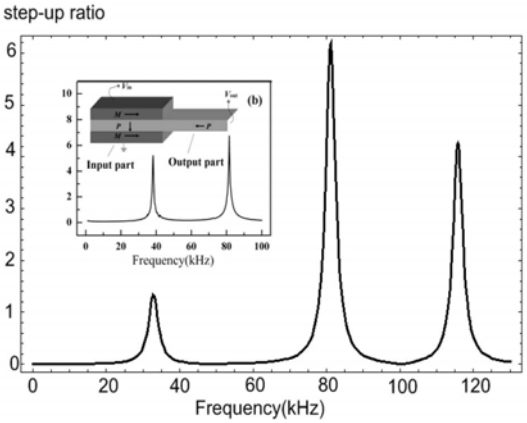


Рис. 2. Теоретическая (основной рисунок и экспериментальная (вставка из Wang et.al [5]+ схема МЭ пьезотрансформатора) зависимость коэффициента усиления МЭ пьезотрансформатора PMN-PT-Terfenol-D по напряжению от частоты приложенного электрического поля

трансформатора имеется хорошее согласие с экспериментом по положению резонансной частоты и по коэффициенту усиления. В районе волнового режима согласие с экспериментом хуже. Это связано с тем, что теория не учитывает деформации изгиба (bending) и влияние подмагничивающего поля, неизбежных при эксперименте. Наибольший интерес представляет третий резонансный максимум, который обнаружен впервые. Параметры такого прибора могут легко управляться подмагничивающим полем. Это видно из fig. 3 (Wang et al. [5], при различных bias-полях). Чем оно выше, тем значительнее МЭ коэффициент по напряжению. Процессы установления пьезомагнетизма здесь происходят быстрее, чем процессы поляризации или изменения пьезомодуля под действием электрического поля, применяемые для управления свойствами стандартных пьезотрансформаторов [2]. Это открывает новые возможности для варьирования МЭ свойств прибора, достижения наибольшего управляемого МЭ коэффициента и усиления напряжения в широких пределах.

Автор благодарен научному руководителю, к.ф.-м. н., ст. пр. Радченко Григорию Сергеевичу за неоценимую помощь при подготовке работы

E-Mail: grig1980@mail.ru

Литература:

1. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S. et al. // J. of Appl. Phys. 2008. V. 103, P. 031101.
2. Lin Chih-yi, Design and analysis of Piezoelecrtic Transformer Converters, Dissertation for Ph.D. in Electrical Engineering, July 15, 1997, Blackburg, Virginia, 1997, P. 1-171.
3. Dong Sh., Li J.-F., Viehland D. // J. of Materials Science. 2006. V. 41, P. 97.
4. Lv L., Zhou J.-P., Guo Y.-Y. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44, P. 055002.
5. Wang Y., Chung M.L., Wang F. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42, P. 135414.
6. Радченко Г.С. // Письма ЖТФ. 2008. V.34. С. 14.
7. Wang Y., Wang F., Or S. W. et al. // Applied Physics Letters. 2008. V. 93, P. 113503.

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОР В СИСТЕМЕ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $Fe_{1-x}Co_xGa_3$: *AB-INITIO* РАСЧЕТЫ И ЯКР

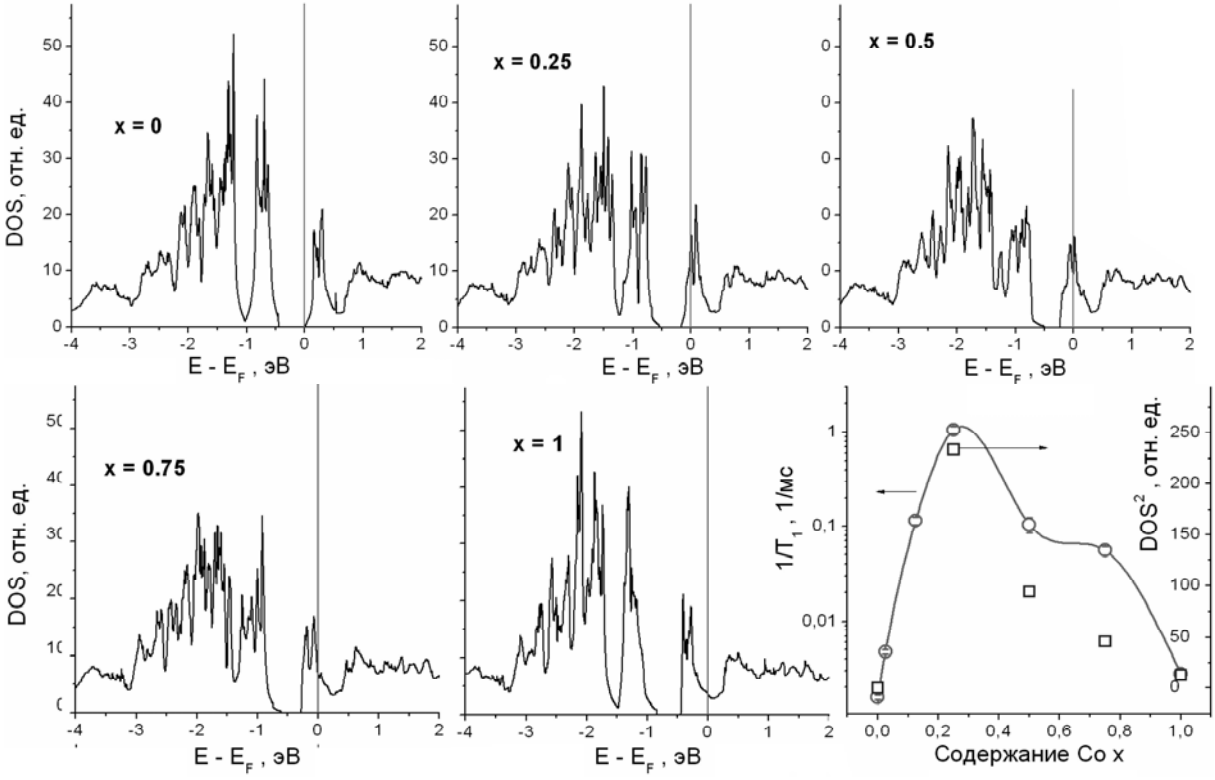
Ткачев А.В.[1], Гервиц Н.Е.[1], Верченко В.Ю.[2], Охотников К.С.[3]

[1] МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Химический факультет, Москва, Россия, [3]Stockholm University, Department of Materials and Environmental Chemistry, Stockholm, Sweden

$FeGa_3$ является редким представителем интерметаллических соединений с полупроводниковым поведением, которое относится к интересному классу немагнитных узкощелевых полупроводников на основе железа, таких как FeSi [1] и $FeSb_2$ [2]. Из-за малой величины энергетической щели и узких зон эти соединения считаются потенциальными термоэлектрическими соединениями. Изоструктурное соединение $CoGa_3$ является

немагнитным металлом. Соединения $Fe_{1-x}Co_xGa_3$ образуют систему твердых растворов, которая не удовлетворяет закону Вегарда.

На основе кристаллографических данных в программном пакете Wien2k были проведены ab-initio расчеты плотности состояний (DOS), которые показали, что с увеличением содержания кобальта уровень Ферми смещается вверх по энергии.



Измерения ЯКР ^{71,73}Ga обнаружили в соединениях $Fe_{1-x}Co_xGa_3$ со значениями x = 0, 0.25, 0.5, 0.75 и 1 два типа линий, соответствующих двум неэквивалентным кристаллографическим позициям галлия. Скорость спин-решеточной релаксации ($1/T_1$) существенно изменяется с содержанием кобальта. Зависимость ее от x хорошо коррелирует с зависимостью квадрата плотности состояний вблизи уровня Ферми от концентрации кобальта.

Результаты проведенной работы свидетельствуют о том, что материалы с наилучшими термоэлектрическими показателями следует искать в области концентраций кобальта x = 0.125 ÷ 0.25.

e-mail: av.tkachev@physics.msu.ru

Литература

1.Jacarino. V., Wertheim G K., et al., Phys. Rev. **160**, 476 (1967).
2. Petrovic C., Kim J.W., et al. Phys. Rev. B **67**, 155205 (2003).

ПЛАСТИНЧАТЫЕ ФАЗЫ ПОЛИМЕРОВ С НЕОБЫЧНЫМИ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

Хамидуллин А.Р., Абдульминев Ф., Ахметдинов Р., Бакиева Э., Баянова Ю., Емельянова К., Ишкулова Г., Калачёва С., Конькова Е., Николаев С., Петрусева М., Рахимова Н., Сайсанова А., Салахова Э., Салиева С., Сиражетдинова Л., Титоренко Ю., Файрушина А., Фаткуллина В., Хаматова Н., Ялалова А.

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

Интерес к двумерным системам связан с возможностью (особенно наноструктур) появления в них необычных физико-механических свойств. Одним из таких материалов могут быть частично-кристаллические полимеры, которые фактически представляют бинарный раствор из аморфной части – клубков и складчатых пластинчатых нанокристаллов с длиной сегмента l. В настоящей работе показано, что при термическом трех-

ступенчатом каландровании такого полимера возникают ориентированные текстуры, которые определяют его физико-механические свойства.

Нашим основным объектом исследования являлся термопластичный эластопласт – синдиотактический 1,2 – полибутадиен (1,2-СПБ) марки RB 830 (JSR Corp., Япония). Среднечисловая молекулярная масса полимера $M_n=1.2\cdot10^5$, содержание 1,2 звеньев до 90%, синдиотактичность 80-90% и степень кристалличности около 30%. Образцы готовились в виде стандартных двухсторонних лопаток с рабочей частью 2.5×10 мм и толщиной 1.0±0.2 мм (в соответствии с размерами II типа ГОСТ 270-75). Лопатки вырубались из полимерного полотна, полученного трехступенчатым каландрованием при температуре 140°С, или из полотен, подвергнутых деформации простого растяжения до ≈750% (до полной потери прозрачности образца). Одноосное растяжение лопаток проводили на испытательной машине «ZM-40» (Германия) с постоянной скоростью 6.7×10^{-3} м/с при температуре 20±2°С. Рентгеноструктурный анализ образцов осуществляли на дифрактометре Bruker D8 Advance (Германия), Структурно-поверхностный анализ проводили методами атомно-силовой микроскопии на SOLVER PRO-M (Россия). Строение и морфологию образцов изучали с использованием поляризационно-оптического микроскопа «AxioLab Pol» (Карл Цейсс, Германия).

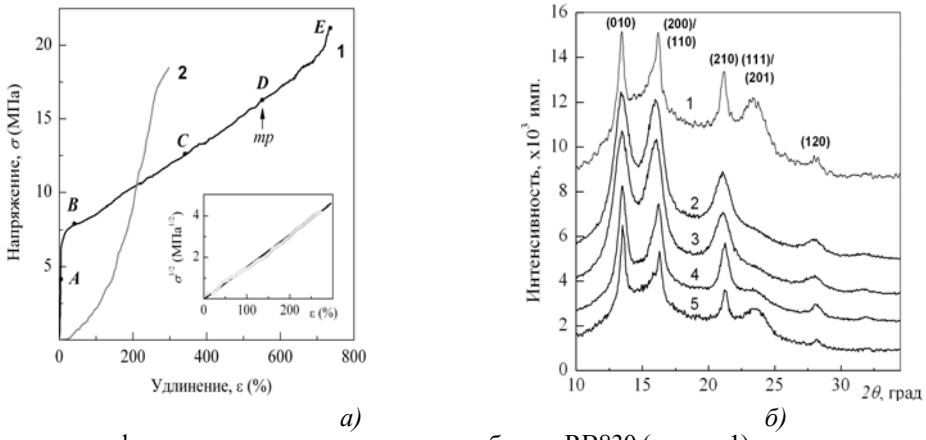


Рис. 1. а) Типичная деформационная кривая исходного образца RB830 (кривая 1) и в состоянии «milk phase» (кривая 2). На вставке: кривая 2 в координатах $\sigma^{1/2}$~ε. б) Рентгеновские дифрактограммы RB830: 1 – и сходная лопатка, 2 –лопатка после деформации ~600%

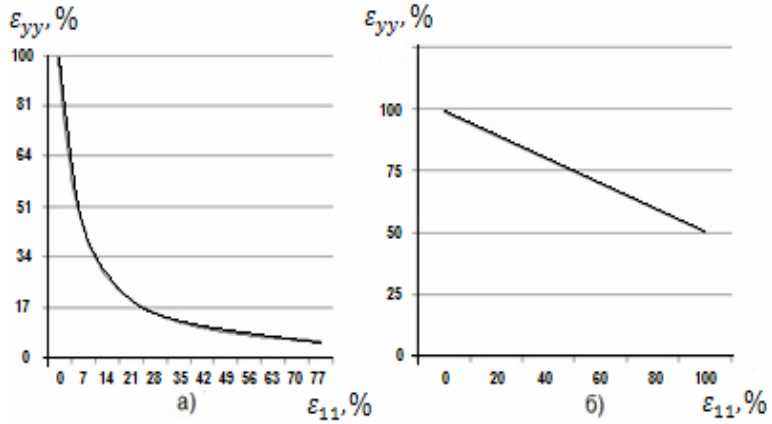


Рис.2.Графики изменения ширины при деформации растяжения. а) пленка с начальной шириной 6 мм; б) пленка с начальной шириной 20 мм.

Деформационная кривая исходного образца СПБ в виде зависимости напряжения от удлинения (σ–ε) является типичной для этого класса полимеров: предел текучести ~ 8 МПа, предел прочности 21 МПа. Выше предела текучес-ти (ε>100%) клубки макромолекул начинают разворачи-ваться и вытягиваться, обра-зуя анизотропную текстуру. В зоне точки D, соответству-ющей деформации 500-600%, образец теряет прозрачность, приобретает молочно-белый цвет, что соответствует формированию при деформ-ации новой структуры, названной «milk phase» (mph). Согласно рис.1.б) размеры нанокристаллов в направлении оси $\vec{c}$. При этом пик (111) уширяется и размывается, что соответствует уменьшению размеров l менее 5 нм. Появление самой фазы, возможно связано, с переходом Костерлице-Тоулесса в двумерных нанокристаллах в точке D [1]. Важным является то, что данный

структурный переход не оказывает какого-либо влияния на режим дальнейшей деформации, а образующая структура и цвет образца сохраняются при сбросе напряжения. Если образец, находящийся в состоянии mph, отжечь при температуре 60-80^{o}C или приложить поперек образца одноосное давление (12-15 МПа), то он возвращается в исходное состояние и становится прозрачным.

Деформационная кривая образца в состоянии mph не является типичной для упорядоченных полимеров. В координатах $\sigma^{1/2}$~ε она описывается прямой линией. При снятии напряжения наблюдается небольшой гистерезис, но возникшие деформации сбрасываются без отсутствия крепа и образец полностью восстанавливает свою форму, что указывает на отсутствие запаздывающего течения макромолекул, фазовых переходов типа клубок-глобул и характеризует mph как достаточно механически устойчивую к действию нагрузки.

Характеристики изменения ширины рабочей части лопатки при простой деформации растяжения приведены на рис.2. Ширина образца до начала испытания имеет важное значение для механизма деформации.

Итак, при двумеризации нанокристаллов в частично-кристаллических полимерах происходит образование новой устойчивой фазы, в которой возникающие напряжения связаны с относительным удлинением ε_{xx} квадратично. Разрушение полимера в рассматриваемой модели идет через плавление двумерных нанокристаллов по механизму Костерлице-Тоулесса [1].

E-mail: aidar_kh_r@mail.ru

Литература

Kosterlitz J.M., Thouless D.J. – Jouurn. Phis., 1973, v.C6, p.1181.

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА И ОБРАБОТКИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ В РАСТВОРЕ ТЭОС НА СОСТАВ И СВОЙСТВА ЕГО ПОВЕРХНОСТИ

Кашкаров В.М., Леньшин А.С., Середин П.В., Агапов Б.Л., Ципенюк В.Н.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Одной из перспективных возможностей использования пористого кремния является использование его в качестве чувствительного элемента в различных сенсорах и оптоэлектронных системах. Методы электрохимического травления позволяют управлять параметрами пористого слоя в целях оптимизации его адсорбционных и оптических свойств. Различные методы модификации поверхности такие как карбонизация, термическое окисление, покрытие полимерными пленками позволяют подавить деградацию поверхностных слоев, изменить их состав и оптические свойства под определенные применения. В данной работе мы исследуем влияние обработки в тетраэтилортосиликате (ТЭОС, $Si(OC_2H_5)_4$) на состав и фотолюминесцентные свойства ПК. ТЕОС применяется для нанесения покрытий на оптические детали, для получения диоксида кремния особой чистоты, в качестве связующего компонента в жаростойких, химически- и атмосфероустойчивых покрытиях, как добавка к лакам и краскам для увеличения атмосферо- и термостойкости, придания им грязе- и пылеотталкивающих свойств.

Пористый кремний получали электрохимическим травлением кремниевых пластин с ориентацией [111] n-типа проводимости, с удельным сопротивлением 1 Ом*см. Использовался стандартный раствор на основе плавиковой кислоты, изопропилового спирта и перекиси водорода. Затем на часть образцов наносился раствор тетраэтилортосиликата, затем часть обработанных и необработанных образцов отжигалась при 600 °C на атмосфере.

Растровые изображения поверхности образцов были получены на электронном микроскопе компании JEOL – JSM 6380LV. ПК с ориентацией подложки [111] имеет разветвленную систему пор, направленных преимущественно вдоль кристаллографических направлений <100>. Диаметр пор составил порядка 1мкм. Ни покрытие образцов ТЭОС, ни отжиг при 600°C не изменяют их морфологию. Ик-спектры пропускания были получены на ИК Фурье спектрометре Vertex 70 (Bruker) с использованием при-

ставки для спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Для Измерения спектров фотолюминесценции проводились на автоматическом спектрально-люминесцентном комплексе на основе монохроматора МДР-4. Для возбуждения фотолюминесценции был использован лазер с длиной волны излучения 445нм.

Из анализа ИК спектров видно, что обработка ПК в ТЭОС приводит к значительному уменьшению загрязнения образцов при хранении. Это может объясняться тем, что ТЭОС при нанесении закрывает оборванные связями кремния, в результате чего препятствует связыванию кремния с веществами из внешней среды.

В процессе отжига как обработанных в ТЭОС, так и не обработанных образцов исчезают загрязнения поверхности, а так же связи с продуктами электрохимической реакции получения ПК (SiF_2, C-H, C-C), растет слой оксида кремния. Под воздействием высокой температуры (600°C) слабые связи разрушаются, уступая место устойчивым связям Si-O.

После обработки исходных образцов в ТЭОС не происходит сдвига пика ФЛ (2.06эВ), значит механизм и структуры, ответственные за ФЛ остаются прежними. В то же время происходит значительное снижение интенсивности ФЛ (с 1030 до 580 отн.ед.), что может быть вызвано поглощением пленки ТЭОС в данном спектральном диапазоне.

После отжига как необработанных, так и обработанных образцов происходит сдвиг максимума ФЛ в коротковолновую область (~2.2эВ), что согласуется с данными [3-5] с одновременным падением интенсивности ФЛ до 360 и 290 отн.ед. для необработанных и обработанных в ТЭОС образцов соответственно. Если излучательными центрами в данном случае являются нанокристаллы кремния [6], то сдвиг максимума объясняется частичным окислением нанокристаллов, и в результате уменьшением их размеров. Уменьшение интенсивности может быть связано с поглощением излучения увеличившимся слоем оксида. Отожженные образцы, сначала обработанные в ТЭОС, имеют то же положение пика ФЛ и примерно такую же интенсивность и полуширину спектра ФЛ, как и необработанные образцы.

Таким образом, мы показали, что обработка ПК в ТЭОС позволяет защитить поверхность от загрязнений, без изменения оптических свойств, что позволит использовать обработанные пористые слои в качестве компонентов электронных устройств.

E–mail: explosimeter@gmail.com

Литература

1. Sergey Turishchev, Alexander Lenshin, Evelina Domashevskaya, Evolution of nanoporous silicon phase composition and electron energy structure under natural ageing, Phys. Status Solidi C 6, No. 7, 1651–1655 (2009).

2. Valeri P. Tolstoy, Irina V. Chernyshova, Valeri A. Skryshevsky, HANDBOOK OF INFRARED SPECTROSCOPY OF ULTRATHIN FILMS

3. Леньшин А.С., Кашкаров В.М., Турищев С.Ю., Влияние естественного старения на фотолюминесценцию пористого кремния, ЖТФ, том 82, вып. 2, 2012.

4. Becerril-Espinozaa F.G., Torchynskaa T.V., Rodriguez M. Morales, Formation of Si/SiOx interface and its influenceon photoluminescence of Si nano-crystallites, Microelectronics Journal 34 (2003) 759–761.

5. Wu X.L., Xiong S.J., Fan D.L., Stabilized electronic state and its luminescence at the surface of oxygen-passivated porous silicon, PHYSICAL REVIEW B 15 SEPTEMBER 2000-II VOLUME 62, NUMBER 12.

6. Головань Л.А., Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю. “Удивительные оптические свойства пористых полупроводников” Химия и жизнь №4 (2008).

ОСОБЕННОСТИ САМОДИФРАКЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS

Смирнов А.М., Козлова М.В.
Мл.н.с. аспирант, аспирантка
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
hieroglifics@mail.ru

В данной работе были изучены особенности самодифракции двух типов при резонансном возбуждении сильно поглощающего коллоидного раствора квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS двумя пересекающимися пикосекундными лазерными импульсами. Рассмотрены физические процессы, отвечающие за нелинейные оптические свойства, а также эффекты самовоздействия в исследуемых КТ CdSe/ZnS.

Самодифракция является одним из эффектов самовоздействия лазерных лучей, распространяющихся в среде, свойства которой зависят от интенсивности падающего излучения. Резонансное возбуждение нелинейно поглощающей среды может сопровождаться двумя различными процессами самовоздействия. 1. В случае нелинейного поглощения (насыщение основного экситонного перехода) мощный лазерный луч формирует канал прозрачности, наведенную диафрагму, на которой может протекать процесс самодифракции. 2. При взаимодействии двух пересекающихся лучей в оптически нелинейной среде может образоваться интерференционное световое поле, под действием которого в среде возникает периодическое изменение диэлектрической проницаемости вследствие кубической нелинейности. Таким образом, может образоваться наведенная дифракционная решетка (в случае сложных волновых полей решетка называется голографической), и вследствие самодифракции появляются лучи распространяющиеся в новых направлениях. Самодифракция в этом случае может также интерпретироваться как вырожденное по частоте вынужденное четырехфотонное рассеяние света.

На Рис. 1 показана схема возбуждения коллоидного раствора КТ CdSe/ZnS в 1мм кювете двумя лучами, а также направления распространения рожденных при самодифракции лучей. Коллоидные КТ возбуждались двумя равными по интенсивности пересекающимися лучами второй гармоники (λ = 532 нм) Nd:YAG лазера, работающего в режиме пассивной синхронизации мод с длительностью отдельного импульса 30-35 пс. Метод наведенных дифракционных решеток позволил измерить длительность возбуждающего лазерного импульса, регистрируя самодифрагированный как функцию задержки между двумя одинаковыми импульсами, которые создают решетку в поглощающей среде. Для осуществления резонансного возбуждения основного электронно-дырочного перехода были выбраны КТ подходящего размера (радиуса 2.4±0.3 нм) с концентрацией 10^{17} $см^{-3}$.

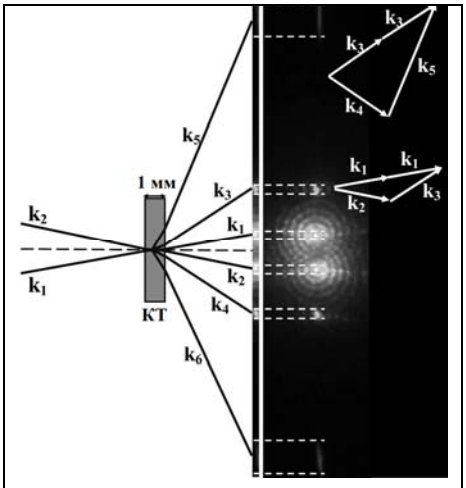


Рис.1. Схема распространения двух лучей, возбуждающих 1мм кювету с коллоидным раствором КТ CdSe/ZnS, и самодифрагированных лучей.

Для записи обнаруженных выходных лучей и построения распределения интенсивности по поперечному сечению использовалась специальная фотокамера.

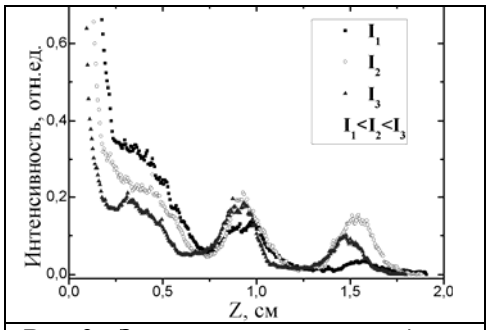


Рис.2. Зависимость распределения интенсивности по поперечному сечению самодифрагированных выходных лучей k_1 и k_2 от интенсивности падающих лучей, формирующих канал прозрачности.

Для прошедших через кювету с КТ лучей k_1 и k_2, сохраняющих направление распространения падающих лучей, возникают дифракционные кольца, типичные для дифракции Френеля. Распределения их интенсивностей по поперечным сечениям с максимумом или минимумом в центре и различным числом колец зависит от интенсивности падающего луча (Рис.2). Данное распределение частично скрыто засвеченным пятном, возникающим из-за линейного пропускания (3%) кюветы с коллоидными КТ. Представленное распределение интенсивности лучей k_1 и k_2 может быть объяснено образованием канала прозрачности в кювете с коллоидными КТ при распространении мощных лазерных лучей. Лазерный луч, имеющий Гауссово распределение интенсивности по поперечному сечению, при прохождении через коллоидные КТ теряет свою менее интенсивную периферийную область из-за более сильного поглощения, чем в центре ("обдирание" лазерного луча – стрип-эффект). Таким образом, стрип-эффект приводит к изменению профиля луча, края которого преобразовываются из плавных в резкие, и к созданию наведенной "жесткой" диафрагмы. Формирование колец с максимумом или минимумом в центре (Рис. 2) объяснено дифракцией Френеля на наведенной круглой диафрагме, диаметр которой зависит от интенсивности света. Помимо эффекта заполнения состояний [1] на изменение поглощения и формирование канала прозрачности может влиять Штарковский сдвиг экситонного перехода. При высоком уровне возбуждения электрон или дырка могут захватываться на поверхность КТ и ионизировать их. Штарк эффект в наведенном электрическом поле (красный сдвиг спектра поглощения) вызывает возбуждение КТ с меньшим диаметром из ансамбля. Импульс второй гармоники лазера возбуждает ("выжигает") преимущественно КТ определенного размера, основной электронно-дырочный переход которых попадает в резонанс с энергией возбуждающего излучения.

Лучи k_1 и k_2 (Рис.1), пересекающиеся в кювете с КТ под углом ϑ, создают дифракционную решетку с периодом $\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin(\vartheta/2)}$. Помимо рожденных лучей k_3 и k_4, образованных при самодифракции лучей k_1 и k_2, были обнаружены лучи k_5 и k_6, которые возникли в ходе четырехволнового взаимодействия лучей k_3 и k_4.

Благодарности

Выражаем признательность научному руководителю, В.С. Днепровскому, за большую помощь, оказанную нам при получении и осмыслении результатов. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 11-02-00424-а).

Литература

[1] V.Dneprovskii, D.Kabanin, V.Lyaskovskii, T.Wumaier, and E.Zhukov, phys. stat. sol.(c) **5**, 2503 (2008)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ

Устинов Алексей Викторович
Аспирант
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия
E–mail: richard_zonne@mail.ru

В последнее время в квантовой теории активно обсуждаются принципы локальности и причинности. В частности, распространено мнение, что современные эксперименты доказывают отсутствие локальной физической реальности, которое является причиной квантовых эффектов. Однако, как показано в настоящей работе, для получения неклассических результатов вовсе не требуется отказываться от фундаментальных принципов и рассматривать особую квантовую динамику. Более важным аспектом является взаимодействие системы с измерительным прибором, и при грамотном моделировании процедуры измерений в классической системе возможно получение квантово-механических результатов.

В настоящей работе с использованием численных методов построена компьютерная модель макроскопической двухуровневой системы, состоящей из классических составляющих. Теоретическое рассмотрение данной задачи проводится в работах [1,2]. При этом используется один из вариантов алгебраического подхода к квантовой теории [1,3].

Создание и анализ одночастичного состояния системы позволяют сравнить результаты с предсказаниями квантовой механики, а именно – распределением вероятности обнаружения определённого значения проекции спина ½ на заданное направление. Полученные данные прекрасно согласуются с теорией. При этом в модели отсутствуют какие-либо подгоночные параметры.

Для исследования корреляционных свойств системы в настоящей работе смоделировано двухчастичное синглетное распределение. Это позволяет вычислить корреляционные функции и, как следствие, получить ограничения на значение параметра Белла [4,5] в рамках данной модели. Максимальное экспериментальное значение составляет: S=0.707. Оно согласуется с квантово-механическим и нарушает классический предел, равный ½.

Данная система не обладает никакой специфической динамикой. Все предположения и результаты опираются на классическую теорию вероятностей, причём особое внимание уделяется измеримости вероятностного пространства. Модель построена в рамках концепций локальности и причинности. В дальнейшем перспективно применение полученных результатов моделирования для исследования иных свойств квантовых систем, а также для исследования процессов квантовой телепортации.

Литература

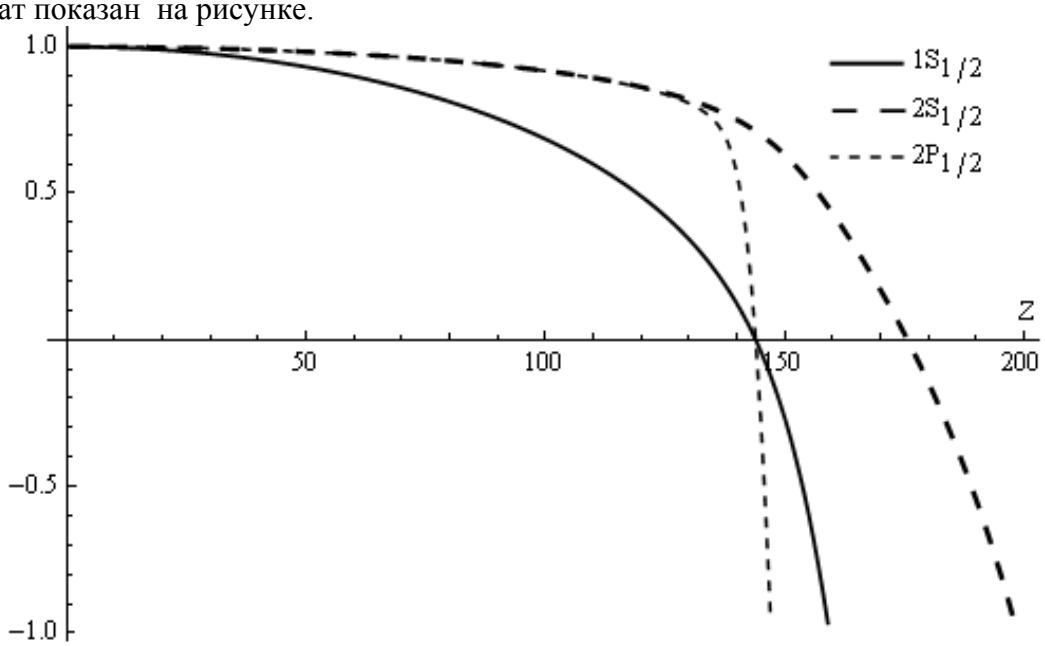
1. Славнов Д.А. О возможности согласования квантовой механики с классической теорией вероятностей // ТМФ, **149**:3 (2006), 457-472.
2. Славнов Д.А. Макроскопическое моделирование нарушения неравенства Белла // ЭЧАЯ, **41**:5 (2010), 1425-1450.
3. Славнов Д.А. Измерения и математический аппарат квантовой физики // ЭЧАЯ, **38**:2 (2007), 295-359.
4. Bell J.S., *Physics*, **1**:3 (1965), 195-200.
5. Clauser J.F., Horne M.A., Shimony A. et al., *Phys. Rev. Lett.,* **23**:15 (1969), 880-884.

НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАДИАЦИОННОГО ВКЛАДА В МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМАХ

Хомовский Дмитрий Игоревич
Аспирант
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия
E–mail: lel0lel@mail.ru

Развитие в последние годы физики тяжелых ионов и новых спектроскопических методов открывает новые возможности высокоточных измерений характеристик водородоподобных атомов при различных зарядах ядра Z [1], включая уточнение таких универсальных констант, как масса электрона и постоянная тонкой структуры [2], а также исследования КЭД-эффектов, в которых радиационные вклады уже нельзя считать малыми [3].

Примером такого эффекта является рассматриваемая в настоящей работе задача о стационарных состояниях электрона в кулоновском потенциале $V(r) = -Z\alpha / r$ при непертурбативном учете взаимодействия радиационной компоненты магнитного момента свободного электрона $\vec{\mu}_{rad} = -g_{rad}\mu_0\vec{s}$ с кулоновским полем ядра, где $g_{rad} = \alpha/\pi - 0.656958(\alpha/\pi)^2 + O((\alpha/\pi)^3)$ [4,5], μ_0 - магнетон Бора и которое задается с помощью дополнительного швингеровского члена в уравнении Дирака [6]. Соответствующая спектральная задача в единицах $\hbar = c = m_e = 1$ принимает следующий вид $\left(\vec{\alpha}\vec{p} + \beta - Z\alpha/r - ig_{rad}(Z\alpha/4)\beta\vec{\alpha}\vec{r}/r^3\right)\psi = \varepsilon\psi$, где α - постоянная тонкой структуры. Как и при спин-орбитальном взаимодействии, вклад в энергию уровней от швингеровского члена быстро растет с увеличением заряда ядра, и при больших Z его корректный учет требует существенно непертурбативного подхода. Основной результат такого анализа состоит в качественном изменении зависимости энергии атомных уровней от заряда ядра в «закритической» области Z>137. Для нижних уровней этот результат показан на рисунке.



Значения Z, при которых уровни $1S_{1/2}$, $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$ достигают порога отрицательного континуума, соответственно равны 159, 198, 147. Величина вклада в энергию от швингеровского взаимодействия для состояний $1S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ имеет разный знак, это приводит к тому, что при предельно больших зарядах ядра уровень $2P_{1/2}$ “обгоняет”

$1S_{1/2}$ и становится основным. Значение заряда, при котором эти два уровня максимально сближаются, равно 144. Таким образом, при непертурбативном учете швингеровского члена критическое значение заряда, при котором сохраняется картина Фарри (одночастичное приближение для электрона), определяется уровнем $2P_{1/2}$ и равно 147.

Следует отметить, что данный результат получен для точечного кулоновского источника. Фактически швингеровский член становится существенным на расстояниях порядка 0.3-0.5 Фм, что существенно меньше размера ядра, но следует учесть, что согласно КХД реальными носителями заряда в нуклонах и тем самым в ядрах являются точечные кварки и пары кварк-антикварк. Поэтому для ядер с большим Z необходим также учет фактического распределения заряда, а результирующий эффект в такой многоцентровой задаче при непертурбативном подходе уже не будет аддитивной суммой вкладов от отдельных источников. Известное значение критического заряда, полученное в работах [7-9] в результате расчёта модели, в которой ядро представляет собой однородно заряженный шар, примерно равно 170. Оно определяется достижением отрицательного континуума уровнем $1S_{1/2}$. Очевидно, что полученная в работе картина нетривиальным образом отличается от этого результата и показывает, что для корректного анализа «закритической» области необходим непертурбативный учет всех радиационных поправок, а также неоднородности распределения заряда в тяжелом ядре, что становится одной из новых актуальных задач для существующих и находящихся в стадии разработки коллайдерах тяжелых ионов RHIC, RISC, FAIR и LHC.

Литература

1. N. Hermanspahn et al., Acta Phys. Pol. B27, 357 (1996)
2. M. Vogel et al., Eur. Phys. J. Special Topics 163, 113-126 (2008)
3. S.G. Karshenboim, Phys. Lett. A 266, 380 (2000)
4. V.W. Hughes and T. Kinishita, Rev. Mod. Phys. 71, S133 (1999)
5. A. Czarneck et al., arXiv: 1007.1176v1 [hep-ph] 7 Jul (2010)
6. Дж.Д. Бьёркен, С.Л. Дрелл, Релятивистская квантовая теория, “Наука” (1978)
7. I. Pomeranchuk, Ya. Smorodinsky, Journ. of Phys. USSR 9, 97 (1945)
8. W. Pieper, W. Greiner, Zeit. Phys. 218, 327 (1969)
9. В.С. Попов, Письма в ЖЭТФ, 11, 254, (1970); ЯФ 12, 429, (1970)

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....

Подсекция
АСТРОФИЗИКА

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ АНАЛИЗА КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С ЭКЗОПЛАНЕТАМИ
Абубекеров М. К., Гостев Н.Ю.....4

РАВНОВЕСНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ
Аммосов А.П. 5

ОСОБЕННОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕЛИОСФЕРНЫХ И МАГНИТОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ДАННЫМ МЮОННОГО ГОДОСКОПА
Астапов И.И., Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Мишутина Ю.Н., Шутенко В.В., Яковлева Е.И.....6

ПОИСК НЕЙТРИНО ОТ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА ДЕТЕКТОРЕ ANTARES
Афанасьев А.А. 7

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ НЕПТУНА
Васько И.Ю.....8

ОБРАЗОВАНИЕ И РАННЯЯ ЭВОЛЮЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ
Веселинов Н.С. 9

РОБОТИЗАЦИЯ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ НА БАЗЕ МИКРОКОМПЬЮТЕРОВ NXT
Волков Д.В., Иларионова Е.М. 10

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗД РАССЕЯННЫХ И ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ
Зубарев С.Н.....11

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛОРЕНЦЕВОЙ СИММЕТРИИ В СЕКТОРЕ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ
Иванов М.М. 13

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ СИСТЕМЫ ВТОРИЧНОГО ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА "МИХАЙЛО ЛОМОНОСОВ"
Краснов А.С. 14

ОСЦИЛЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СКАЛЯРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВО ВСЕЛЕННОЙ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ И ТЕМНОЙ ЭНЕРГИЕЙ
Маракулин А.О. 15

ДВИЖЕНИЕ ЗВЕЗД В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ С КОНСЕРВАТИВНЫМ ОБМЕНОМ МАСС
Медведева А.А. 17

ОГРАНИЧЕНИЯ НА УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКАХ
Птицына К.В. 17

ДИНАМИКА РЕЗКИХ ГРАНИЦ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ СТРУКТУР СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ МАГНИТОСЛОЯ
Рахманова Л.С. 18

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПАКТНОЙ ЗВЕЗДЫ С НЕ СЛИШКОМ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ВЕЩЕСТВА
Рохманенков А.С.....19

ОРБИТЫ МЕТЕОРОИДОВ ПОД ВЛИЯНИЕМ СИЛ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ
Снеткова Ю.А.....19

НАБЛЮДЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ В ПОТОКЕ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ
Туфанов Д.А., Астапов И.И., Ампилогов Н.В., Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Компаниец К.Г., Яковлева Е.И. 21

Подсекция
АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

ПОЛУЧЕНИЕ ЧАСТОТЫ СОВПАДЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА ANTARES
Андреев А.Б., Яковенко Я.В. 23

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ
Бирюков А.О., Марколия А.А., Алабин К.А., Шпаковский Т.В., Белоус П.В., Стешенко Г.К., Леванов А.А.....24

ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ ОДИНАКОВОЙ ЧЕТНОСТИ В ДВОЙНОЙ ТРЁХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ИМПУЛЬСАМИ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ
Битюцкая А.С. 26

ВЛИЯНИЕ НЕДИПОЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ (γ, 2e) ПРОЦЕССОВ
Галстян А.Г. 27

ВЫСОКОТОЧНЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ И ОДНОКРАТНЫХ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В АЛГЕБРАИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ-ФОКА
Горшунов М.В., Евсеев С.В. 29

НУКЛЕОСИНТЕЗ. ПОИСКИ АЛЬТЕРНАТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ
Збиняков И.А. 31

ИЗУЧЕНИЕ ВАЛЕНТНОСТИ ИОНОВ YB В КУБИЧЕСКОЙ ФАЗЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ YBGE2.85 МЕТОДОМ ВОЗМУЩЕННЫХ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
Цвященко А.В., Величков А.И., Саламатин А.В., Фомичева Л.Н., Саламатин Д.А., Рясный Г.К., Budzynsky M., Садыков Р.А., Илюхин К.С., Спасский А.В. 32

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ HE4 НА N15 ПРИ ЭНЕРГИИ 50 МэВ
Козловский А.Л. 33

МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРУГОЙ РЕАКЦИИ ПИОН-ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ НА УСТАНОВКЕ «ЭПЕКУР»
Коновалова Е.А. 35

ДЕТЕКТОР ГЕО-НЕЙТРИНО В БАКСАНСКОЙ НЕЙТРИННОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Копылов А.Н. 37

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ DET-PET И ЕГО ПРОЯВЛЕНИЕ В СВОЙСТВАХ МНОГОЧАСТИЧНЫХ СИСТЕМ.
Широков А.М.1, Куликов В.А.1, Мазур А.И.2, Вэри Дж.П.3, Марис П.3

СПИН–СЕЛЕКТИВНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ КАК ПРИЧИНА ОБРАЗОВАНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА
Култаева А.Ю. 39

АНАЛИЗ ДАННЫХ ПУЧКОВОГО ИСПЫТАНИЯ ПРОТОТИПА НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ "НУКЛОН"
Лобанов Артур Александрович 40

МЕТОДИКА РАСЧЕТА СОЦИАЛЬНО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ЧРЕЗВЫЧАЙНЫХ СИТУАЦИЙ РАДИАЦИОННОГО ХАРАКТЕРА НА ТЕРРИТОРИИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Морозова О.А. 41

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ 16O ПРИ ЭНЕРГИЯХ НИЖЕ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА НА ЯДРЕ 11B
Муратказинов О.С., Шагырбаев Б. 42

COMPARATIVE ANALYSIS OF THE TRACK-ETCHED MEMBRANES PORE DIAMETERS MEASURED BY SEM AND EXTRUSION FLOW POROMETRY TECHNIQUES
Orazbayeva D., Darelkhan B., Gorin E., Zhumazhanova A. 43

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕРХТОНКИХ ПОДУРОВНЕЙ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА.
Пичугина Е.С. 44

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ АЗОТА НА ЯДРЕ УГЛЕРОДА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ
Эшбеков Н.У., Райымбеков Е.А. 45

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА С ПОЛИМЕРНЫМИ МИКРО- И НАНОКОМПОЗИТАМИ
Самохина М.С., Чирская Н.П. 46

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫМИ МАТЕРИАЛАМИ
Чирская Н.П. 47

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ВОЛЬФРАМОВОЙ ПРОВОЛОЧКИ В ВАКУУМЕ
Стешенко Г.К., Бирюков А.О., Марколия А.А., Алабин К.А., Шпаковский Т.В., Белоус П.В., Леванов А.А.49

ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗУЧЕНИЯ АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ И C-КВАРКОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ
Щербакова А.С. 51

АНАЛИЗ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА КОЛЛАЙДЕРЕ LHC
Швецов И.А. 52

Подсекция
БИОФИЗИКА

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТЬ БАКТЕРИЙ ESCHERICHIA COLI В ПРИСУТСТВИИ ИЗОТОПОВ МАГНИЯ
Авдеева Е.И., Шевченко У.Г. 55

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОВЫШЕННЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ ФАКТОРОВ СВЕРТЫВАНИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ ДИНАМИКУ ТРОМБООБРАЗОВАНИЯ
Власова О.А. 56

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ХРАНЕНИЯ СЫВОРОТКИ КРОВИ НА ПАТТЕРН АНТИУГЛЕВОДНЫХ АНТИТЕЛ ЧЕЛОВЕКА
Генералов Е.А. 57

КЛОНИРОВАНИЕ И ЭКСПРЕССИЯ ФРАГМЕНТОВ ИНГИБИТОРА ФАКТОРА ХАГЕМАНА
Жулябина О.А. 58

РАЗВИТИЕ ИКРИНОК ВЬЮНА В ИЗОТОПНО-ИЗМЕНЕННОЙ ВОДЕ
Киркина А.А. 59

КИНЕТИКА ДЛИТЕЛЬНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЭКЗОГЕННЫХ ФЛУОРОФОРОВ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ
Кувандыкова А.Ф. 61

ВЛИЯНИЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ПОКАЗАТЕЛИ ЗДОРОВЬЯ НАСЕЛЕНИЯ ВЛАДИМИРСКОЙ ОБЛАСТИ
Лещев И.А. 62

РЕГУЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ЛИЗОЦИМА ПУТЕМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С МЕТИЛРЕЗОРЦИНОМ
Мартиросова Е.И. 64

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОГО ДИАПАЗОНА НА МОЛЕКУЛЫ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА
Немова Е., Федоровна, Капралова А. В., ...65

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СВЯЗАННОЙ ВОДЫ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ
Рубцова Е.В. 66

ПРОБЛЕМА ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ СВЯЗНОСТИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ БОЛЬШИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ
Собинов А.Р., Дрижук Д.Д., Параскевов А.В. 67

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИНАМИКА БЕЛКОВ В ОКРЕСТНОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА
Строков С.В., Сванидзе А.В. 68

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ИНГИБИТОРОВ ФАКТОРА ХАГЕМАНА
Тарасовец Е.В. 69

КЛОНИРОВАНИЕ И ЭКСПРЕССИЯ РЕКОМБИНАНТНОГО ИНГИБИТОРА ТРИПСИНА ИЗ КУКУРУЗЫ В РАСТВОРИМОЙ ФОРМЕ В E.COLI
Трубецков М.М. 71

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ И ОПТИЧЕСКАЯ ПЛОТНОСТЬ ВЫРАЩЕННОЙ ПРИ РАЗНЫХ РЕЖИМАХ ОСВЕЩЕНИЯ КУЛЬТУРЫ ЗЕЛЕНЫХ ВОДОРОСЛЕЙ SCENEDESMUS QUADRICAUDA
Харчева А.В., Хунджуа Д.А., Пукальчик М.А. 71

Подсекция
ГЕОФИЗИКА

ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМЫ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ АПВЕЛЛИНГЕ
Барбанова Е. С. 73

ГЛУБИННОЕ СТРОЕНИЕ ЛАККОЛИТА БЕШТАУ (ПЯТИГОРСКИЙ ВУЛКАНИЧЕСКИЙ ЦЕНТР)
Жостков Р.А., Дударов З.И., Долов С.М., Данилов К.Б. 74

ОБЛАКА МУТНОСТИ В СИСТЕМАХ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ
Перескок Н.А. 75

ТЕРМОНАМАГНИЧЕННОСТЬ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ
Иванов А.А. 76

УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КОНВЕКЦИИ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА В АТМОСФЕРЕ
Полянская Н.Е. 78

ОЦЕНКА ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛУННЫХ ПРИЛИВОВ НА ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ
Рубай Д.В. 80

К РАСЧЕТУ СКОРОСТИ ВЕТРА ВДОЛЬ ПАРАЛЛЕЛИ В СТАЦИОНАРНОМ СЛУЧАЕ
Семенова Ю.А. 81

ВОЗМОЖНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ И НАПРАВЛЕНИЯ ДРЕВНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ СИБИРСКИХ ТРАППОВ
Целебровский А.Н. 83

РАЗВИТИЕ СИСТЕМ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ С ВОЛНОВЫМИ ПОТОКАМИ
Шлычков Д.С. 84

Подсекция
МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛНОВОДОВ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
Боголюбов Н.А. 86

О ВОЛНОВОДЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ ВСТАВКОЙ
Белов А.А. 87

HOTFILE AND BOTTLENECK RECOGNITION IN THE DCACHE SYSTEM
Wehrberger C.G. 88

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ
Домбровская Ж.О. 89

ВЕКТОРНАЯ МОДЕЛЬ ВОЛНОВОДА С ВХОДЯЩИМИ РЕБРАМИ НА КОНЕЧНОМ УЧАСТКЕ
Ерохин А.И. 90

АНАЛИЗ ПАТТЕРНОВ СИНХРОНИЗАЦИИ СИСТЕМ СЦЕПЛЕННЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ПОМОЩЬЮ ЛОКАЛЬНОГО КРИТЕРИЯ СТОХАСТИЧНОСТИ
Козлов А.А. 90

МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ
Коняев Д.А. 91

ПРИМЕНЕНИЕ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОДА-ВОЗДУХ
Николаева О.А. 93

РЕШЕНИЕ В ВИДЕ КСТС ДЛЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ
Петровская Е.С. 94

О НЕКОТОРЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ СИСТЕМ «ЧЕЛОВЕК-МАШИНА-СРЕДА»
Побегайло П.А. 95

ВОЗМОЖНОСТЬ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ МОДЕЛИ ИЗИНГА ДЛЯ БЛОЧНЫХ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ
Теретёнков А. Е. 96

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПОСТОЯННОМ ВО ВРЕМЕНИ МАГНИТНОМ ПОЛЕ
Чуриков М.В. 97

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ПАРАМЕТРАМ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НЕЙРОСЕТЕВЫМИ МЕТОДАМИ
Широкий В.Р. 98

О РАЗРУШЕНИИ РЕШЕНИЙ СИСТЕМ ТИПА КОРТВЕГА-ДЕ ФРИЗА.
Юшков Е.В. 98

КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАДАЧАХ СО СБАЛАНСИРОВАННОЙ АДВЕКЦИЕЙ
Ягремцев А.В. 99

Подсекция
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

ДРЕЙФ БРОУНОВСКОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЕРИОДИЧЕСКИ СУЖАЮЩЕЙСЯ ТРУБКЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕЙСЯ СО ВРЕМЕНЕМ СИЛЫ
Антипов А.Е. 102

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ИОННОГО ЗАТВОРА СПЕКТРОМЕТРА ПОДВИЖНОСТИ ИОНОВ
Бисярин Н.Н. 104

ПЕРВОПРИНЦИПНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА СТРУКТУРУ СУЛЬФАТА КАЛИЯ
Бугаева И.А. 105

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ОСАЖДЕНИЯ АБЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В СХЕМЕ ПРЯМОГО ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ
Бухаров Д.Н., Кучерик А.О., Кутровская С.В. 106

НЕЛИНЕЙНЫЕ МОДЕЛИ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ
Грачев Д.А. 107

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ
Джамалудинов Р. Г-К. 108

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ВОДОРОДА В ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЯХ НАНЕСЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ.
Евтеева Н.А. 110

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЕРМОГАЗОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕФТЯНОЙ ПЛАСТ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ
Исаева А.В. 110

МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ
Казак О.В. 111

ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИДРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА В ОТКРЫТЫХ КАНАЛАХ НА БАЗЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ
Мамолина А.П. 113

СЛУЧАЙНО-ВОЗМУЩЕННЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ЭЙЛЕРА ДЛЯ ВРАЩЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА И МЕТОД МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ
Миронов П.П. 115

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОБОДНОЙ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ В ДВУХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ
Пиманов В.О. 116

ГАРАНТИРУЮЩЕЕ УПРАВЛЕНИЕ В ЗАДАЧЕ ПРИМЕНЕНИЯ АНТИВИРУСНЫХ ПРЕПАРАТОВ И РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
Преснова А.П. 117

ВИБРОЗАЩИТА НАУЧНОГО ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ВЫСОКОТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
Смирнов В.А. 118

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ВБЛИЗИ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ В ВЯЗКОМ ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ
Солёная О.А., Шугаев Ф.В. 120

ПУТИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ СИСТЕМЫ ГАЗОУДАЛЕНИЯ ДУГОВЫХ СТАЛЕПЛАВИЛЬНЫХ ПЕЧЕЙ
Тимошенко Н.С. 121

НОВЫЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ НЕСТАЦИОНАРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ
Чемарина Ю.В. 122

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ В РАБОТЕ КАТАЛИТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ.
Чижов М.Е. 123

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ С ОСОБЕННОСТЬЮ НА ГРАНИЦЕ
Чудакова Е.М. 125

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ КОЛМОГОРОВА-ПЕТРОВСКОГО-ПИСКУНОВА В ОКРЕСТНОСТИ ОСОБЫХ ТОЧЕК
Быков А.А., Шарло А.С. 126

ПРИМЕНЕНИЕ LES ПОДХОДА К ЧИСЛЕННОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ ГИПЕРЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ВОГНУТОГО УГЛА
Шелехов Г.С. 127

Подсекция
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

ЭВОЛЮЦИЯ ГЛИАЛЬНЫХ ОПУХОЛЕЙ ПО ДАННЫМ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ
Верхоглазова Е.В., Гуляев М.В., Юсубалиева Г.М. 128

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ SWI РЕЖИМА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ОПУХОЛЕЙ VEGF СПЕЦИФИЧНЫМ T2 КОНТРАСТНЫМ АГЕНТОМ МЕТОДОМ МРТ
Губский И.Л., Абакумов М.А., Шеин С.А., Нуколова Н.В., Х. Вишвасрао, М. Сокольски-Папков, Кабанов А.В. 130

МИКРОПОВРЕЖДЕНИЕ ЭМАЛИ И ДЕНТИНА ИМПУЛЬСАМИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА
Данилов П.А., Демьянова Т.С., Бурлуцкая Е.Н. 131

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИНАМИКИ ЛИЗИСА ФИБРИНОВОГО СГУСТКА IN VITRO
Жалялов А.С. 132

ПРОЦЕДУРА ВЗАИМНОЙ КАЛИБРОВКИ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ДЛЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ
Е.В. Заглубоцкая, Т.В.Гордиенко 134

МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В ПРИМЕНЕНИИ К МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТЕРМОМЕТРИИ
Какагельдыев С.К., Волков А.А. 136

МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА С НАТИВНЫМИ ОБРАЗЦАМИ СЫВОРОТКИ КРОВИ
Комарова А.В., Гибизова В.В., Сергеева И.А. 137

РАССЕЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА НЕОДНОРОДНОМ АНСАМБЛЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ДИСКОВ, МОДЕЛИРУЮЩИХ КРАСНЫЕ КЛЕТКИ КРОВИ
Кормачева М. А. 138

ОПТИЧЕСКИЙ ЗАХВАТ И МАНИПУЛЯЦИЯ ЭРИТРОЦИТАМИ И ИЗМЕРЕНИЕ СИЛ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
Ли Кисун, Маклыгин А. Ю. 140

ГЛУБОКОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ БИОТКАНЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АНТИСТОКСОВЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЛЮМИНОФОРОВ
Лысак Ю.В. 141

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЦЕПТОРНЫХ СЛОЕВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПСА
Мальцева Е.С. 143

РАСЧЕТ ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ НА БАЗЕ КТ ДАННЫХ ДЛЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ
Матусова Т.В. 144

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ИЗУЧЕНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ОРГАНИЗМ ЧЕЛОВЕКА
Наумова А.И., МастрюковаВ.Б. 144

ЗАВИСИМОСТЬ ПОДВИЖНОСТИ БЕЛКОВ МОДЕЛЬНЫХ РАСТВОРОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ ОТ РН СРЕДЫ И ОТНОСИТЕЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ КОМПОНЕНТОВ
Папок И.М. 146

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НАНОЧАСТИЦ АЛМАЗА С ЭРИТРОЦИТАМИ МЕТОДАМИ ДИФРАКТОМЕТРИИ И АГРЕГОМЕТРИИ
Самсонова Ю.С., Луговцов А.Е. 148

ПОРАЗИТЕЛЬНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ
Тамаров К.П., Каргина Ю.В. 150

ОПТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СОСУДОВ МЕТОДОМ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗРЕШЕННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ
Тенников А.Г. 152

ЧАСТИЦЫ «ЯДРО-ОБОЛОЧКА» НА ОСНОВЕ МИКРОСФЕРОЛИТОВ КАРБОНАТА КАЛЬЦИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ
Трушина Д.Б. 154

Подсекция
МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ТОНКИХ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК НА ПОВЕРХНОСТИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ
Антонов Д.Н. 156

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА С ПРЕДЫОНИЗАЦИЕЙ УФ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ЦИФРОВОЙ КАМЕРОЙ
Архипов Н.О. 157

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ОБЪЕМАХ РАСТВОРОВ
Бурцев А.А. 157

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ФОРМИРОВАНИЯ И СТРУКТУРЫ АДСОРБЦИОННОГО СЛОЯ ТЕНЕВЫМ МЕТОДОМ
Дробышевский И.А., Воронцова Е.Ю., ...158

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМАХ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СЕПАРАЦИИ И ПЕРЕГРЕВА ВЛАЖНОПАРОВЫХ ТУРБИН АЭС
Егоров М.Ю. 159

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ ВОДНОГО КЛАСТЕРА $(H_2O)_6$ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЕГО ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ
Крашенинникова О.Н. 161

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ МОЮЩЕГО СРЕДСТВА НА ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ВОДНОГО РАСТВОРА
Бережная Т.Н., Полякова О.А. 162

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ СИНГЛЕТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ДОНОРА К МОЛЕКУЛАМ АКЦЕПТОРА В ТРИПЛЕТНОМ СОСТОЯНИИ
Сураева Е.Ю. 163

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА В-ДИКЕТОНАТОВ ДИФТОРИДА БОРА С АРОМАТИЧЕСКИМИ ЗАМЕСТИТЕЛЯМИ
Тихонов С.А. 165

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ СПЕЦИФИЧЕСКОГО ИОННОГО ЭФФЕКТА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ГАЛОГЕНИДОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ.
Шагиева Ф.М. 166

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР В ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ
Широкова Д.К. 167

Подсекция
НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

ПАРАДОКС БЕРНШТЕЙНА В ЗАПУТАННЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЯХ
Беляева О.В. 169

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ
Иванов М.С., Зерняев Д.В 170

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНОЙ КОНВЕРСИИ В УСЛОВИЯХ ЯВЛЕНИЯ САМОЗАХВАТА
Зинган А.П. 171

РЕЗОНАНСНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ N ДВУХУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВОКРУГ СФЕРИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОАНТЕННЫ
Пастухов В.М. 173

HIGH ORDER HARMONIC GENERATION OF PICOSECOND LASER RADIATION FROM THE LOW-EXCITED LASER PLASMA PRODUCED ON THE SURFACES OF VARIOUS TARGETS
Satlikov N.K., Boltaev G.S. 174

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЧЕТЫРЕХ ВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПО ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ
Ушаков А.А. 176

Подсекция
ОПТИКА

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $NALA_{0,5}GD_{0,5}(WO_4)_2$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ND^{3+}
Антошкина С.А., Рябочкина П.А., Климин С.А. 178

ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ
Афиногенов Б.И., Бессонов В.О. 179

GENERATION OF RADIALLY AND AZIMUTHALLY POLARIZED BEAMS WITH ELLIPTICAL ANISOTROPIC TWISTED OPTICAL FIBRES
Barshak E.V. 180

НОВЫЙ СПОСОБ И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЮСТИРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ЗЕРКАЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА
Долгов А.А. 182

ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ МЕТОДОМ ДВУХИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
Ермалицкая К. Ф. 183

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА КЛАСТЕРИЗАЦИИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ БОРАТОВ $LuxY_{1-x}BO_3$: Eu^{3+}
Левушкина В.С., Третьякова М.С. 184

ТРАНСЛЯЦИОННАЯ ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ ПОДВИЖНОСТЬ МОЛЕКУЛ АЗОКРАСИТЕЛЯ В ТВЕРДЫХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ
Нагорский Н.М. 186

ЯВЛЕНИЕ САМОДЕФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ
Рекало С.В. 187

СИНТЕЗ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПОРОШКООБРАЗНЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CDSE
Рубашная Д.С., Минаев Н.В. 189

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ, ПРОШЕДШЕГО ОДНООСНЫЙ КРИСТАЛЛ ОРТОГОНАЛЬНО К ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ
Соколенко Б.В., Рыбась А.Ф. 191

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВОГО ЛУЧА В ОБЪЕМЕ СРЕДЫ С ДИФРАКЦИОННЫМИ СТРУКТУРАМИ
Старосотников Н.О. 192

ДВУХМИКРОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА КРИСТАЛЛАХ ZRO_2-Y_2O_3-TM_2O_3 С ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ
Чабушкин А.Н.,Рябочкина П.А., Ушаков С.Н., Ломонова Е.Е., Малов А.В. 194

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ ГЕНЕТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА В УСЛОВИЯХ ЦВЕТНОГО ШУМА ДЛЯ РАЗЛОЖЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОНТУРОВ
Шаймухаметова Э.Р. 195

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ГОЛЬМИЯ
Щучкина Н.В., Рябочкина П.А. 196

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МОЛИБДАТОВ $AgLa_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$ (x=0, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 и 1.0)
Яковлев В.Г. 197

Подсекция
РАДИОФИЗИКА

ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ И АКУСТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛА ТЕЛЛУРА
Воробьев Е.С., Князев Г.А. 200

СХЕМА ПРЯМОГО СЧИТЫВАНИЯ СИГНАЛА (DC READOUT) В ЛАЗЕРНОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЕ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ADVANCED LIGO
Востросаблин Н.А. 201

НЕИСКАЖАЮЩИЕ МНОГОПРОВОДНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧ
Гаврильев А.А. 202

ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ СТРУКТУРУ АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА В КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА
Ермаков А. А., Манцевич С.Н. 204

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС СПЕКТРАЛЬНОГО ОЦЕНИВАНИЯ
Закиров А.А. 206

ДИНАМИКА КВАНТОВОЙ ЗАПУТАННОСТИ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОПТОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ
Кирюхин О.М. 207

ИЗМЕРЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ СИЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОБНЫХ ТЕЛ ИЗ ПЛАВЛЕНОГО КВАРЦА С ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО АКТЮАТОРА
Копцов Д.В. 208

АДАПТИВНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА
Коробко М.С. 209

ИЗУЧЕНИЕ ТРАНСФОРМАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ДВУХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД
Корчагин Я.М. 210

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ
Круглов М.С. 211

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ТОПОЛОГИЙ ЭЛЕКТРОДОВ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА–ЗАНДЕРА
Мамыкин А.Д. 212

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР ДЛЯ АКТИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД ЛАЗЕРА
Мельников А.А. 214

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ МАКСИМУМОВ МОДУЛЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КВАЗИРЕЗОНАТОРАХ
Полетаев Д.А. 215

АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩЕЙ УСТОЙЧИВУЮ ОПТИЧЕСКУЮ ЖЕСТКОСТЬ
Рахубовский А.А. 217

ДИАГНОСТИКА ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И УСТАНОВОК
Филина О.А. 217

НОВЫЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ УРАВНЕНИЯ КРИСТОФФЕЛЯ В ЗАДАЧАХ ОБЪЁМНОЙ КРИСТАЛЛОАКУСТИКИ
Чекалина В.А., Трушин А.С. 218

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ШУМОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОЦЕНКУ ПАРАМЕТРОВ И СОСТОЯНИЙ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ
Астахов О.В. 219

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ИОНА НАТРИЯ
Васильченко В. Г. 220

ИНДУЦИРОВАННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД В СРЕДЕ С ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ
Давтян Д.А. 222

ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПЛЁНОК ДВУМЕРНО-УПОРЯДОЧЕННОГО ЛИНЕЙНО-ЦЕПОЧЕЧНОГО УГЛЕРОДА
Иваненко И.П., Стрелецкий О.А. 224

НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКОГО СЛОЯ ВОДЫ
Козлов В.С. 224

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА 3-D ГРАНУЛИРОВАННОЙ НЕКОНСОЛИДИРОВАННОЙ СРЕДЫ
Кокшайский А.И. 225

ОРИЕНТИРОВОЧНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА ШУМА АВТОТРАНСПОРТА
Саматова Л.Н., Егоров А.Е., Галимова А.И., Кочергина К.А. 227

ИЗМЕРЕНИЕ НАГРЕВА И ПОРОГОВ АКУСТИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ
Свиридов А. П. 228

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМЕРЗАНИЯ ДИСТИЛЛИРОВАННОЙ ВОДЫ ФОТОАКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ
Семенова А. Н. 229

СИСТЕМА ПАССИВНОГО РАДИОВИДЕНИЯ С НАКЛОННО-КОНИЧЕСКИМ СКАНИРОВАНИЕМ ....
Павлов Р.А., Солдатов Д.П. 230

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ И МОНИТОРИНГА ПОТРЕБИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ
Таратухин А.А. 232

ВЛИЯНИЕ КАНАЛА СВЯЗИ НА МНОГОПОЗИЦИОННЫЕ СИГНАЛЫ С КВАДРАТУРНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ
Чернова М.М. 233

ПРОБЛЕМА ПЕРЕГРУЗКИ БЕСПРОВОДНОЙ СЕТИ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ: ВОЗМОЖНЫЕ ПУТИ РЕШЕНИЯ
Шантуров Е.М. 234

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ УПРУГИХ ВОЛН В ОДНОМЕРНОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СТРУКТУРЕ
Ширгина Н.В. 235

Подсекция
СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ 2.5 РОДА В НАНОСТРУКТУРАХ InAs/AlSb и $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$
Афанасова М.М. 238

ФАЗОВЫЙ КОНТРОЛЬ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
Васильев В.В. 240

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПЕРВИЧНЫХ И ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НАНОАЛМАЗОВ
Гравдан Е.С. 240

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОЛИМЕРНО-УГЛЕРОДНОГО КОМПОЗИТА ДЛЯ САМОВОССТАНАВЛИВАЮЩИХСЯ ПРЕДОХРАНТИТЕЛЕЙ
Домкин К.И. 241

ЭФФЕКТ РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ И ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМАЯ ПАМЯТЬ НА ЕГО ОСНОВЕ
Котова М.С., Дронов М.А., ...243

ScS-АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДВУХЩЕЛЕВОГО СВЕРХПРОВОДНИКА LiFeAs
Кузьмичёв С.А., Рослова М.В., Шаныгина Т.Е. 244

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ НА ГИГАНТСКОЕ МАГНИТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В СИСТЕМЕ Si/Ta/NiFe/Cu/NiFe/NiMn/Ta
Куренков А.С. 246

РАЗРАБОТКА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ ТЕРМОИЗОЛЯЦИИ ФЭП СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ
Попова А.С. 247

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ИОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА СПЕКТРОМЕТР ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ – КВАДРУПОЛЬНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР
Ускова О.В. 249

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЩЕЛИ В GDO(F)FEAS ПО ДАННЫМ ВНУТРЕННЕЙ АНДРЕЕВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
Шаныгина Т.Е., Кузьмичёв С.А., Садаков А.В., Усольцев А.С. 250

Подсекция
ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

ИССЛЕДОВАНИЕ КРУГОВОГО ДИХРОИЗМА НАНОРАЗМЕРНОГО КОМПЛЕКСА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ ХИРАЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ И НЕХИРАЛЬНЫХ ЗОЛОТЫХ НАНОЧАСТИЦ
Барсукова М.Г. 252

КВАНТОВАЯ ОЦЕНКА ОПТИЧЕСКОЙ АМОРФНОСТИ СТРУКТУРЫ
Бахов В.А. 253

ВЛИЯНИЕ ПАССИВАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕЗАРЯДКИ В ГЕТЕРОСТРУКТРАХ Si/SiGe/Si С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ
Винокуров П.В. 254

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ ДИОКСИДА АЗОТА НА ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ОКСИДЕ ИНДИЯ
Воронин К.А., Форш Е.А., Марикуца А.В., Мартышов М.Н. 255

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКОГО КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРНЫХ МОЛЕКУЛ С ФУНКЦИОНАЛЬНЫМИ

НАНОДОБАВКАМИ
Ильин А.С., Мартышов М.Н., Белогорохов И.А. 256

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И ДЕФЕКТНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПЛЕНКАХ ПОЛИМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО КРЕМНИЯ
Костров Н.Е., Емельянов А.В. 258

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ УРОВНЕЙ В ОКСИДЕ КРЕМНИЯ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ
Олейникова О.О., Винокуров П.В. 259

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ КРЕМНИЯ НА СТЕХИОМЕТРИЮ И ТОЛЩИНУ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК
Паринова Е.В. 261

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПЛЕНОК ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО АМОРФНОГО КРЕМНИЯ
Петрова Н.Н., Емельянов А.В., Костров Н.Е. 261

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА “ПРИМЕСЬ-ЗОНА” И “ЗОНА-ПРИМЕСЬ” В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЕШЛЯ–ТЕЛЛЕРА
Тевосян О.Х. 262

ФУРЬЕ-АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ФОТООТРАЖЕНИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНОК N-GaAs
Труфанов Е.А. 264

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО МЕРЦАЮЩЕЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe/CdS
Шулежко В.В. 265

Подсекция
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КИРАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ ТЕМНОГО СЕКТОРА С ПЫЛЕВИДНОЙ МАТЕРИЕЙ .....
Аббязов Р.Р. 267

ЕВКЛИДОВА ФОРМУЛИРОВКА НЕКОММУТАТИВНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ
Антипин К.В. 268

Поиск нарушения Лоренцевой симметрии при низких энергиях с помощью измерения времени жизни позитрония
Астапов К.О. 268

ПЕРЕХОДНЫЕ МЕЗОН-ФОТОННЫЕ ФОРМ ФАКТОРЫ В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСОВ
Балакирева И.А. 269

COLLECTIVE ELEMENTARY EXCITATIONS OF 2D BEC-ED MAGNETOEXCITONS UNDER THE INFLUENCE OF EXCITED LANDAU LEVELS
Dumanov E.V. 270

НАБЛЮДАЕМЫЕ ОСОБЕННОСТИ 2D-ДИССИПАТИВНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
Рудин В.А. Кревчик П.В. Егоров И.А. 271

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЧАСТИЦ С КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
Зезюлин К.В. 272

ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДЕЛИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ТЕХНИЦВЕТА
Зенкевич Е.А. 273

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛОРЕНЦЕВОЙ СИММЕТРИИ В СЕКТОРЕ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ
Иванов М.М. 273

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СТРАГГЛИНГ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЁННЫХ ЧАСТИЦ С АТОМАМИ
Макаров Д.Н. 274

МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ РАВНОВЕСИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ КАПЛИ
Русакова Н.Е., Самухина Ю.В. 275

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА С ЛОРЕНЦ-НАРУШЕНИЕМ: МОДЕЛИ И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ
Сатунин П.С. 277

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДЕЛЬ С БОЛЬШИМИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ И ОДНИМ ПОКОЛЕНИЕМ
Тимирясов И.И. 277

МНОГОМЕРНЫЕ ФОРМУЛЫ ФАКТОРИЗАЦИИ НЕКОММУТИРУЮЩИХ СЕМЕЙСТВ ОПЕРАТОРОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ
Тлячев Т.В., Радионов А.А. 278

ИНФЛЯЦИЯ И РАЗОГРЕВ В МОДЕЛИ СТАРОБИНСКОГО С КОНФОРМНЫМ ПОЛЕМ ХИГГСА: СПЕКТР ВОЗМУЩЕНИЙ И ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССУ БОЗОНА ХИГГСА
Токарева А.А. 280

Подсекция
ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ ПАРАБЕНЗОХИНОНА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ
Антропов И.М., Семисалова А.С., Константинова Е.А., Перов Н.С., Козлов С.Н. 282

О ВОЗМОЖНОСТИ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ
Гладких Д.В., Золотухин А.А. 283

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОМ ЛЕГКОПЛОСКОСТНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С МЕХАНИЧЕСКИМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ.....
Гореликов Г.А. 285

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ГЕЛЕЙ
Деменцова И.В. 286

ВЛИЯНИЕ СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ ...
Дергачёв М.А. 287

ЭФФЕКТ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ NiFe/Cu/NiFe/IrMn С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ТОЛЩИНОЙ РАЗДЕЛИТЕЛЬНОГО МЕДНОГО СЛОЯ
Душенко С.А., Джунь И.О., Черных П.Н. 288

МЕССБАУЭРОВСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СОСТАВА КОМПОЗИТНОГО КАТАЛИЗАТОРА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СИНТЕЗА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК
Жбанов В.А., Ильиных И.А. 289

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ Co/Si/Co ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ
Зайков К.В., Харламова А.М., Рожновская А.А. 290

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА И УТОЧНЕННАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА МОНОКРИСТАЛЛА ГОЛЬМИЯ ВДОЛЬ ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ
Зверев В.И. 291

ВЛИЯНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ НА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ГАДОЛИНИЯ
Звонов А.И., Смаржевская А.И., Кошкидько Ю.С. 292

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И НЕРАВНОВЕСНЫХ ЯВЛЕНИЙ КЛАСТЕРНЫХ CO-ПЛЕНОК
Капитан В.Ю. 293

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УПРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСТЯЖЕНИЯ И СЖАТИЯ МАГНИТНЫХ ГИДРОГЕЛЕЙ
Коровушкин А.Е., Гладков А.А. 295

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУРНЫХ ПЛЕНОК ИЗ СПЛАВА FeCu
Кузнецов А.П. 296

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ В МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ В ГГЦ ДИАПАЗОНЕ
Лебедева Е.И. 297

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА Fe^{48} Mn^{24} Ga^{28}
Меттус Д.Е., Казаков А.П. 298

РАЗБАВЛЕННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ TiO_2-δ:Co
Михайловский Ю.О. 300

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, СОДЕРЖАЩЕЙ ДИСПЕРСИЮ МИКРОЧАСТИЦ ГРАФИТА, В МАГНИТНОМ ПОЛЕ
Мкртчян Л.С., Шевченко А.Ю. 302

ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЁНОК СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА...
Новиков А.И. 304

ФОНОНОПОДОБНАЯ ДИСПЕРСИЯ В БИАТОМНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ
Пальванова Г.С. 305

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ЦТС-Ni-Zn ФЕРРИТ
Полтавский А.С. 306

МАГНИТНЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ – ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ЭЛЕМЕНТАМИ В МГц ДИАПАЗОНЕ
Прокопьева В.В. 307

ПРАКТИКА ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ СВАРНЫХ ШВОВ БАРАБАНОВ И КОЛЛЕКТОРОВ ПАРОВЫХ КОТЛОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ
Прядченко Д.В. 309

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni–Mn–In–Z
Родионов И.Д., Казаков А.П. 310

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ЗАГРЯЗНЕННЫХ ПОЧВ В ОКРЕСТНОСТЯХ ГОРНО-МЕТАЛЛУРГИЧЕСКОГО КОМБИНАТА «СЕВЕРОНИКЕЛЬ»
Самсонова В.В. 312

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ОБРАБОТКИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛ-УГЛЕРОДНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ Co И Co-Gd
Свечкина Н.Б., Вомпе А.А. 314

МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БРОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ В ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ
Скрябина М.Н. 315

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛОСЫ ЖИДКОГО ДИЭЛЕКТРИКА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ
Ткачева Е.С., Никитина Д.М. 316

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛАСТОМЕРОВ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ
Хайруллин М.Ф. 317

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МОДУЛЬ КРУЧЕНИЯ МАГНИТНЫХ ГИДРОГЕЛЕЙ
Харитонов А.С., Гладков А.А. 318

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ FeNi И FeNi/Ti/FeNi СИСТЕМ
Харламова А.М., Рожновская А.А. 319

КРИТИЧЕСКИЕ ИНДЕКСЫ Z И N КВАЗИОДНОМЕРНОГО ИЗИНГОВСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА
Шабунина Е.В. 321

Подсекция
ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ СИСТЕМЫ Cu-Nb МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО
Аксенов Д.А. 323

УЧЕТ НЕПРЯМОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТЕОРИИ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ГРАФЕНА, СФОРМИРОВАННОГО НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКИ
Алисултанов З.З. 324

ПРЯМАЯ ВЕТВЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ PSi-N$(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$ СТРУКТУР
Аллаярова З.К. 325

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ГРАФЕНЕ И НАНОГРАФЕНЕ
Алябьев Д.В. 326

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ И ПОДВИЖНОСТЬ ОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_Y$
Амонов К.А. 327

ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ
Ашиккалиева К.Х. 327

ВСТРАИВАНИЕ КОМПЛЕКСА ФЕРРОИНА В МАТРИЦУ ГЕЛЯ ПМАК
Балуян Т.Г, Хенкин Л.В. 328

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ АВТОЭМИССИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ
И СТРУКТУРОЙ ПОВЕРХНОСТИ НАНОГРАФИТНЫХ ПЛЕНОК
Смольникова Е.А. 329

РАСЧЕТ КРАТНОСТИ ВЫРОЖДЕНИЯ ОСНОВНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ИОНА
КОБАЛЬТА Co^{2+} МАТРИЧНЫМ МЕТОДОМ
Гончаров Е.О. 330

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЭПР ПРИРОДЫ И СВОЙСТВ ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ
ДИОКСИДА ТИТАНА, ЛЕГИРОВАННОГО СЕРЕБРОМ И ЗОЛОТОМ
Дейген Д.М. 331

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ОСТРОВОВ Co И Fe НА ПОВЕРХНОСТИ Cu(100)
Дроздов О.В., Докукин С.А. 332

ИЗМЕРЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАСТЕКАНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ
К ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ОБРАЗЦАМ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ
Заворотний А.А. 333

ОСОБЕННОСТИ УСТАЛОСТНОЙ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ
Зиёваддинов Ж.К. 334

ОПТОЭЛЕКТРОННАЯ ИНТЕГРАЛЬНАЯ СХЕМА ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ АНАЛОГОВЫХ
ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ТРЕХБАРЬЕРНЫМ ФОТОДОДОМ
Зоирова Л.Х. 334

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГРАФЕНОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ
И СПОСОБОВ ПОЛУЧЕНИЯ
Ильясов Ф.К., Старов Д.В. 336

ПАДЕНИЕ РЕШЕТОЧНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В НАНОНИТЯХ
ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ
Исакова К.Я., Кочемасов А.И. 337

НАПРАВЛЕНИЯ УЛУЧШЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ
ДЛЯ АНАЛИЗА ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
Камбарова Ж.Т., Тусупбекова А.К. 338

ДИНАМИЧЕСКАЯ МЕРА НАНОМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА
Каменков И.А. 340

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНА В СЦИНТИЛЛЯТОРАХ
Киркин Р.В., Васильев А.Н. 340

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ АТОМНОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ
ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЁНОК ЛИНЕЙНО-ЦЕПОЧЕЧНОГО УГЛЕРОДА
Коробова Ю.Г. 341

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ
НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР $Al_2O_3/SiO/Al_2O_3/SiO…Si$ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
Коюда Д.А. 343

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК СИСТЕМЫ Fe-Zr-N МЕТОДОМ КОНВЕРСИОННОЙ
МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
Кривенков М.С. 344

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО
РАССЕЯНИЯ.
Куркина И.И. 345

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛЕГИРОВАНИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДИОКСИДА ТИТАНА
АТОМАМИ АЗОТА НА ЕГО ПАРАМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
Ле Н.Т. 346

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ SiC-AlN
МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО СПЕКАНИЯ
Магомедова Д. К., Сафаралалиев Г.К., Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., Магомедова З.С. 348

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В
КРИСТАЛЛАХ АТГС
Магомедова З.С., Садыков С.А. 348

СПЕКТРЫ ФОТООТРАЖЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ РАЗЛИЧНОЙ
ГЛУБИНЫ
Мещанкин А.В. 349

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ ОТ ПЛОЩАДИ
Надеждин А.И. 350

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ИЗЛУЧЕНИЕМ НАНОМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА СТРУКТУР ТИПА КРЕМНИЙ-НА-ИЗОЛЯТОРЕ
Нестеров Д.Н. 351

УСТАЛОСТНЫЕ СВОЙСТВА ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ В ОБЛАСТИ СВЕРХ МНОГОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ
Никитин А.Д., Никитин А.Д., Шанявский А.А. 352

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО РЕЗОНАНСА НА РАВНОВЕСНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ
Нухов А.К. 353

ДЕГРАДАЦИЯ АВТОЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ НАНОГРАФИТНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ ОСТАТОЧНЫХ ГАЗОВ
Обронов И.В. 354

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЙ СИНТЕЗ НАНОЧАСТИЦ Au-Ag ИЗ ЖИДКОЙ ФАЗЫ
Поволоцкая А.В., Поволоцкий А.В., Маньшина А.А 355

ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ ЯДРО/ОБОЛОЧКА/ОБОЛОЧКА ИЗ ZnS/InP/ZnSe
Погосян Р.Г. 356

LANDAU QUANTIZATION OF TWO-DIMENSIONAL HEAVY HOLES, ENERGY SPECTRUM OF MAGNETOEXCITONS AND OPTICAL QUANTUM TRANSITIONS
Podlesny I.V., Buzut A., Gherciu L. 357

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ YB И ФОНОВЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА ЦИНКА
Радевич И.В. 358

ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СТРУКТУР НА ОСНОВЕ PSi-N$(ZnSe)_{1-x-y}(Si_2)_x(GAP)_y$
Рахмонов У.Х. 360

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ РЕЗОНАНСНОГО СЛОЯ YFe_2 ПО ВЫХОДУ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ВОЛНОВОДНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ
Репченко Ю.Л. 361

ВОЛЬТФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ αSi-Si(Li)
Саймбетов А.К., Тошмуродов Ё.К. 362

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ, ОПИСЫВАЕМЫЕ НА ОСНОВЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ МЕХАНОИМПЕДАНСНЫХ СХЕМ
Терентьев А.В. 363

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОР В СИСТЕМЕ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $Fe_{1-x}Co_xGa_3$: AB-INITIO РАСЧЕТЫ И ЯКР
Ткачев А.В., Гервиц Н.Е., Верченко В.Ю., Охотников К.С. 364

ПЛАСТИНЧАТЫЕ ФАЗЫ ПОЛИМЕРОВ С НЕОБЫЧНЫМИ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ
Хамидуллин А.Р., Абдульминев Ф., Ахметдинов Р., Бакиева Э., Баянова Ю., Емельянова К., Ишкулова Г., Калачёва С., Конькова Е., Николаев С., Петрусева М., Рахимова Н., Сайсанова А., Салахова Э., Салиева С., Сиражетдинова Л., Титоренко Ю., Файрушина А., Фаткуллина В., Хаматова Н., Ялалова А. 365

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА И ОБРАБОТКИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ В РАСТВОРЕ ТЭОС НА СОСТАВ И СВОЙСТВА ЕГО ПОВЕРХНОСТИ
Кашкаров В.М., Леньшин А.С., Середин П.В., Агапов Б.Л., Ципенюк В.Н. 367

ОСОБЕННОСТИ САМОДИФРАКЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS
Смирнов А.М., Козлова М.В. 369

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ
Устинов А. В. 371

НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАДИАЦИОННОГО ВКЛАДА В МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМАХ
Хомовский Д.И. 372

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2012»

Секция «Физика»

Сборник тезисов

Подписано в печать 13.06.12
Объем 24 п.л. Тираж 100 экз.
Заказ №_____

Физический факультет МГУ
11999 1ГСП-1, Г. Москва, Ленинские горы, МГУ им М.В. Ломоносова

Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета