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-2011"

секция **"ФИЗИКА"**

Сборник тезисов Том 2

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ 2011 Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2011» Секция «Физика» Сборник тезисов

12 апреля 2011 г. Физический факультет. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

- Трухин В.И. декан физического факультета (председатель);
- Федосеев А.И. заместитель декана (зам. председателя);
- Сысоев Н.Н. заместитель декана (зам. председателя);
- Аксенов В.Н. заместитель декана (зам. председателя);
- Бутузов В.Ф. заместитель декана;
- Корнеева Ю.В. зам председателя СМУ физического факультета;
- Денисов Е.С. председатель профкомы студентов;
- Якута А.А. зав. учебной частью;
- Нифанов А.С. начальник 3 курса;
- Брандт Н.Н. начальник 4 курса
- Орешко А.П. начальник 5 курса;
- Петрова Т.А. ученый секретарь оргкомитета.

© Физический факультет МГУ, 2011

В апреле 2011 года в Московском университете была проведена очередная, XVIII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов -2011».

Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 12 апреля 2011 года. Открыл конференцию декан факультета, профессор Владимир Ильич Трухин. С докладом: физического «Нелинейная оптика: прошлое, настоящее, будущее» выступил заведующий кафедрой общей физики и волновых процессов, профессор Владимир Анатольевич Макаров.

На секции «Физика» были представлены доклады практически по всем разделам современной фундаментальной физической науки. Всего было представлено 302 доклада, в том числе 78 докладов – участниками из других регионов России и 13 докладов – участниками из других государств. В рамках секции «Физика» была организована работа 16 тематических подсекций, которые возглавили ведущие ученые - профессора физического факультета.

1. Астрофизика (проф. Постнов Константин Александрович)

2. Атомная и ядерная физика (проф. Гришин Владислав Константинович)

3. Биофизика (проф. Твердислов Всеволод Александрович)

4. Геофизика (проф. Максимочкин Валерий Иванович)

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. Кандидов Валерий Петрович)

9. Оптика (проф. Короленко Павел Васильевич)

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. Жуковский Владимир Чеславович)

15. Физика магнитных явлений (проф. Перов Николай Сергеевич)

16. Физика твердого тела (проф. Бушуев Владимир Алексеевич)

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, представленных на секции «ФИЗИКА» конференции «Ломоносов - 2011».

Зам. председателя оргкомитета секции «Физика» конференции «Ломоносов-2011», профессор

А.И. Федоссев

ОПТИКА

Председатель подсекции проф. Короленко Павел Васильевич

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТОЙ СРЕДЫ С РЕЗОНАНСНЫМ ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ НАНОКОМПОЗИТА

Авдеева АЮ

Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Красноярск, Россия

Фотонные кристаллы (ФК) диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэговскою дифракцию света, вызывают интерес как новые оптические материалы с уникальными свойствами. Важным свойством ФК является явление локализации электромагнитных волн на дефектах структуры [1-2]. В данной работе выполнены исследования оптических свойств ФК со структурным резонансно поглощающим дефектным слоем нанокомпозита, состоящим из сферических серебряных наношаров взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Обсуждаемая структура характеризуется диэлектрической проницаемостью нанокомпазита $\varepsilon_{mix}(\omega)$, которая определяется формулой Максвелла–Гаренетта, когда в материале матрицы диспергированны изолированные включения малой объемной доли:

$$\varepsilon_{mix} = \frac{(1-f)}{3} + \frac{\varepsilon_d}{(\varepsilon_m - \varepsilon_d)},$$

где f – фактор заполнения, $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$ и ε_d диэлектрические проницаемости со-

ответственно металла и матрицы, ω - частота излучения. В качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись цикория (ZrO₂) и двуокись кремния (SiO₂). Толщины слоев W_a = 50 нм и W_b = 74 нм. Диэлектрический слой нанокомпозита толщиной W_d = 130 нм состоит из серебряных наношаров взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра $\varepsilon_0 = 5,00$, $\omega_p = 9$ в ($\gamma = 0,02$ в [3], для стекла $\varepsilon_d = 2,56$. Функция $\varepsilon_{mix}(\omega)$ является комплексной: $\varepsilon_{mix}(\omega) = \varepsilon'_{mix}(\omega) + i\varepsilon''_{mix}(\omega)$.



Рис. 1. Зависимости мнимой ($\varepsilon''_{mix}(\omega)$, штриховая линия) и действительной ($\varepsilon'_{mix}(\omega)$, сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости ε_{mix} от нормированной частоты ω/ω_p . Фактор заполнения f = 0,01 (a), f = 0,1 (b).

Пренебрегая малым фактором γ^2 , находим положение резонансной частоты, зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы f. В точке $\omega = \omega_0$ функция $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ обращается в нуль, а $\varepsilon''_{mix}(\omega)$ принимает максимальное значение.

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}.$$

Функция $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ обращается в нуль и в точке:

$$\omega_{1} = \omega_{p} \sqrt{\frac{1+2f}{\left(\varepsilon_{0}+2\varepsilon_{d}+2f\left(\varepsilon_{0}-\varepsilon_{d}\right)\right)}},$$

На промежутке $[\omega_0, \omega_1] \varepsilon'_{mix}(\omega) < 0$, то есть в этой области частот нанокомпозит подобен металлу. На рис.1 приведены, для примера, зависимости $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ и $\varepsilon''_{mix}(\omega)$ для двух значении фактора заполнения, f = 0,01 и f = 0,1.

На рис. 2 представлен спектр пропускания для различных значений фактора заполнения. При увеличении f от значения 0,01 до 0,1, то есть на 10 %, расщепление возрастет в 3 раза и равно 101нм.



Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента пропускания при различных значениях фактора заполнения: f = 0 (1), f = 0,01(2, сплошная линия), f = 0,05 (3, пунктирная), f = 0,1 (4, штрихпунктирная), $\theta = 0^{\circ}$.

Эффект расщепления частоты обусловлен изменением условия резонанса Фабри-Перо из-за дисперсии диэлектрической проницаемости нанокомпозита $\varepsilon_{mix}(\omega)$. Условие резонанса Фабри-Перо имеет вид:

$$n(\omega) = \frac{\omega_R}{\omega},$$

где $n(\omega) = \left[\frac{\left(\sqrt{\varepsilon_{mix}^{'2} + \varepsilon_{mix}^{''2}} + \varepsilon_{mix}^{'}\right)}{2}\right]^{1/2}, \omega_R^2 = \left(\frac{\pi cm}{W_d}\right)^2, m = 1, 2, ...$

В результате исследовании, выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания ФК, которые обусловлены, прежде всего, резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита и ее существенной зависимостью от фактора заполнения f. Важно отметить, что ФК с дефектным слоем нанокомпозита заполненного серебряными наношарами позволяет работать в видимом диапазоне частот.

E-mail:<u>Avdeeva-Anastasiya@yandex.ru</u>

Литература

1. Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N., Photonic Crystals. Princeton: Princeton University Press, 137 (1995)

2. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.

3. Дьяченко П.Н., Микляев Ю.В. Компьютерная оптика, том 31, №1, 2007, с. 31-34.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ СЕНСОРАХ

Афиногенов Б.И.

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

Значительный интерес к разработке оптических сенсоров заключается в перспективности их применения в области биологии, медицины и контроля за состоянием окружающей среды. Одной из разновидностей оптических сенсоров являются сенсоры, основанные на эффекте возбуждения поверхностного плазмон-поляритона (ППП) на границе раздела металл-диэлектрик. Благодаря значительному усилению поля и высокой чувствительности ППП к изменению показателей преломления диэлектрика, сенсоры на ППП обеспечивают высокую детектирующую способность при сравнительно малых количествах и низкой концентрации определяемого вещества. Однако из-за сильного поглощения в металлах длина свободного пробега плазмонов невелика и составляет несколько десятков микрометров.

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) в фотонных кристаллах являются искусственными аналогами поверхностных плазмонов в металлах. Они представляют собой волну, локализованную вблизи границы раздела фотонный кристаллдиэлектрик и экспоненциально спадающую по мере удаления от нее. Благодаря незначительному поглощению материала фотонного кристалла длина свободного пробега ПЭВ в фотонных кристаллах значительно больше, чем ППП в металлах. Малое затухание приводит также к уменьшению ширины резонанса ПЭВ относительно ширины резонанса поверхностного плазмона [1]. Применение ПЭВ на поверхности фотонных кристаллов в оптических сенсорах позволит добиться большей чувствительности и точности измерений по сравнению с существующими сенсорами на ППП [2].

Свойства ПЭВ определяются параметрами фотонного кристалла, что позволяет возбуждать их в широком спектральном диапазоне. Использование технологии электрохимического травления кремния для создания фотонного кристалла является простым способом получения фотонных кристаллов с различными параметрами. Пористый кремний (ПК) получают путем электрохимического травления кремния в плавиковой кислоте. Изменение пористости кремния за счет изменения тока травления обеспечивает различные значения показателя преломления пленок ПК. Одномерный фотонный кристалл получается при травлении попеременно парой различных токов. Удобство метода состоит в возможности легко получать различные образцы со спектральным положением фотонных запрещенных зон в широком диапазоне.

Возбуждение поверхностных электромагнитных волн в одномерных фотонных кристаллах выполнялось в образцах, изготовленных из чередующихся слоев ПК методом электрохимического травления в спиртовом растворе плавиковой кислоты. При изготовлении использовался высоколегированный кремний с кристаллографической ориентацией (100) и удельным сопротивлением 0.005 Ом см. Полученные образцы исследованы методом спектроскопии коэффициента отражения в схеме Кречмана. В спектрах отражения ТЕ-поляризованного света обнаружен резонанс ПЭВ. Показана возможность применения полученных образцов в качестве оптических сенсоров.

afinogenov@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. I.V. Soboleva, E. Descrovi, C. Summonte, A.A. Fedyanin, F. Giorgis, Appl. Phys. Lett. **94**,231122 (2009)

2. E. Descrovi, F. Francella, B. Sciacca, F. Geobaldo, L. Dominici, F. Michelotti, Appl. Phys. Lett. **91**, 241109 (2007)

ИЗУЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА КОМПОЗИТНЫМИ МЕТАЛЛОПОЛИМЕРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Богинская И.А, Байков Б.В.

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

В зависимости от свойств рассеивающей среды существуют несколько видов рассеяния. Рассеяние Рэлея — упругое рассеяние на малых частицах размером много меньше длины волны. Рассеяние Ми — упругое рассеяние на крупных частицах. Рассеяние Мандельштама — Бриллюэна — неупругое рассеяние на колебаниях решётки.

Общее рассеяние среды определяется сложением рассеянных волн от каждой частицы с учетом их фазы. Если частица мала по сравнению с длиной волны, то все вторичные волны находятся примерно в фазе. Совокупность рассеянных волн по всем направлениям образует индикатрису рассеяния. Факторами, определяющими форму индикатрисы, являются размер и форма частиц, их пространственное распределение, неоднородности плотности матрицы. Следовательно, исследование индикатрис рассеяния может быть использовано для выявления внутренней структуры вещества [1].

Для этого была собрана экспериментальная установка, позволяющая мерить индикатрисы рассеяния прозрачных и непрозрачных тонких пленок. Регистрация интенсивности рассеянного света осуществляется с помощью фотонно-электронного умножителя (ФЭУ). Источник света – лазер с длиной волны 629 нм. Схема установки показана на рисунке 1.



Рис. 1. Схема установки и схема измерения индикатрисы рассеяния композита ППК-Аg с содержанием серебра 7об.%.

Рис. 2. Индикатриса рассеяния ППК-Ад с содержанием серебра 706.%.

Прибор тестировался измерением индикатрисы рассеяния молочного стекла, которая в соответствии с законом Ламберта представляет собой сферу. Соответствие измерений теории подтверждает годность установки для проведения дальнейших экспериментов.

Были проведены измерения индикатрис рассеяния металлополимерных композитов полипараксилилен-серебро (ППК-Аg) с различным содержанием серебра (0, 7, 15 об.%) Для чистого ППК индикатриса рассеяния выглядит как двухосный элипсоид, что свидетельствует о достаточно однородной с оптической точки зрения структуре полимера. Появление в композите частиц серебра нанометрового размера [2] изменяет форму индикатрисы на трехосный эллипсоид, показанный на рисунке 2. Исследование характеристик семейства индикатрис ППК-Ад позволило дополнить наши данные, приведенные в [2], и более подробно описать внутреннюю структуру композита на масштабе, близком к значениям длин волн оптического диапазона. В частности, удалось определить средний период распределения плотности в композите и соотнести эти данные с результатами рентгеновских и микроскопических исследований.

cokher@mail.ru

Литература

1. Борен К., Хаффман Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.:Мир, 1986.

2. Гусев А.В., Богинская И.А., Маилян К.А. и др. Структура и электропроводность пленочных металлополимерных нанокомпозитов полипараксилилен– серебро//Радиотехника и электроника, 2011, Т.56, №1, С.1-7.

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, ЛЕГИРОВАННОГО НИКЕЛЕМ

**Герус П.А.

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

Монокристаллы гранатов, легированные ионами Ni^{2+} , вызывают большой интерес в связи с наличием широкополосной люминесценции в инфракрасном диапазоне и обнаружением лазерной генерации при температуре ниже 180 К [1]. В гранаты ионы Ni^{2+} входят в две подрешетки: октаэдрическую и тетраэдрическую. За лазерную генерацию ответственны ионы Ni^{2+} замещающие галлий в октаэдрической подрешетке.

Целью настоящей работы являлось исследование оптического поглощения эпитаксиальных монокристаллических пленок гадолиний-галлиевого граната, выращенных из переохлажденных растворов-расплавов на основе системы Bi₂O₃ - B₂O₃ на подложках Gd₃Ga₅O₁₂ (ГГГ) с ориентацией (111).

В эксперименте были выращены 41 образец пленок из 8 серий раствороврасплавов методом жидкофазной эпитаксии. Пленки были выращены из различных растворов-расплавов, содержащих оксиды NiO, SnO₂, GeO₂, ZrO₂ (табл. 1).

Состав	NiO, моль %,	SnO ₂ , моль %	GeO ₂ , моль %	ZrO ₂ , моль %	$h_{\text{макс.}}$, мкм	<i>f</i> _{макс.} , МКМ/МИН
Ι	1,0	-	-	-	88	2,5
II	0,98	1,97	-	-	25	2,3
III	0,99	-	4,43	-	44	1,8
IV	1,0	-	-	3,0	27	0,9

Таблица 1. Характеристика ростовых условий пленок.

Пленки выращивали из платиновых тиглей на воздухе при различном переохлаждении $\Delta T = T_s - T_g$, где T_s – температура насыщения, T_g - температура роста. Для каждой серии был определен диапазон температур, который содержал T_s . Максимальная толщина ($h_{\text{макс.}}$) (табл. 1) выращенных эпитаксиальных пленок составляла 88 мкм, а

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

максимальная скорость роста ($f_{макс.}$), наблюдавшаяся в экспериментах. Достигала 2,5 мкм/мин. Следует отметить, что максимальная скорость роста пленок в приведенных составах падает и зависит от компенсирующего оксида. Спектры пропускания пленок измеряли с помощью спектрофотометра Lambda 900 фирмы Perkin-Elmer при комнатной температуре в диапазоне длин волн 186 – 1600 нм.

В спектрах поглощения исследованных пленок ГГГ:Ni, выращенных из висмутсодержащего раствора-расплава, были обнаружены интенсивные полосы поглощения ионов Bi³⁺ (6s²) с максимумом на длине волны $\lambda_{\text{макс.}} = 290$ нм, обусловленные электронным переходом ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{1}$ (рис.1). На рис.2 показаны спектры поглощения пленок с различными компенсирующими оксидами SnO₂, GeO₂, ZrO₂. Во всех этих пленках наблюдаются полосы поглощения иона Ni²⁺, расположенного в тетраэдрической подрешетке, с максимумами на длинах волн $\lambda_{\text{макс.}} = 630$ и 688 нм, и полосы поглощения иона Ni²⁺, расположенного в октаэдрической подрешетке, с максимумом на длине волны $\lambda_{\text{max}} = 415$ нм, обусловленном переходом с основного состояния ${}^{3}A_{2}$ (${}^{3}F$) на возбужденный уровень ${}^{3}T_{1}({}^{3}P)$. Из сравнения спектров поглощения видно, что самые интенсивные полосы поглощения иона Ni²⁺ наблюдаются в пленках, выращенных с компенсирующим оксидом ZrO₂.



Рис.1. Спектры оптического поглощения эпитаксиальных пленок, выращенных из I раствора-расплава.



Рис.2. Спектры оптического поглощения эпитаксиальных пленок, выращенных из I – IV раствороврасплавов.

Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Сысоеву Н.Н., с.н.с., к.ф.м.н. Васильевой Н.В., зав.лаб., д.ф.-м.н. Плотничеко В.Г., профессору, д.ф.-м.н Уварову А.В. за помощь в выполнении работы.

E-mail: polina gerus@mail.ru

Литература

1. Dubrovina E.P., Sandulenko V.A., Demchuk M.I., Kuleshov N.V., Mikhailov V.P. The optical spectroscopy of Ni-doped garnets. // Chemical Physics Letters V.170, №5,6 (1990) P.473-477.

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ РОДАМИНА 6Ж НА ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОМ СЕРЕБРЕ С ПОДСЛОЕМ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА

Голов Р.В.

Калининградский государственный технический университет, Калининград, Россия,

Изучение зависимости интенсивности гигантского комбинационного рассеяния света и усиленной поверхностью флуоресценции молекул адсорбата от расстояния до поверхности металла имеет принципиальное значение при определении механизмов этих явлений [1-2]. Для этого широко применяется покрытие субстратов итерфейсным слоем известной толщины. Используются саморганизованные монослои тиолов различной природы [3], а также нанесение упорядоченных монослоев жирных кислот по технологии Ленгмюра-Блоджет. Подобные методы применяются также для устранения непосредственного контакта молекулы с металлической поверхностью, что позволяет миниминизировать искажение нативной структуры молекул при адсорбции.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований интенсивности излучения молекул родамина 6Ж, внедренных в матрицу поливинилового спирта (ПВС), которая создавалась на электрохимических серебряных пленках с различной степенью шероховатости с подслоем поливинилового спирта.

В качестве электролита применяли синеродистороданистый электролит [4], который по своим свойствам близок к цианистому, так как разряд ионов серебра идет из цианистого комплекса: $[Ag(CN)_3]^{2^-} + e^- = Ag + 3CN^-$. Серебряные пленки получали на медном подслое. Электроосаждение осуществляли при температуре 18-20 °C и плотности тока 5 мA/см² на толщину 5 мкм. Шероховатость серебряной поверхности варьировали анодным растворением. На серебряную поверхность наносили слой поливинилового спирта, допированного родамином 6Ж. Поверхность облучали возбуждающим светом с длинами волн 337, 350, 400, 450 и 510 нм. Спектры флуоресценции исследовали на спектрофлуориметре «Флюорат-02-Панорама». Образцы располагали так, что световой поток был направлен к нормали поверхности под углом 45°. Возбуждение осуществлялось неполяризованным излучением ксеноновой лампы высокого давления монохроматора спектрофолуориметра.

Типичные спектры флуоресценции представлены на рисунке, из которого следует, что наибольшая интенсивность наблюдается на матовом серебре, причем в этом случае наличие подслоя ПВС между поверхностью серебра и пленкой ПВС с красителем не сказывается на интенсивности излучения. Анодное растворение серебряной пленки на толщину 0,5 мкм приводит к уменьшению интенсивности флуоресценции, однако предварительное нанесение на поверхность серебра подслоя ПВС толщиной 100 нм, вызывает увеличение интенсивности излучения в 1,36 раза.

Таким образом, в зависимости от степени шероховатости и пористости поверхности серебряной пленки возможно как увеличение, так и уменьшение интенсивности излучения молекул родамина 6Ж, внедренных в матрицу поливинилового спирта.

Выражаю признательность проф. В.В.Брюханову за постановку задачи исследования.



Рис. Спектры флуоресценции молекул родамина 6Ж (C=3·10⁻³ M) в пленке ПВС на серебряных пленках; толщина подслоя ПВС 100 нм, толщина ПВС с родамином 6Ж 25 мкм, λ_в=400 нм.

E-mail: vslezhkin@mail.ru

Литература

1. Герман А.Е. Зависимость усиления ГКР и флуоресценции от расстояния между адсорбируемой молекулой и металлической поверхностью / А.Е. Герман, Г.А.Гачко // ЖПС. 2001. Т.68. № 6. С. 758-760.

2.Кулакович О.С.Увеличение чувствительности флуоресцентного анализа с использованием островковых пленок серебра на примере альбумина, меченного флуоресцеинизотиоционатом / Кулакович О.С., Стрекаль Н.Д., Артемьев М.В. и др.// ЖПС, 2006. Т.73. № 6. С. 797-800.

3.Kennedy B.J., Spaeth S., Diskey, Carron K.T. J.Phys. 1999, 103 B, p.3640-3646.

4.Слежкин В.А. Плазмонный резонанс в сплошных серебряных электрохимических и химических пленках и его проявление в спектрах флуоресценции молекул родамина 6Ж в тонких пленках поливинилового спирта/ В.А. Слежкин., Р.В.Горлов//Известия КГТУ.-2011.-№ 20.-С.115-122.

ОСОБЕННОСТИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ЩЕЛЕВЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ

Ермакова Т.Ю.

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

Изучение структур пониженной размерности на основе кристаллического кремния (c-Si) представляет большой интерес в связи с возможностью их интеграции в современные устройства микро- и оптоэлектроники.

Важными примерами анизотропно-структурированных кремниевых объектов являются пористый кремний (ПК) и щелевые кремниевые структуры (ЩКС). Для оптической диагностики структурных свойств таких материалов широко применяют метод комбинационного рассеяния света (КРС). Ранее в работах по исследованию фотонных кристаллов на основе ПК и ЩКС методом КРС было выявлено увеличение интенсивности стоксовой компоненты рассеяния на краю фотонной запрещенной зоны и усиление сигнала КРС в несколько раз по сравнению с подложкой с-Si соответственно [1]. Однако в явном виде не была показана связь между ростом сигнала КРС и структурными параметрами исследуемых образцов. Особый интерес в исследовании комбинационного (рамановского) рассеяния в кремниевых структурах представляется в свете появившихся в последнее время работ по созданию рамановского лазера на кремнии [2, 3].



Рис. 1 Изображение поверхности ЩКС с периодом 6 мкм. Светлые полосы соответствуют кремнию, темные – щелям

нормали к их поверхности.

раз) КРС видимого диапазона спектра в образцах ЩКС по сравнению с подложкой с-Si. Также были проведены исследования рамановского рассеяния образцах на ШКС. заполненных тетрахлоридом углерода (CCL₄) и этанолом (C₂H₅OH), при возбуждении светом с длиной волны λ=0.488 мкм. Наблюдалось многократное увеличение (до 6 раз) интенсивности линий КРС для внедренных в ЩКС веществ по сравнению с интенсивностью ИХ линий объемной ИЗ фазы без внедрения в щели при одинаковых условиях измерений (см., например, рис. 2). Полученные результаты

В данной работе изучено комбинационное рассеяния света в ШКС и выявлены основные закономерности влияния структурных параметров образцов щелевых кремниевых структур на эффективность КРС в таких системах. Исследуемые образцы ЩКС были изготовлены посредством анизотропного химического травления пластин кремния в водном растворе КОН. Период *d* данных ЩКС составляет 4 - 7 мкм кремниевых стенок 1.3 - 2.3 мкм. при толщине Фрагмент участка поверхности образца с d = 6 мкм показан на рисунке 1. КРС в ЩКС исследовалось на рамановском микроскопе Horiba Jobin Yvon HR800 при возбуждении образцов лазерным излучением с длиной волны λ =0.488 мкм (Ar+ лазер), падающим по



Рис. 2 Типичные спектры КРС для CCL₄, внедренного в ЩКС, и его объемной фазы

объясняются многократным рассеянием возбуждающего излучения внутри ЩКС и, соответственно, большей эффективностью процесса КРС внутри исследуемых образцов.

При этом важно отметить, что в целом интенсивность стоксовой компоненты КРС возрастает с уменьшением периода и толщины кремниевых стенок таких систем. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с критерием частичной локализации света (Иоффе-Регеля): $k \cdot l \le l$ (k – волновой вектор, l - длина свободного пробега фотона), что позволяет объяснить рост комбинационного рассеяния в ЩКС эффектом слабой локализации излучения в щелях и кремниевых слоях.

Обнаруженный эффект увеличения интенсивности линий КРС в ЩКС, может быть использован для анализа состава веществ, помещенных в щели, и обнаружения в них примесей, что открывает возможность использования таких структур в качестве высокочувствительных молекулярных сенсоров.

E-mail: *eXSdishevelled*@yandex.ru

Литература

- 1. А.В. Зотеев и др., Физика и техника полупроводников, том 41, вып.8 (2007)
- 2. D. Dimitropoulos et al., Appl. Phys. Lett. 87, 261108 (2005)
- 3. O. Boyraz and B. Jalali, Optics Express 12 (21), 5269 (2004)

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ЛЕКАРСТВЕННЫХ СРЕДСТВ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ермалицкая К.Ф.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Одной из важных проблем современного рынка лекарственных препаратов является растущее с каждым днем количество поддельной продукции, поэтому существует необходимость в создании комплекса методов экспресс-контроля готовой фармакологической продукции. Одним из таких методов может стать лазерная атомноэмиссионная спектроскопия – способ качественного и количественного анализа объектов, основанный на испарении вещества и возбуждении спектров лазерными импульсами. К ее достоинствам относятся возможность прямого анализа объекта в атмосфере воздуха без предварительной подготовки поверхности, а также послойного анализа с контролируемой толщиной слоя без дополнительных операций растворения.

Эксперимент проводился на двухимпульсном лазерном спектрометре LSS-1 белорусско-японского предприятия "ЛОТИС-ТІІ" производства совместного (г. Минск). Источников возбуждения атомно-эмиссионных спектров является излучение Nd: YAG-лазера с длиной волны – 1064 нм, частотой следования импульсов – 10 Гц, длительностью на полувысоте – 15 нс, энергией импульсов *Е*_{имп} 10÷100 мДж. Для испарения вещества может использоваться как одноимпульсный, так и двухимпульсный режим, который за счет дополнительного возбуждения первичной плазме позволяет в несколько раз увеличить чувствительность анализе при неизменной энергии и мощности излучения. В этом случае два импульса разделены временным интервалом, оптимальное значение которого зависит от энергии излучения и теплофизических свойств исследуемых веществ. Так, для большинства металлов максимальный аналитический сигнал наблюдается при межимпульсной задержке 10-13 мкс, для неметаллов – 4-8 мкс.

Управление толщиной испаряемого лазерными импульсами слоя может проводиться путем изменения плотности потока излучения при расфокусировки луча относительно поверхности анализируемого образца. Оптико-механическая схема спектрометра LSS-1 позволяет варьировать толщину слоя в пределах от 0,1 до 5 мкм – рис. 1.



Рис. 1. Увеличенные в 150 раз фотографии поверхности образца после воздействия лазерных импульсов с различными плотностями потока излучения

Возможность проводить анализ с субмикронным разрешением слоя позволяет отдельно исследовать оболочку таблеток и их основу. Так, ряд производителей лекарственных средств добавляет в состав оболочек капсул микроколичества титана, которые затруднительно обнаружить другими методами, но легко поддаются анализу методом лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии. Объектом исследования являлся поливитаминный комплекс "Терравит антистресс" производства американской компании Health Life. При анализе оболочки образцов количество импульсов в точку равнялось 2, аналитический сигнал суммировался по 50 точкам. При исследовании основы поливитаминных комплексов регистрации проводилась в 4-х точках, число импульсов составляло – 25, кроме того, в каждую точку предварительно направлялось 3 импульса обжига, спектр от которых не регистрировался. Фрагменты зарегистрированных с помощью лазерного спектрометра LSS-1 спектров приведены на рис. 2.



Рис. 2. Фрагменты спектров оболочки и основы образца поливитаминного комплекса, зарегистрированные при возбуждении спектров сдвоенными лазерными импульсами

Лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия также позволяет проводить количественный анализ лекарственных средств в виде растворов. В этом случае исследуемый образец наносится на беззольный фильтр и подвергается высушиванию. Время анализа при этом увеличивается, однако чувствительность остается на прежнем уровне. Лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия позволяет обнаруживать в образце вещества, содержание которых не превышает 0,001 %.

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ СТРУКТУРЫ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ С УЧЁТОМ КОМАТИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ЛИНЗ В БЛИЖНЕЙ ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Иванов М.С.

Забайкальский институт железнодорожного транспорта, филиал Иркутского государственного университета путей сообщения, Чита, Россия



Рис.1 Угловое распределение в полярных координатах (α_{2ω},γ) второй оптической гармоники

Не всегда возможна точная юстировка оптической системы накачки. В случае, когда широкий световой пучок падает на фокусирующую линзу под малыми углами к оптической оси системы, основное влияние на преобразуемое излучение и вторую оптическую гармонику оказывает коматическая аберрация линзы [1]. Измерения величины коматической аберрации различного рода линз, применяемых в оптических системах инфракрасной (ИК) оптики, невозможны традиционными методами, которые применимы для видимой области спектра, такими как метод Гартмана, метод восстановления волнового фронта и т.д. В данной работе нами представлен анализ исследования коматической аберрации различных оптических ИК-линз, основанный на методе АП-конверсии инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле с использованием компьютерного моделирования.

Компьютерное моделирование пространственно-углового распределения сфокусированного гауссова пучка проводилось в среде Delphi 7.0. В расчете предполагалось, что лазерный пучок с длиной волны $\lambda = 1,064 \ MKM$, предварительно расширенный телескопической системой, имеет радиус пучка $\rho_0 = 60 \ MM$ и падает на плосковыпуклую тонкую линзу под углом $\alpha_0 = 10^0$ к оптической оси системы. Необходимым условием чёткой визуализации второй оптической гармоники, по пространственно-угловой структуре, которой определялась величина комы, является наличие кристалла, вырезанного в направлении коллинеарного синхронизма (например, кристалла иодата лития). Кристалл устанавливается от исследуемой линзы на расстоянии главного фокуса данной линзы, так чтобы сфокусированное линзой излучение падало на его переднюю грань. На выходе из кристалла на экране ПЗС приемником фиксируется аберрационная структура преобразованного излучения.

На рис. 1 наблюдаются три кривые для кристалла иодата лития соответствующие коллинеарному преобразованию - нижняя кривая 1, векторному преобразованию в кольцевом фокусе - верхняя кривая 3, векторному преобразованию в фокусе на оси – концентрическая внутренняя кривая 2. Полученные результаты совпадают с результатами более ранних работ [2,4].

По геометрическим характеристикам пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники определяются углы падения основного излучения на нелинейный кристалл и пространственная структура основного сфокусированного излучения. По данным параметрам, учитывая геометрию оптической системы, фокусирующей основное излучение в нелинейный кристалл, определяется величина аберрации комы ИК-линзы (δS_k).

Для различных ИК-линз при фокусировки излучения в один и тот же кристалл иодата лития, аберрационная структура второй оптической гармоники с учётом комы имеет одинаковый вид, но различные угловые характеристики $\alpha_{2\omega}$ и γ . Вычислить $\alpha_{2\omega}$ - радиус-вектор и γ - угол между радиус-вектором и координатной осью абсцисс можно по формулам [4]:

$$\begin{cases} X = (\beta - \alpha_{2\omega}) \sin \gamma, \\ Y = (\beta - \alpha_{2\omega}) \cos \gamma \end{cases}$$

где β - угол наклона оси конуса лучей излучения, выходящих из линзы, к оси оптической системы (β всегда отличен от нуля и определяется углом наклона излучения, падающего на линзу).

Зная параметры пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники, учитывая вид взаимодействия $oo \rightarrow e$ в кристалле иодата лития, а также пользуясь основными уравнениями работ [3-5], вычисляется величина аберрации комы, различных ИК-линз.

Проведенное исследование показало, что величина комы различных оптических ИК-линз с использованием компьютерного моделирования, позволяет применять метод АП-конверсии инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле для анализа величины аберрации ИК-линз в ближней ИК-области спектра. Созданная компьютерная программа для расчета величины аберрации комы по анализу пространственноугловой структуры второй оптической гармоники апробирована на примере ИК-линз различного диаметра и материала, широко используемых в промышленности.

E-mail: vanov.maks@yandex.ru

Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1973.

2. *Гречин С.Г., Прялкин В.И*. Генерация гармоник фемтосекундного излучения в условиях группового синхронизма одноосных и двуосных кристаллах // Квантовая электроника. 2003,. Т. 33,-с.737–741.

3. *Stroganov V.I. and Illarionov A.I.*, Optical system aberration effect on the second harmonic generation // Opt.Com. 1980, №35(3). p. 454–461.

4. *Илларионов, А.И.* Влияние первичной комы на распределение интенсивности гауссова пучка на основной и удвоенных частотах / А.И. Илларионов, О.В. Янчук // Люминесценция и лазерная физика: Х междунар. шк.-семинар (Россия, Иркутск, 2-6 окт. 2006 г.) : материалы. — Иркутск: Изд-во Иркут. гос. ун-та, 2007. - с. 160-168.

5. Полищук Г.С., Сокольский М.Н. Коррекция наклона изображения в оптических системах // Оптический журнал. 2008,. Т.75, №7. -с. 35–40.

ИНВАЗИВНЫЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ ДИАЦЕТИЛА

Круглов В.С.

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

Для лечения онкологических заболеваний в НИИ "Полюс" им. М.Ф.Стельмаха под руководством В.Г.Дмитриева был создан многофункциональный лазерный терапевтический аппарат (МЛТА). В настоящее время в МЛТА используются неинвазивные датчики температуры биоткани — пирометры, приспособленные для устранения исключительно поверхностных образований. Возникла задача расширить область применения созданного аппарата: необходимо создать инвазивный датчик измерения температуры раковых опухолей внутренних органов человека.

Поскольку при лечении онкологических больных лазерное излучение канализируется к раковым опухолям по волоконно-оптическому кабелю (ВОК), то температуру биоткани целесообразно регистрировать по эффекту температурной зависимости интенсивности света флюоресценции вещества.

Наиболее подходящим веществом для использования его в качестве люминофора датчика температуры предполагается взять диацетил [1]. Ранее [2] уже были получены спектры поглощения и флуоресценции паров диацетила при комнатной температуре.

В ходе работы были проведены измерения зависимости интенсивности линий поглощения от температуры. Полученные данные показали, что изменение концентрации и давления паров диацетила в кювете влияет на поглощение света веществом. Проводя неоднократно процессы нагревания до 136°С и охлаждения до -32°С исследуемого образца, мы убедились, что диацетил обладает стабильностью показаний. Таким образом показано, что величина пиков поглощения вещества слабо реагирует на небольшие изменения давления и температуры в лаборатории. Это дает очевидное преимущество при использовании его в качестве люминофора для датчика температуры биоткани человека.

Для наблюдения люминесценции использовалась ртутная лампа. Важной особенностью ртутного источника является то, что он имеет 2 линии возбуждения, которые попадают в область поглощения диацетила – 400 нм и 436 нм. Подробный анализ спектров (рис.1) позволил подобрать фильтры для оптимальной работы источника при облучении образца.

Следует подчеркнуть, что не менее важным остается изучение длительности свечения диацетила, поскольку важно разделить во времени импульсы лазерного излучения и люминесцентные пики, которые будут распространяться по одному ВОК. Необходимо проверить воспроизводимость процессов в веществе, то есть зависимость люминесценции от температуры должна быть однозначной функцией, чтобы ожидать точное соответствие показаний температуры в любой момент времени.



Рис.1 Зависимость интенсивности линий ртути и пиков люминесценции диацетила от длины волны.

E-mail: vadkruglov@yandex.ru

Литература

1. Багнич С.А., Гореленко А.Я., Дорохин А.В., Селютин В.П., Черепанов Т.Я. Физические свойства диацетила. Устройство для измерения температуры. Патент №1647288, кл. дО1К 11/20, 1991.

2. Петер Прингсхейм. Флуоресценция и фосфоресценция. 1951, с.205-209.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ ФАЗЫ РАСХОДЯЩИХСЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ СЛОЕ

Куликов В.А.^{2,} Андреева М.С.¹,

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

Корреляционные функции фазы лазерных пучков могут быть использованы для получения информации о параметрах турбулентного слоя. Теория встречает значительные трудности при описании расходящихся световых пучков в турбулентной среде, и даже в более простом случае коллимированных пучков аналитические выражения удается получить не для всех моделей турбулентности. При пренебрежении сравнительно малой областью вблизи перетяжки можно ожидать близкие результаты оценок, рассчитываемых для коллимированных и сфокусированных пучков. В Колмогоровской модели турбулентности нормированные корреляционные функции фазы коллимированного и расходящегося пучков совпадают. Для многих задач необходим учет как внешнего, так и внутреннего масштаба турбулентности, что усложняет анализ. В этих случаях нормированные корреляционные функции, вообще говоря, не обязаны совпадать. Для того, чтобы учесть оба масштаба турбулентности, используют модель фон Кармана-Татарского. Выражение для корреляционных функций в этом, самом общем случае, получено в [1]. Рассматривая параметры турбулентности как подгоночные возможно оценить их величину по экспериментально измеренным корреляциям фазы. Схема экспериментальной установки и ее описание приведены в [2]. Методика такой оценки подробно описана в [3]. При заведении лазерного пучка в кювету с водой использовалась линза, которая создает перетяжку у стенки кюветы, что физически аналогично точечному источнику излучения в турбулентной среде. Вторая линза использовалась для того, чтобы исправить (сделав плоским) волновой фронт после выхода из кюветы.

Полученные нами экспериментальные данные позволяют сделать выводы о характере влияния мелкомасштабных неоднородностей на пучок со сферическим волновым фронтом.

Была проведена серия экспериментов по измерению корреляционных функций лазерных пучков со сферическим волновым фронтом для разностей температур dt=10;15;20°C. Абсолютное значение температуры холодильника и нагревателя в течение эксперимента изменялось на величину, не превышающую один градус. Каждая серия измерений проводилась четыре раза и состояла из 2048 «снимков» фазы. Приведенные данные усреднены по этим реализациям. Полученные данные сравниваются между собой и с теоретическим расчетом. Мы ограничились рассмотрением первых трех радиальных порядков полиномов Цернике, то есть первыми 9 модами.

На рис.1 для примера приведены корреляционные функции 7 моды Цернике (3-го радиального порядка) для всех измеренных dt. Видно, что в пределах ошибки они не различимы. Также они совпадают (в пределах погрешности) с корреляционными функциями мод третьего порядка, полученными для коллимированных пучков [3]. Такое поведение характерно для всех корреляций мод



Рис.1 Корреляционная функция 8ой моды для dt=10;15;20°C



Рис.2 Аппроксимация корреляционной функции 8-ой моды согласно теории, изложенной в [1] для dt=20°С

третьего порядка. На рис 2 приведена аппроксимация теорией [1] начального участка экспериментально полученной корреляционной кривой 7-ой моды. Полученные оценки в случае dt=10;15°C совпадают с оценками, выполненными по коррелированным пучкам в аналогичном эксперименте [3]. По корреляционным функциям 1-го порядка аналогичным образом определялся внешний масштаб. Все выполненные оценки приведены в таблице 1. Из-за наличия анизотропии, не описываемой теорией, но обусловленной экспериментальными ограничениями, оценки величины внешнего масштаба, проводимые по двум направлениям (х и у), не совпадали.

dt 10,15,20 C								
разность те	емператур	l _m , см	L ₀ , см	L ₀ , см				
dt, °C			по у	по х				
10±0.5		1,5±0.2	7±2	5±1				
15±0.5		1,5±0.2	5±1	3±1				
20±0.5		1,5±0.2	9±1	8±2				

Таблица 1. Результаты оценок внешнего и внутреннего масштабов турбулентности, выполненных для dt=10;15;20°C

E-mail: ¹ andreeva maria@mail.ru, ² vkulik@mail.ru

Литература

1. Andrews L.C., Phillips R.L., SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, (2005).

2. Ирошников Н.Г., Ларичев А.В., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И., Вестник МГУ. Серия 3. Физика и астрономия. №5. с.74-77, (2009).

3. Куликов В.А., Андреева М.С., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И., Динамика сложных систем, т.5, №1, с. 28-33, (2011).

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НА ЦЕНТРЫ СВЕЧЕНИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ${\rm LU}_X{\rm Y}_{1-X}{\rm BO}_3{\rm :}{\rm CE}^{3+}$

**Левушкина В.С.¹, Спасский Д.А.², Третьякова М.С.³

1 МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, 2 НИИЯФ им. Д.В. Скобельцина МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия, 3 Центральный научно-исслед. институт химии и механики, Москва, Россия

В настоящее время пристальное внимание уделяется сложным оксидным соединениям ввиду их прикладного значения. Так, например, различные соединения боратов обладают выраженными сцинтилляционными свойствами при легировании их атомами редкоземельных элементов [1]. Кристаллический ортоборат лютеция, активированный церием LuBO₃:Се, известен как сцинтиллятор с высоким световым выходом (до 30000 фот/мэВ) и быстрым временем затухания сцинтилляций (~10⁻⁸ сек). Существенным недостатком этого соединения является возможность его кристаллизации в фазах кальцита и ватерита, так что фазовый переход при охлаждении препятствует росту монокристаллов. Тем не менее, в ряде работ были предложены различные методы использования таких поликристаллов бората лютеция для регистрации высокоэнергетического излучения, например, в виде сцинтилляционных пленок [2,3,4]. Возможным методом решения проблемы роста монокристаллов является получение твердых растворов боратов. Так, в работах [5,6] показано, что введение в состав бората лютеция катиона скандия позволяет получить монофазные твердые растворы Lu_xSc_{1-x}BO³ со структурным типом кальцита, которые уже могут быть выращены в виде монокристаллов. Другим потенциальным преимуществом твердых растворов может быть увеличение светового выхода сцинтилляций. Можно ожидать, что твердые растворы лютеций – иттриевого бората Lu_XY_{1-X}BO₃ могут иметь при определенной концентрации n(Lu)/n(Y) лучшие сцинтилляционные свойства по сравнению с LuBO₃ и YBO₃, как это наблюдается, например, в твердых растворах перовскитов Lu_xY_{1-x}AlO₃:Ce [7]. Целью настоящей работы было исследование люминесцентных свойств серии твердых растворов Lu_xY_{1-x}BO₃:Ce³⁺ (x = 0, 0.25, 0.50, 0.75, 1).

Были измерены спектры люминесценции, возбуждения люминесценции и кинетики затухания люминесценции при энергии возбуждении варьировавшейся от УФ до мягкого рентгена. Исследования люминесцентных свойств при возбуждении в УФ области проводились при T=300 K на установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Установка создана на базе спектрографа LOT-Oriel MS 257 и позволяет получать спектры люминесценции в области 300 – 1050 нм и спектры возбуждения люминесценции в области 220 – 500 нм. Измерения при возбуждении в области энергий 4 - 25 эВ проводились на установке SUPERLUMI, DESY в диапазоне температур 10 – 300 К. Измерения при возбуждении в энергетическом диапазоне 50 – 550 эВ проводились на установке, расположенной в канале BW3 синхротронного излучения накопителя DORIS III, DESY.

Серия твердых растворов боратов $Lu_xY_{1-x}BO_3$ (x = 0, 0.25, 0.50, 0.75, 1), легированных 1 мол % Ce³⁺, а также номинально беспримесные LuBO₃, YBO₃ и Lu_{0.65}Y_{0.35}BO₃ были синтезированы золь-гельным методом. По данным анализа гранулометрического состава полученных порошков на лазерном дифракционном анализаторе (Shimadzu SALD-2201) преимущественный размер частиц всех составов находится вблизи 500 нм. Были проведены исследования фазового состава полученных образцов. Согласно рентгенодиракционным данным с увеличением содержания лютеция происходит переход от монофазового состава YBO₃ к характерному для LuBO₃ двуфазному.

При исследовании люминесцентных свойств синтезированных образцов были получены следующие результаты. В номинально беспримесных образцах боратов на-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

блюдается ряд широких полос люминесценции. При возбуждении в области энергий, превышающих значение ширины запрещенной зоны в спектре доминирует полоса с максимумом в области 260-270 нм, которая приписывается свечению автолокализованного экситона. При уменьшении энергии возбуждения наблюдаются полосы в длинноволновой области, которые связаны с излучательными переходами на дефектах кристаллической структуры. При легировании Lu_xY_{1-x}BO₃ ионами церия в спектрах люминесценции доминирует дублет при 380 и 420 нм, который связан с 5d – ${}^{7}F_{5/2.7/2}$ переходами в ионе Ce³⁺. Также наблюдались две низкоинтенсивные полосы с максимумами при 315 и 345 нм, которые, по-видимому, вызваны свечением ионов церия, расположенными в узлах кристаллической решетки с другой симметрией окружения. Показано, что интенсивность полос люминесценции зависит от относительной концентрации n(Lu)/n(Y) в $Lu_x Y_{1-x} BO_3: Ce^{+3}$ и увеличивается с уменьшением концентрации n(Lu). Также в докладе рассмотрены процессы переноса энергии от матрицы кристалла на центры свечения при энергии возбуждения, превышавшей ширину запрещенной зоны. Исследование таких процессов позволяет оценить эффективность конечных этапов релаксации энергии в процессе преобразования высокоэнергетических квантов в сцинтилляции.

E-mail: bestpum@mail.ru

Литература

1. Гринев Б.В., Дубовик М.Ф., Толмачев А.В. Оптические монокристаллы сложных оксидных соединений //Харьков: «Институт монокристаллов», 2002, с.265.

2. Заднепровский Б.И., Сосновцев В.В., Перменов Д.Г. и др. Люминесцентные и сцинтилляционные характеристики субмикронных порошков LuBO₃:Ce³⁺ и пленок на их основе // Письма в ЖТФ. т. 35, 2009, вып.17, с.64.

3. Chadeyron-Bertrand G., Boyer D., Dujardin C. et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 229 (2005) 232.

4. Mansuy C., Tomasella E., Mahiou R. et al. Thin Solid Films 515 (2006) 666.

5. Shun-Ichi Hatamoto, TakafumiYamazaki, Jun Hasegawa et al, Growth and scintillation properties of cerium doped lutetium scandium borate single crystals // Journal of Crystal Growth 311 (2009) 530–533.

6. Yuntao Wu, Dongzhou Ding, Shangke Pan et al. The influence of Sc/Lu ratio on the phase transformation and luminescence of cerium-doped lutetium scandium orthoborate solid solutions // Journal of Alloys and Compounds doi:10.1016/j.jallcom.2010.09.027.

7. Belsky A.N., et al., Proceedings of the 5th International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications, August 16-20, 1999, Moscow, pp.363-368.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА САF₂-КЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННОЙ ИОНАМИ ТМ³⁺

*Ляпин А.А.

Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, Саранск, Россия

Оптические характеристики прозрачных керамик позволяют использовать их для различных практических приложений в видимом и ИК-диапазонах длин волн. Керамика может превосходить соответствующие монокристаллы по своим физическим свойствам, функциональным и эксплуатационным характеристикам. В ряде случаев технология изготовления керамик более экономична по сравнению с процессом выращивания монокристаллов традиционным ростовым методом.

^{**} Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

В настоящее время имеется достаточное количество публикаций, посвященных исследованию спектрально-люминесцентных и лазерных свойств оксидных керамических материалов (Y₃Al₅O₁₂, AL₂O₃, Y₂O₃), активированных редкоземельными (P3) ионами.

Наряду с оксидными материалами, в лазерной физике значительный интерес представляют фторидные материалы. Имеется значительное количество оригинальных публикаций, обзоров и монографий, в которых представлены результаты исследования спектрально-люминесцентных и генерационных свойств различных фторидных моно-кристаллов, активированных РЗ ионами.

В работах [1,2] представлены результаты исследований механических свойств и теплопроводности керамики CaF₂. Авторами [3] исследованы спектральнолюминесцентные свойства фторидной керамики активированной ионами Er³⁺.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектральнолюминесцентных свойств образцов CaF₂-керамики, активированной ионами Tm³⁺. Зарегистрированы спектры поглощения ионов Tm³⁺, обусловленные переходами с основного состояния ³H₆ на возбужденные мультиплеты: ¹G₄, ³F₂, ³F₃, ³H₄, ³H₅, ³F₄ ионов Tm³⁺. При возбуждении на уровень ³H₄ ионов Tm³⁺ лазерным диодом с $\lambda_{изл}$ =808 нм, зарегистрирован спектр люминесценции в области 2 мкм, соответствующий переходу ³F₄→³H₆ ионов Tm³⁺.

Выполнен сравнительный анализ спектроскопических характеристик CaF_2 -TmF₃ керамики с аналогичными характеристиками монокристаллов CaF₂, активированных ионами Tm³⁺.

E-mail: andrei_lyapin@mail.ru

Литература

1. М.Ш. Акчурин, Р.В. Гайнутдинов, П.Л. Смолянский, П.П. Федоров. Доклады Академии Наук. 2006. Том 406. No. 2. C.180-182.

2. П.А. Попов, К.В. Дукельский, И.А. Миронов, А.Н. Смирнов, П.Л. Смолянский, П.П. Федоров, В.В. Осико, Т.Т. Басиев. Доклады Академии Наук. 2007. Том 412. No. 2. C.185-187.

3. П.П. Федоров, В.В. Осико, Т.Т. Басиев, Ю.В. Орловский, К.В. Дукельский, И.А. Миронов, В.А. Демиденко. Российские нанотехнологии. 2007. No. 5-6. C. 95-105.

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ИНЖЕКЦИОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ALGAINP

В.В. Макаревич 1 , Е.О. Котяшёв 2

Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, Могилев, Беларусь

Изучение когерентных эффектов играет немаловажную роль в оптике ультракоротких лазерных импульсов.

Влияние когерентных оптических явлений на генерацию ультракоротких лазерных импульсов изучено слабо, и пренебрегать ими нельзя. Поэтому данная тема исследования актуальна в физике ультракоротких лазерных импульсов [1, 2].

Были исследованы полупроводниковые лазеры на гетероструктуре AlGaInP. Накачка осуществлялась постоянным током.

По измеренным характеристическим кривым было обнаружено, что порог генерации полосковых полупроводниковых лазерных диодов составляет 29.5 – 31 мА.

Характеристические кривые полупроводниковых лазеров приведены на рис. 1.

Измерение спектров излучения полупроводниковых лазеров проводилось с помощью спектрографа на дифракционной решетке ДФС-8.

При токе накачки 28 мА, что соответствует допороговому значению, спектр излучения лазера представляет собой оптическую гребенку (рис. 2, слева).

При токах накачки, значения которых выше порога генерации, спектр излучения полоскового полупроводникового лазера представляет собой одну или две частоты (рис. 2, справа).



Рис. 1. Характеристические кривые полосковых полупроводниковых лазерных диодов. Заштрихованная область – область существования оптической частотной гребенки. I₁ = 6 мА, I₂ = 29.5 мА.



Рис. 2. Спектры излучения лазера (слева – при токе накачки 28 мА, справа – при токе накачки 34 мА).

С помощью интерферометра Майкельсона при токе накачки 28 мА измерялась автокорреляционная функция (АКФ) полупроводникового лазера. Из анализа АКФ в предположении близости формы импульса к гауссовой следует, что на периоде резонатора до порога генерации присутствует один сверхкороткий импульс длительностью порядка 200 фс.

Динамика системы описывается с помощью уравнений Максвелла-Блоха:

$$rot \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}, rot \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}$$
$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \boldsymbol{E} + 2n_a \boldsymbol{d}_{ab} \boldsymbol{P},$$
$$\ddot{\boldsymbol{P}} + 2\gamma \dot{\boldsymbol{P}} + \omega_0^2 \boldsymbol{P} = \frac{\omega_0^2}{\Omega} \frac{1}{\hbar} \boldsymbol{d}_{ab} \boldsymbol{E} \boldsymbol{N},$$
$$\dot{N} = -2\Lambda - \gamma_{nr} (N - N_0) - 4 \frac{\Omega}{\hbar \omega_0^2} \boldsymbol{d}_{ab} \boldsymbol{E} \dot{\boldsymbol{P}}$$

где n_a – плотность активных частиц, d_{ab} – дипольный момент перехода, P – степень поляризации атомов, γ – ширина линии поглощения, ω_0 – резонансная частота, γ_{nr} – частота релаксации инверсии, N_0 – инверсия в основном состоянии, N – инверсия в возбужденном состоянии, Λ – скорость накачки [1]. Для нахождения значений электрического поля E, степени поляризации P и инверсии N используется численный метод FDTD (finite difference in time domain) – метод конечных разностей во временной области.

Результаты моделирования показали, что в результате когерентного взаимодействия лазерного излучения с активной средой, на выходе из резонатора возникает сверхкороткий импульс. Когерентный эффект, приводящий к возникновению сверхкоротких импульсов, и есть сверхизлучение.

Полученные в результате экспериментальных и теоретических исследований данные позволили сделать вывод о том, что до порога генерации ультракороткие лазерных импульсы возникают в результате проявления кооперативного сверхиз-лучения.

Автор выражает признательность П.П. Федорову и Е.А. Гарибину за предоставленные образцы монокристаллов и керамики.

E-mail: Forget-me-notok@ya.ru

Литература

1. Васильев П. П., Квантовая электроника. Т. 24, № 10 (1997).

2. Васильев П. П., Квантовая электроника. Т. 29, № 1 (1999).

3. *Klaedtke A*. Spatio-temporal non-linear dynamics of lasing in micro-cavities. Full vectorial Maxwell-Bloch FDTD simulations. Thesis. Stuttgart, 2004.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ВОЛНОВОДОВ С ГОФРИРОВАННЫМ КРАЕМ

Масленников Е.Д., Пискунов Н.А.

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

В исследованиях и приложениях современной фотоники большой интерес представляет возможность существенного замедления света (распространение электромагнитной волны с групповой скоростью, сильно меньшей скорости света) в резонаторах на основе кремниевых структур, что позволяет использовать их для компенсирования дисперсии, в качестве миниатюрных оптических переключателей, для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и повышения чувствительности сенсоров [1]. Известно несколько возможных реализаций резонаторов, обладающих свойством замедления света. Например, на основе микродисков и микроторов, а также фотонно-кристаллических одномодовых волноводов Общим недостатком этих реализацией является сложность заведения света в структуру, особенно существенная при работе с мощными лазерными импульсами для изучения нелинейно-оптических свойств. Поэтому целесообразно использование открытых оптических резонаторов [2], примером которых является структура, изучавшаяся в данной работе и схематически представленная на рис.1 (а,б).



Рис.1. Схематическое изображение исследуемых структур (а,б) и эквивалентные схемы из интерферометров Фабри-Перо (в,г)

Резонатор образован в многомодовом планарном кремниевом волноводе с гофрированным краем, параметры дифракционной решётки подобраны для обеспечения режима литровской дифракции (дифракция в обратном направлении). Период решётки составлял 384 нм, а высота треугольных зубцов варьировалась в диапазоне от 960 – 1500 нм. Исследовались резонаторы двух различных длин, подобранных таким образом, чтобы свет совершал 6 (длина 37,5 мкм, рис.1а) или 8 (50 мкм, рис.1б) отражений внутри них. Ширина волновода составляет ~5 мкм, что соответствует 50 распространяющимся в нём модам.

Для расчета спектров пропускания исследуемых резонаторов была предложена теоретическая модель, в рамках которой рассматривается распространение световой волны в эквивалентной оптической схеме, состоящей из последовательно расположенных связанных интерферометров Фабри-Перо. Провести такую аналогию позволяет то обстоятельство, что волна, дифрагированная от гофрированной стороны волновода в обратном направлении, взаимодействует с волной, распространяющейся в прямом направлении, аналогично взаимодействию волн в резонаторе Фабри-Перо. Показатель преломления области между зеркалами интерферометра считается равным эффективному показателю преломления исследуемого планарного волновода (толщина которого (220 нм) много меньше длин волн, для которых рассчитывается спектр [3]), при этом в модели учитывалась его дисперсия. Расчёт спектров производился методом матриц пропускания [4], суть которого заключается в том, что компоненты (в прямом и обратном направлении распространения) вектора электрического поля выходящей волны Е связаны с компонентами входящей волны E_0 соотношением:

$$\begin{pmatrix} E^r \\ E^l \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^N M_i \cdot \begin{pmatrix} E_0^r \\ E_0^l \end{pmatrix},$$
 (1)

где N – количество последовательных однородных слоёв в рассматриваемой системе, M_i – матрица пропускания i-того слоя (нумерация слоёв от 1 до N в направлении обратного распространения).

Для экспериментального исследования распространения света в описанных выше резонаторах, были изготовлены структуры, состоящие из двух вспомогательных волноводов длиной 3 мм, расположенных под углом 45° к гофрированной части. На концах они снабжены дифракционными решётками с периодом 70 нм, для вертикального заведения света под углами, близкими к нормали, в спектральном диапазоне 1550 ± 35 нм. Образцы произведены на пластинах кремния-на-изоляторе (планарный эффективный показатель преломления $n_{eff} \approx 2.83$ на длине волны $\lambda_o = 1550$ нм) методом глубокой ультрафиолетовой литографии, между волноводами кремний вытравлен. Сканирование осуществлялось с шагом 0,05 нм с помощью перестраиваемого по длине волны лазера. Для регистрации выходящего света использовалась InGaAs ИК-камера.



Рис.2. Экспериментальные и расчётные спектры пропускания:(а) – для структуры на рис.1а, (б) – на рис.1б. Предложенная модель обеспечивает хорошее совпадение расчетных и экспериментальных спектров (рис.2). Также она предсказывает возможность получения высо-

ких значений добротности резонатора (вплоть до Q=10000) изменением высоты зубцов дифракционной решётки, что тоже наблюдается в эксперименте.

E-mail: <u>ixidiciti@yandex.ru</u>

Литература

1. C. Monat, B. Corcoran, T.F. Krauss et al., Opt. Express 17, 2944-2953, 2009

2. H. Benisty, Photon. Nanostruct. Fundam. Applic., 7, 115, 2009

3. L.A. Coldren, S.W. Corzine. Diode lasers and photonic integrated circuits. New York: Wiley, 1995, pp. 428-431

4. H. Benisty et al. Confined photon systems. Springer, 1999, pp. 173-195

САМОПОДОБИЕ В ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ АПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Мишин А.Ю.

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

Несмотря на то, что самоподобие в оптических характеристиках апериодических оптических элементов рассмотрено в ряде работ [см., например, [1]], недостаточно изученным является вопрос о связи наблюдаемого самоподобия с типами симметрий, присутствующих в производящих структурах. В данной работе этот вопрос рассмотрен на основе сравнительного анализа оптических характеристик дифракционных решеток и многослойных структур, построенных с использованием одномерных моделей квазикристаллов. Одна из используемых моделей отражает структуру триадного канторовского множества, другие - определяются числовыми рядами Морса-Туэ и Фибоначчи.

На основе численного моделирования показано, что существует прямая связь между симметрией самоподобия квазикристаллов и скейлингом в характеристиках указанных оптических устройств. При этом установлено структурное соответствие графических представлений геометрических свойств квазикристаллов, картин дифракции света на решетках и спектров пропускания многослойных систем.

Сказанное иллюстрирует положение вертикальных реперных линий на нижеприведенном рисунке, где изображены структура "канторовского" квазикристалла и картина дифракции света на соответствующей ему дифракционной решетке. Примечательно, что в рассматриваемом случае фрактальные размерности квазикристалла и дифракционной картины совпадают.



Рис. *а* – фрагмент структуры производящего квазикристалла; *б* – распределение интенсивности в поле дифракции; *q* – нормированная пространственная частота; А, В - расстояния между атомами квазикристалла

Расчеты показали, что определенные типы симметрии самоподобия в структуре образующих квазикристаллов обеспечивают высокую устойчивость характеристик апериодических дифракционных решеток к изменению соотношения размеров образую-

щих элементов. Этот эффект может найти практическое применение при использовании решеток в оптических устройствах и лазерных системах.

E-mail: physic tx@list.ru

Литература

1. Albuquerque E.L., Cottam M.G. // Phys. Reports. 2003. V. 376. P. 225.

ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ГРАНИЦЫ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Неберо М.С.

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

В докладе исследуется эффект полного отражения наклонного светового пучка от границы периодической слоистой структуры, моделирующей одномерный фотонный кристалл. В линейной оптике известен эффект Гооса-Хенхена [3], когда возникает сдвиг волнового пучка и изменение его поперечного профиля при отражении от границы раздела двух однородных сред в условиях полного внутреннего отражения. В случае отражения от фотонного кристалла принципиальным моментом является тот факт, что при заданной частоте светового пучка его угловой спектр лежит целиком или частично в запрещённой полосе пропускания. В этой области модуль коэффициента отражения близок к единице, а его фаза является функцией угла падения.

Для гармонической аппроксимации зависимости диэлектрической проницаемости от координаты, перпендикулярной к поверхности, найдены коэффициенты отражения как для полубесконечного, так и конечного слоя периодической структуры в окрестности первой запрещённой полосы. Получена аналитическая формула для смещения слаборасходящегося пучка при его полном отражении; определены границы её применимости. Учёт френелевского отражения приводит к тому, что величина бокового сдвига Δ становится несимметричной относительно центра брэгговской полосы: бо́льшие значения Δ соответствуют границе полосы с меньшей величиной угла.

На основе Фурье-представлений гауссовских пучков численно рассчитаны профили отраженных пучков при различных соотношениях между шириной углового спектра падающего пучка и угловой ширины брэгговской полосы. На приведённых ниже рисунках приведены угловые спектры падающих коллимированных пучков (сплошные кривые рис. 1а и 2а) и зависимость фазы коэффициента отражения (пунктирные кривые рис. 1*a* и 2*a*), как функции параметра $p = k \sin \theta$ (θ - текущий угол спектральной компоненты). Вне запрещённой полосы фаза остаётся постоянной. На рис. 16 показаны профили падающего и отражённого пучков, в том случае, когда угол падения лежит в середине запрещённой полосы. Боковой сдвиг составляет величину ~ 4λ. На рис. 26 те же профили относятся к случаю, когда угол падения лежит вблизи границы полосы. В этом случае сдвиг достигает значений ~ (10-12) λ , при этом наблюдается деформация профиля отражённого пучка. Связанное с расходимостью падающего пучка уширение углового спектра приводит к тому, что сдвиг при отражении уменьшается, однако происходит более сильная деформация профиля, в частности появляются мелкомасштабные искажения. Проанализированы особенности отражения пучков от периодической структуры конечной толщины.



Рис. 1. *а* – угловые спектры гауссового пучка (сплошная) и брэгговской полосы; *б* – профиль падающего (сплошная) и отражённого (пунктир) пучков



Рис. 2. *а* – угловые спектры гауссового пучка (сплошная) и брэгговской полосы (пунктир); *б* – профиль падающего (сплошная) и отражённого (пунктир) пучков *E*-mail: nebero@physics.msu.ru

1. Л.М. Бреховских, Волны в слоистых средах. М.: Наука. 1973.

2. А. Ярив, П. Юх, Оптические волны в кристаллах. М.: Мир. 1987.

3. H.K. Lotsch: Reflection and refraction of beam of light at a plane interface // Journal of the Optical Society of America. 1968, № 58 (4), p. 551-561.

4. D. Felbacq, A. Morean, R. Smaali: Goos- Hänchen effect in the gaps of photonic crystals // Optics Letters. 2003, № 28. p. 1633-1635.

УСИЛЕНИЕ "ДЕФЕКТНЫХ" МОД ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДОВ С ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

Пластун А.С.

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, Саратов, Россия

Планарные оптические волноводы с фотонно-кристаллической оболочкой могут быть использованы в интегрально-оптических устройствах, в качестве резонаторов лазеров, в качестве оптических датчиков [1]. Для изготовления таких структур могут быть использовано напыление материала на подложку [2], "запись" структур в объеме образца при помощи фемтосекундных импульсов [3]. Оптические стекла, с их нерезонансной «быстрой» керровской нелинейностью, широко используются для управления параметрами импульсного излучения суб-наносекундной длительности. Для повышения эффективности нелинейных устройств могут быть использованы халькогенидные стекла. В спектральной области 1-2 микрона дисперсия групповой скорости халькогенидных стекол значительно больше, чем у плавленого кварца, и, является положительной. Для компенсации дисперсии может быть использовано микроструктурирование стекла – а именно, создание волноводов с фотонно-кристаллической оболочкой.

Ниже исследуются возможности усиления ТЕ-мод в структурах с малым контрастом показателя преломления. В модельной задаче полагаем, что показатель преломления среды меняется вдоль одной пространственной координаты z. Эффективный показатель преломления n_{eff} рассчитывался методом матрицы передач [4]. В расчетах использовался комплексный показатель преломления $n=n_r+in_i$. Мнимая часть показателя преломления отвечает за усиление/поглощение в материале. При $n_i < 0$ волна усиливается. Коэффициент усиления $\alpha = n_i 2 \pi / \lambda$.

На рисунке 1а показан коэффициент отражения от структуры, изготовленной из материала $n_i=0$. Сердцевина волновода с показателем преломления 2.6 окружена фотонно-кристаллической оболочкой, состоящей чередующихся слоев с показателем преломления 2.6 и 2.8 (рис. 16). В области, соответствующей фотонной запрещенной зоне существует «дефектная» мода (рис. 1а). Поперечное распределение интенсивности моды показано на рисунке 1б.



Рис.1. а) Коэффициент отражения от планарного волновода с фотонно-кристаллической оболочкой. Кривая 1 соответствует «дефектной» моде. б) Поперечное распределение интенсивности дефектной моды для λ=1.55 мкм и показатель преломления структуры. *a*=0.6 мкм, *b*=2.3 мкм

Моды фотонной запрещенной зоны являются вытекающими, поэтому эффективный показатель преломления данных мод является комплексным даже при отсутствии потерь в материале. На рисунке 2а показаны действительная и мнимая части показателя преломления «дефектной» моды для различного числа слоев, окружающих сердцевину («дефект»). Когда число слоев превышает 8, дальнейшее их увеличение практически не влияет на действительную часть эффективного показателя преломления. Мнимая часть эффективного показателя преломления доболочке пары слоев с показателем преломления 2.6 и 2.8. На рис 2.6 пунктирной линией показана спектральная зависимость эффективного показателя преломления n_{eff} = 3.52×10^{-7} при λ =1.64 мкм. Данный минимум соответствует коэффициенту потерь 0.0134 см⁻¹.

В дальнейших расчетах мы полагали, что излучение поглощается фотоннокристаллической оболочкой ($n_i=10^{-5}$ для |x|>b/2), и усиливается в сердцевине ($n_r=-10^{-4}$ для |x|<b/2). Мнимая часть эффективного показателя преломления моды волновода с усиливающей сердцевиной указана на рисунке 26. Коэффициент усиления достигает максимума при $\lambda=1.72$ мкм. При данной длине волны $n_{eff}=-0.88\times10^{-5}$, что соответствует коэффициенту усиления $\alpha=3.2$ см⁻¹. Данная величина меньше коэффициента усиления материала сердцевины $\alpha=3.65$ см⁻¹. Данный факт связан с тем, что часть излучения распространяется в фотонно-кристаллической оболочке. При максимальной локализации излучения в сердцевине коэффициент усиления будет максимальным.



Рис.2. Эффективный показатель преломления дефектной моды. а) Эффективный показатель преломления в зависимости от числа слоев фотонно-кристаллической оболочки. *n_i*=0, λ=1.55 мкм; б) Спектральная зависимость мнимой части эффективного показателя преломления. Пунктир – волновод без материальных потерь *n_i*=0, Сплошная кривая соответствует волноводу с активной сердцевиной *n_i*= -10^{-4} для -b/2 < x < b/2 и *n_i*= 10^{-5} в остальной области. Число слоев – 12 (см. рис.1 б).

Используя метод матрицы передач для фотонно-кристаллической структуры с комплексным показателем преломления, мы показали, что коэффициент усиления может иметь локальный максимум при изменении длины волны.

E-mail: plastun_alex@mail.ru

Литература

1. R. Bernini et al., ARROW optical waveguides based sensors // Sensors and Actuators B, Vol. 100, 2004, p.143–146.

2. J. Hu et a l., Fabrication and testing of planar chalcogenide waveguide integrated microfluidic sensor // Opt. Expr. Vol. 15, No. 5, 2007, p.2307.

3. Y. Sikorski et al., Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses // Electron. Lett., Vol. 36 N. 3, 2000. p. 226.

4. John Chilwell and Ian Hodgkinson, Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides// J. Opt. Soc. Am. Am, Vol. 1, No. 7, 1984, p. 742.

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МЕЛКОЯЧЕИСТЫХ СЕТОК КАТОДНО-СЕТОЧНЫХ УЗЛОВ.

Попов И.А.

Саратовский государственный технический университет, Саратов, Россия

Во многих научных центрах во всем мире, включая Россию, активно осуществляются разработки в области автоэмиссионных катодов. Главная цель этих исследований - изучение катодов с высокой плотностью эмиссионного потока. Для элементов в схеме такого типа необходимы специальные мелкоячеистые сетки.

Выбирая конструкцию катодно-сеточных узлов (КСУ) для использования в устройстве необходимо принимать во внимание допустимую величину токоперехвата. В устройствах, где величина токоперехвата значительно ограничена, используются узлы с двумя сетками - теневой и управляющей. Назначение управляющей сетки - управление электронным пучком. Потенциал управляющей сетки влияет на электрическое поле около катода. Когда потенциал сетки изменяется, он изменяет поле около катода; в соответствии с этим изменяется и число электронов, движущихся от катода по направлению к аноду.

Управляющие сетки из тугоплавкого материала предназначены для КСУ автоэмиссионных электронных пушек мощных импульсных электронно-оптических систем электровакуумных приборов с микросекундым временем готовности. Управляющая сетка обеспечивает формирование многолучевых электронных потоков и низковольтное управление их током от ноля до максимального значения в отсутствии токооседания. Матрицы микроразмерных ячеек сетки должны быть объединены в сложной топологии с соответствующими матрицами катода, содержащими 10³-10⁵ наноструктурных элементов. Этот эффект достигается специальной конструкцией сетки и методами её изготовления.



Рис. 1. а) Сетка из молибдена с мелкоячеистой структурой для КСУ, b) единичные микроотврстия молебденовой сетки

В качестве материала для сеток используются проводники (молибден, вольфрам, графит), пиролитические вещества и керамические диэлектрики с нанесённым проводящим слоем. Применение таких тугоплавких веществ является принципиальным для изготовления сеток, используемых в мощных электровакуумных устройствах. Это связано, во-первых, с необходимостью выполнения высокотемпературных технологических процессов: дегазация, формовка, активация наноструктурных элементов автоэмиссионных катодов. Во-вторых, тугоплавкие вещества в конструкции сетки улучшают надежность электровакуумных устройств в экстремальных условиях и во время бомбардировки сетки электронными и ионными потоками высокой плотности.

Лазерные технологии очень востребованы при изготовлении управляющих сеток. Их применение может иметь альтернативный характер в случае металлических сеток. Но в случае применения диэлектриков с нанесённым проводящим слоем трудно найти другую технологию с сопоставимыми техническими и экономичными параметрами.

Был разработан и исследован КСУ с молибденовой управляющей сеткой (см. Рис. 1, а). Сетка из тонколистового тугоплавкого материала (молибден) с концентрическим расположением матриц микроотверстий была изготовлена методом высокоскоростной лазерной микроперфорации на лазерном маркировщике BetaMARK 2000. Параметры излучения: Nd:YAG-лазер, $\lambda = 1.064$ мкм, частота следования импульсов f=1 кГц, средняя мощность P=16 Вт. Сетка формирует электронные пучки в мощных многолучевых импульсных электронных пушках с микросекундным временем готовности. Сетка с матричным расположением микроотверстий объединена с многолучевым автоэмиссионным катодом, сделанным из стеклоуглерода с использованием комплекса лазерных методов. Процесс вырезки сетки был многоступенчатым. Первоначально изготавливался многолучевой катод с помощью пакета лазерных операций: резка, фрезеровка, гравировка, структурирование. После этого из металлического листа вырезалась заготовка сетки. Диаметр заготовки точно равен основанию катода - 13 мм. После заготовка для сетки приваривалась лазером к сеткодержателю в котором прошивались отверстия для точного совмещения сетки скатодом. Следующей операцией была высокоскоростная лазерная перфорация микроотверстий в каждой из 19 отдельных зон диаметром 1,3мм. Каждое микроотверстие диаметром 20 мкм (см. Рис. 1, b). Размеры микроотверстий и перемычек подобраны таким образом, чтобы обеспечить отсутствие провисания перемычек и деформации отверстий. В качестве заключительной стадии выполнялась лазерная очистка элементов узла, с помощью которой с сеток удалялись остаточные загрязнения лазерной прошивки.

Применение лазера в изготовлении молибденовой управляющей сетки позволило достигнуть более высоких параметров КСУ. Чем больше мелкоячеистых матриц для электронных пучков, тем лучше автоэмиссионные свойства катода. Высокая точность сопряжения матриц сетки с многочисленными эмитирующими структурами может быть получена только с помощью лазерных технологий. В настоящее время плотность потока эмиссии - 1 А/см2, что уже в 10 раз выше, чем в КСУ прошлого поколения, сделанных без лазерных технологий.

Выполненные исследования позволили оптимизировать параметры лазерного излучения и создать мелкоячеистые сетки молибдена. Результаты позволят улучшить геометрические параметры электронного потока от автоэмиссионных катодов и создать высококачественные электровакуумные устройства с высокими значениями технических характеристик.

E-mail: popov@pribor-t.ru

ПРОЯВЛЕНИЕ ТИТАНОВЫХ ЦЕНТРОВ В ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ АЛМАЗА

Рахманова М.И.

Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, Россия

В работе приведены результаты исследования природных и синтетических алмазов с низким содержанием примесного азота, что связано с наличием в ростовой среде геттеров азота, в частности соединений титана. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) данного типа кристаллов наблюдаются системы S1 (БФЛ 503.4 и 510.7 нм) и 440.3 нм, электронно-колебательные переходы в которых относятся к классу запрещенных с временами жизни возбужденных состояний >10⁻⁶сек. Аналогами этих центров в ЭПР являются центры OK1/S1 и N3/440.3. Характерный ИК спектр этих образцов содержит пики 1050, 1140, 1240 и 1274 см⁻¹ в области проявления С-N колебаний, которые типичны для алмазов только с данным типом азотных дефектов. Кроме центров OK1/S1 и N3/440.3, в спектрах ФЛ ряда кристаллов наблюдается система 485 нм с энергией фонона 42 мэВ. ЭПР аналогом является центр NU1 с спином S=1/2. Исходя из анализа химического состава эклогита, являющегося материнской средой для исследованных образцов, и анализа СТС спектров ЭПР было сделано предположение о вхождении титана в структуру решетки алмаза с образованием центров OK1/S1, N3/440.3 и NU1/485. Для проверки этого были выращены кристаллы алмаза в железо-никелевой среде с добавлением соединений титана в качестве геттера азота на беспрессовом аппарате типа разрезная сфера БАРС (ИГиМ СО РАН). После НРНТ обработки кристаллов, выращенных с повышенным содержанием титана в ростовой среде, в спектрах ФЛ обнаружено появление системы 440.3 нм, что связано с возможным вхождением ионов титана в структуру центра.

Известно, что в формировании колебательной полосы оптических спектров принимают участие как собственные колебания решетки алмаза, так и локальные и квазилокальные колебания, обусловленные дефектами структуры. В случае вхождения в решетку примеси тяжелого атома с массой более 40 ат. ед. частота квазилокального колебания находится в области колебаний 10-60 мэВ и описывается формулой h ω_{QL} = h ω_D [M_C/3(M_i- M_C)]^{1/2}, где h ω_D – дебаевская частота алмазной решетки. Определив частоту квазилокального колебания из спектров ФЛ, мы оценили массу тяжелого атома, участвующего в образовании центров N3/440.3 и NU1/485. Она оказалась близкой к массе атома титана M_{Ti} = 48. В случае центра N3/440.3 титан находится в тетраэдрическом положении с атомом азота в первой координационной сфере, в то время как в центре NU1/485 он образует расщепленную по [100] межузельную конфигурацию Ti-N. Что касается модели центра S1/OK1, то анализ CTC спектра ЭПР этого центра предполагает вхождение иона титана в положение двойной полувакансии с атомом азота в первой координационной сфере. Модели центров представлены на Рис.

Исследование спектров ФЛ кристаллов кристаллов алмаза (около 200 шт.) из различных месторождений Якутии показало, что система S1 наблюдается в кубическом секторе роста, а N3/440.3 и NU1/485 только в секторах октаэдра. Это, по-видимому, связано с особенностями вхождения примеси титана и азота в разные сектора роста кристалла.



УСКОРЕННЫЙ РЕЖИМ ТРИПЛЕТ-СИНГЛЕТНОГО БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ КРАСИТЕЛЕЙ В ПРИСУТСТВИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ

Роганов А.В., Кислов Д.А.

Оренбургский государственный университет, Центр лазерной и информационной биофизики, Оренбург, Россия

Нами в работах [1, 2, 5] исследован безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения по индуктивно-резонансному механизму между молекулами, размещенными вблизи проводящих тел. Показано, что эффективным механизмом энергопередачи в рассматриваемой системе может быть механизм с участием локализованных поверхностных плазмонов. При внесении в окрестность рассматриваемой доноракцепторной пары проводящей сферической наночастицы скорость безызлучательного энергопереноса между молекулами может существенно измениться, поскольку металлическая наночастица выполняет функцию эффективной наноантенны.

Выражение для полной скорости переноса энергии в присутствии металлической наночастицы [4]:

$$U_{DA}(r_D, r_A, r_{DA}, \Omega_{DA}, \theta) = \frac{9c^4\chi^2(\Omega_{DA})}{8\pi\tau_D n_A} \cdot \left[\frac{1}{r_{DA}^6} \left(\frac{r_{DA}R}{r_D r_A}\right) \times \right]$$

$$\times \int \alpha(\omega) F_D(\omega) \mu_A(\omega) \frac{d\omega}{\omega^4} + \frac{1}{r_{DA}^6} \int F_D(\omega) \mu_A(\omega) \frac{d\omega}{\omega^4}], \qquad (1)$$

где введены обозначения

$$\alpha(\omega) = y_1(\omega) \left(\frac{r_{DA}R}{r_D r_A}\right)^3 \frac{16\cos^2\theta}{\chi^2(\Omega_{DA})} + y_2(\omega) \frac{\cos\theta}{\chi(\Omega_{DA})} ,$$

$$y_1(\omega) = \left|\frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_2}\right|^2, \ y_2(\omega) = 2 \operatorname{Re}\left[\frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_2}\right]$$
(2)

 r_D, r_A – расстояния от центра наночастицы до молекул донора и акцептора соответственно, r_{DA} - расстояние между молекулами донора и акцептора, Ω_{DA} - угол между радиусами-векторами r_D и r_A , R - радиус наночастицы, $F_D(\omega)$, $\mu_A(\omega)$ - спектры испускания и поглощения молекул; τ_D - время жизни возбужденного состояния донора, n_A - концентрация молекул акцептора, $\chi^2(\Omega_{DA})$ - ориентационный множитель порядка единицы; ε_2 - диэлектрическая проницаемость прозрачной среды над поверхностью металла; $\varepsilon_1(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость проводника с учетом ее частотной дисперсии, измеренная экспериментально [3]. Спектральная зависимость функций $\alpha(\omega), y_1(\omega), y_2(\omega)$ приведены на рис. 1.

В случае, когда безызлучательный перенос энергии происходит в присутствии металлической наночастицы получено увеличение скорости передачи энергии на 2-3 порядка (рис. 2).



Рис. 1 Спектральная зависимость функций $\alpha(\omega), y_1(\omega), y_2(\omega)$ для серебряной наночастицы при $\varepsilon_2 = 1$



Рис. 2 Дистанционная зависимость скорости передачи энергии в присутствии серебряной наночастицы и без нее при $\varepsilon_2 = 1$

Предсказанный в теории эффект ускоренного режима переноса энергии планируется в дальнейшем обнаружить экспериментально на явлении триплет-синглетного безызлучательного переноса энергии.

В качестве донор-акцепторной пары, в которой экспериментально наблюдался триплет-синглетный безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения, была использована пара молекул эритрозин-метиленовый голубой (рис. 3 и 4).



Рис. 3 Перекрывание спектра фосфоресценции эритрозина и спектра поглощения метиленового голубого. Штриховкой показана зона спектрального перекрытия.



Рис. 4 Экспериментально измеренная кинетика фосфоресценции эритрозина (донора) в присутствии метиленового голубого (акцептора) и без него при различных концентрациях акцептора.

E-mail: r-fizik@yandex.ru, alekseyroganov@yandex.ru

Литература

1. Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М., Кислов Д.А. Увеличение скорости межмолекулярного безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения вблизи плоской границы твердого тела // Вестник ОГУ. 2011. - № 1 (119). Стр. 159 – 170

2. Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г., Кислов Д.А. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения между молекулами вблизи металлических тел и наночастиц // Труды международной конференции «Organic nanophotonics 2009 », Оренбург, с. 57-59

3. Johnson P.B., Christy R.W. Optical Constants of the Noble Metals // Phys. Rev. B., 6, 4370, (1972)

4. Kislov D.A., Kucherenco M.G. Enhancement FRET Between Dye Molecules in the Presence of Spherical Metal Nanoparticle // Proc. V Russian-Japanese Seminar "Molecular and Biophysical Magnetoscience"/ Orenburg: OSU, 2010. – P. 45-47.

5. Kucherenko M. G., Chmereva T. M., Kislov D. A. Energy Transfer in Molecular Systems at the Surface of Metal Solids and Nanoparticles // High Energy Chemistry, 2009, Vol. 43, No. 7, pp. 587–591.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НА ЦЕНТРЫ СВЕЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ САМОО₄ И SRMOO₄

Савон А.Е.¹, Спасский Д.А.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ² НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Кристаллы молибдатов являются перспективными сцинтилляционными материалами для использования в криогенных фонон-фотонных детекторах. Такие детекторы имеют высокую разрешающую способность по энергии и видам поглощенных высокоэнергетических частиц и могут применяться для регистрации редких событий, таких как двойной бета-распад (2β), двойной безнейтринный бета-распад ($0v 2\beta$), а также для регистрации темной материи [1].

Было проведено комплексное исследование люминесцентных свойств монокристаллов молибдатов кальция и стронция с целью установления особенностей переноса энергии на центры свечения этих соединений. В ходе исследований были измерены спектры люминесценции, спектры возбуждения люминесценции и спектры отражения в интервале энергий 3 – 35 эВ. Измерения проводились в температурном диапазоне от 10 до 300 К. Также были измерены кривые термостимулированной люминесценции образцов.

Измерения проводились на установке Superlumi (DESY, Германия) [2] и на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Монокристаллы были выращены методом Чохральского в Институте Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН.

Спектры люминесценции исследуемых материалов характеризуются широкой полосой люминесценции с максимумом в области 2.2-2.3 эВ. Профиль спектра не претерпевает заметных изменений при возбуждении в области фундаментального поглощения. Наблюдаемая люминесценция в исследуемых образцах относительно медленная, со временем затухания, соответствующим микросекундному диапазону и может быть приписана свечению автолоклизованного экситона.

В работе показано, что основными факторами, влияющими на перенос энергии на центры свечения и формирование спектра возбуждения собственной люминесценции, являются внутрицентровое температурное тушение люминесценции при комнатной температуре, а при низких температурах — конкуренция собственной люминесценции с безызлучательной релаксацией энергии возбуждения на ловушках, расположенных в запрещенной зоне кристаллов. Было обнаружено эффективное высвечивание люминесценции автолокализованных экситонов в молибдате кальция под действием возбуждающего излучения при температурном разрушении конкурирующего канала релаксации. В молибдате стронция были обнаружены мелкие электронные ловушки, которые практически не влияют на формирование спектров возбуждения этих кристаллов.

E-mail:savon1986@mail.ru

Литература

[1] Arnold R., et al. // Phys. Rev. Lett. V. 95 (2005) 182302
[2] Zimmerer, G. // Radiation Measurements V. 42, Iss. 4-5 (2007) 859

ДИАГНОСТИКА ВЯЗКО-УПРУГИХ СВОЙСТВ СРЕД И МИКРООБЪЕКТОВ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ПИНЦЕТА

Скрябина М.Н.

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

Локальные методы исследования гидродинамических и упругих характеристик объектов на микромасштабах имеют важное практическое и фундаментальное значение в ряде областей, например, в медицине, химии, биологии. Одним из методов изучения упругих и вязких свойств среды является метод оптический пинцета, позволяющий работать с одиночными микрообъектами. Методом активной реологии могут быть получены корреляционные функции движения микрочастиц в среде, анализ которых позволяет исследовать вязко-упругие свойства среды. Также большой интерес представляет изучение механических свойств мембран на одиночных клетках, поскольку они определяют совокупность различных внутренних биохимических процессов в клетке. Вязкоупругие свойства одиночной клетки можно выявить посредством измерения фазочастотных передаточных характеристик при её захвате с помощью оптического пинцета и вынужденном колебании одного из ее краев.

Метод оптического пинцета является уникальным для решения круга задач, связанных с количественной характеризацией свойств объектов на микромасштабах. Данный метод позволяет измерять силовые взаимодействия фемтоньютонного масштаба. Принцип работы оптического пинцета заключается в следующем. Неоднородное оптическое поле, например, перетяжка сильно сфокусированного лазерного луча, формирует эффективную пространственную потенциальную яму для объектов, находящихся в области перетяжки. Захват микрообъектов в такую потенциальную яму, а также управление захваченными микрообъектами, называется методом оптического пинцета.

В работе экспериментально обнаружены и измерены корреляции в движении двух захваченных на фиксированном расстоянии с помощью оптического пинцета тестовых объектах полистироловых микрочастицах размером 2,5±0,4 мкм. Захват проводился на расстоянии ~ 4 мкм. Измерены амплитудно- и фазочастотные передаточные характеристики двух захваченных частиц при вынужденном колебании одной из них. Получены авто- и кросс-корреляционные функции смещений этих частиц. Обнаружена сильная антикорреляция в смещениях частиц на временах порядка 2-4 мкс. Предложена теоретическая модель, основанная на совместном рассмотрении микрогидродинамического взаимодействия частиц и броуновских флуктуаций, дающая хорошее согласие с результатами как на низких (10 Гц до 1 кГц), так и на высоких (от 1 кГц до 20 кГц) частотах колебаний частиц.

Предложено совмещение метода фотонносиловой микроскопии с анализом движения оптически захваченного эритроцита, как объекта с

ярко выраженными вязко-упругими свойствами. Такой подход позволяет выделить коррелированные смещения краев эритроцита, вызванные осцилляциями положения оптической ловушки, много меньшие характерной амплитуды их броуновского движения в ловушке. Определяя разность фаз колебаний противоположных краев клетки в зависимости от частоты вынуждающей силы со стороны оптических ловушек (фазо-частотная передаточная характеристика клетки), можно количественно характеризовать упругие свойства мембраны отдельного эритроцита.

Изучены вязко-упругие свойства мембран одиночных эритроцитов. Измерена фазовая часть передаточной характеристики эритроцита при его одновременном захвате в две оптические ловушки и колебаниях одного конца эритроцита с заданной частотой в диапазоне от 100 Гц до 6,25 кГц, показавшая, что эритроцит проявляет вязкие свойства при подобных воздействиях на его мембрану. Обнаружено значительное изменение разности фаз колебаний противоположных краев живых эритроцитов и эритроцитов с жесткими мембранами, фиксированными глютаральдегидом.

E–mail: <u>skryabina@nanolab.phys.msu.ru</u>

Литература

С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, Физическая оптика. - Наука, (2004).



Рис.1. Микрочастицы в поле двух оптических ловушек, одна из которых совершает колебания.



Рис.2. Эритроцит в поле двух ловушек, одна из которых совершает колебания. Аппроксимация эритроцита двумя частицами с упругой связью
ДИНАМИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В ОБРАЗЦАХ ПММА

Старосотников Н.О.

Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Оптическая голография стимулировала развитие уникальных методов и технологий в оптическом приборостроении и оптической обработке информации. Из всего многообразия этих методов можно выделить разработки принципов голографической памяти и получения голограммных оптических элементов. В настоящее время интенсивно ведутся разработки многослойных голографических носителей информации. Особое внимание уделяется созданию систем с радиальной голографической записью, что позволяет наиболее полно использовать основные достоинства известных дисковых приводов (DVD и другие).

Практическая реализация голографических дисковых методов требует детального изучения особенностей голографической записи на внутренних регистрирующих слоях дисков, а также разработки новых оптических элементов формирования светового луча в компьютерных системах. Решение данных задач является актуальным и в научном плане. Одним из перспективных направлений в этой области является динамическая голография. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования особенностей формирования и записи методами динамической голографии дифракционных структур в объеме образцов ПММА. Основной целью выполненного исследования является определение устойчивого режима динамической записи дифракционной структуры на заданной глубине в объеме изучаемого образца.

В экспериментах использовались прозрачные образцы, выполненные в виде полированных плоскопараллельных пластинок из термопластического полимера типа полиметилметакрилата (ПММА) различной толщины.



Рис. 1 Микрофотографии записанных дифракционных структур

Источником когерентного излучения в работе являлся собранный макет рубинового лазера, работающий в режиме квазистационарной генерации. Для формирования записывающих лучей использовались оптический ослабитель на основе нейтральных светофильтров и расширитель луча. В экспериментах энергия излучения лазера изменялась в интервале 0,3 - 1,2 Дж. Длительность лазерного импульса не превышала 1,5 мс. Для записи динамической голограммы использовалась двулучевая схема. В проведенных экспериментах использовался метод Фурье-записи. В экспериментах применялся метод микрофоторегистрации формируемой структуры.

Оптимальные условия записи: угол сведения лучей и ориентация пластинки относительно плоскости их падения, определялись опытным путем. Особое внимание в данных экспериментах уделялось установлению предельно допустимого уровня энергии записывающих лучей. При превышении данного уровня в исследуемых образцах возникали необратимые нарушения в объёме ПММА.

Вследствие поглощения в зоне воздействия лучей происходит локальное нагревание ПММА. В результате исследуемая среда размягчается (температура размягчения 90 – 130°С), и в эту зону "впечатывается" дифракционная структура.

E-mail: nicopol_18@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Сучков Д.С.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

В данной работе приведены первые результаты наблюдения процесса распространения тепла в образце плавленого кварца с помощью двойного аналога интерферометра Фабри–Перо и интерферометра Жамена, регистрации отраженных и прошедших световых пучков ПЗС камерой.



Рис. 1. Зависимость усредненной по кадру интенсивности интерферограмм ближнего и дальнего (от нагреваемого торца) лазерного луча от времени

Полученные изображения не похожи на классические интерферограммы, Но на них видны темные полосы, смещающиеся при нагревании и охлаждении образца. Однако изменения изображений, зарегистрированных ПЗС матрицами в разных лучах, менялись совершенно по-разному при нагревании и остывании образца. Для понимания этих изменений были построены усредненные по всему кадру, зарегистрированных через одинаковые интервалы времени при постоянном нагреве световым потоком образца в торец и последующем охлаждении его. Характер изменений такого усредненного сигнала очень похож на колебания при установлении почти стационарного режима и при его выключении.

Из рис.2 видно, что в зависимости скорости изменения температуры образца плавленого кварца от времени нагревания наблюдаются два различных процесса, которые будем условно называть «бурным» и «стационарным». Вначале преобладает «бурный» процесс, когда образец активно запасает внутреннюю энергию. В определенный момент времени скорость роста температуры образца уменьшается почти до нуля, и хотя тепло продолжает непрерывно поступать в систему, ее температура практически не меняется. Следовательно, система не запасает тепло, а перемещает его по образцу и выводит наружу. Процесс запасания внутренней энергии происходит не монотонно, а

скачками, как бы заполняя некие «ловушки» тепла, различающиеся глубиной, связанной с определенной температурой. При самопроизвольном остывании образца наличие таких ловушек тепла проявляется наиболее отчетливо.

Suchkov.Dmitriy.ksu@gmail.com

СТРУКТУРНЫЕ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ТМ³⁺

**Чабушкин А. Н.

Мордовский государственный университет им. Н. П. Саранск, Россия

Для стабилизированного диоксида циркония характерна уникальная совокупность физико-химических свойств. Эти кристаллы химически инертны, являются стойкими к воздействию ионизирующего излучения, обладают высокой твёрдостью и большим показателем преломления, а также возможностью их легирования редкоземельными элементами в широких пределах концентраций [1].

Кристаллы стабилизированного диоксида циркония, активированные редкоземельными (P3) ионами, представляют интерес в лазерной физике для создания твердотельных лазеров с диодной накачкой. При получении устойчивой кубической структуры, вследствие гетеровалентного замещения ионов Zr⁴⁺ на Y³⁺ и редкоземельные ионы, происходит образование вакансий по кислороду, что приводит к характерным спектрам поглощения и люминесценции P3 ионов, отличных от таковых в упорядоченных средах. Неоднородное уширение спектральных линий в неупорядоченных кристаллах обеспечивает лучшее согласование со спектром излучения диода накачки и может быть использовано при перестройке длины волны генерации в пределах уширенной полосы люминесценции, а также реализации режима синхронизации мод

В настоящей работе, с целью проведения в дальнейшем генерационных экспериментов, выполнены исследования спектрально-люминесцентных свойств кристаллов стабилизированного диоксида циркония ZrO_2 - Y_2O_3 - Tm_2O_3 с общей концентрацией стабилизирующих оксидов 15 мол. %. В кристаллах ZrO_2 - Y_2O_3 - Tm_2O_3 зарегистрированы спектры поглощения с основного состояния ${}^{3}H_{6}$ на возбуждённые мультиплеты ${}^{3}F_{4}$, ${}^{3}H_{5}$, ${}^{3}H_{4}$, ${}^{3}F_{3}$, ${}^{1}G_{4}$.



Рис.1 Спектр поглощения кристалла ZrO_2 - Y_2O_3 - Tm_2O_3 при T=300K для перехода ${}^{3}H_6 \rightarrow {}^{3}H_4$.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

На рис.1 представлен спектр поглощения для перехода ${}^{3}H_{6} \rightarrow {}^{3}H_{4}$, на который осуществляется накачка лазерным диодом. Также получен спектр люминесценции для лазерного перехода ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ в двухмикронной области спектра.

Используя спектры поглощения и люминесценции в единицах сечения на переходах ${}^{3}H_{6} \leftrightarrow {}^{3}F_{4}$, выполнены оценки сечения усиления лазерного перехода ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$.

E-mail: chabushkin@mail.ru

Литература

1. Кузьминов Ю. С., Осико В. В. Фианиты. Основы технологии, свойства, применение. М.: Наука, 2001.

РАДИОФИЗИКА

Председатель подсекции проф. Митрофанов Валерий Павлович

ЭКВАТОРИАЛЬНЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Гусев Н.А.

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

В наноструктурированных материалах магнитооптические эффекты могут существенно возрастать по сравнению со случаем однородных пленок [1]. Это дает возможность эффективного контроля интенсивности света с частотой вплоть до десятков гигагерц и позволяет их использовать в новом поколении устройств записи, считывания и



Рис. 1. Исследуемая структура



Рис. 2. График зависимости величины эффекта Керра от длины волны падающего излучения

обработки информации. Примером таких материалов являются плазмонные кристаллы.

В работе исследован экваториальный магнитооптический эффект Керра в плазмонных кристаллах. Он заключается в изменении интенсивности в спектре отраженного света при перемагничивании [2]. Плазмонный кристалл, рассматриваемый в работе, представляет собой ферромагнитный диэлектрик с нанесенной дифракционной решеткой из благородного металла и находящийся на немагнитной подложке (рис. 1). Кристалл намагничен вдоль оси Y, плоскость падения света XZ.

Для расчета коэффициентов прохождения и отражения электромагнитной волны от такой структуры используется метод связанных мод в пространстве Фурье (RCWA) [3]. Дифракционная решетка состоит из серебра, ферромагнитный диэлектрик – магнитный феррит-гранат, гадолинийподложка ИЗ галиевого граната. При расчете использованы следующие значения параметров: период решетки 500нм, ширина щелей 75нм, высота решетки 100нм, толщина диэлектрика 1мкм. Результаты

расчетов приведены на Рис. 2. При этом экваториальный эффект Керра характеризуется величиной $\delta = R(M) - R(-M)$. Присутствуют резонансные особенности на определенных длинах волн, в которых эффект на порядок превосходит эффект в однородной пленке.

При определенном соотношении между периодом решетки, толщиной магнитного слоя и частотой падающего излучения дифракционные порядки возбуждают волноводные моды. Возбудившаяся мода, распространяясь вдоль оси X, частично рассеивается в щелях металла, и энергия уходит в дальнюю зону, формируя прошедшую через структуру поле. Наличие намагниченности приводит к изменению вида волноводных мод. В случае, когда намагниченность направлена вдоль оси Y, TE и TM моды остаются независимыми и намагниченность влияет на условие возбуждения (закон дисперсии) TM моды. В результате аналитических расчетов выявлено, что в исследуемой структуре, проявляются резонансные свойства – минимумы и максимумы коэффициента отражения. Наличие гирации и изменение ее знака приводит к смещению этих экстремумов в спектре отражения, что и объясняет появление эффекта Керра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ. Автор выражает благодарность научному руководителю В.И. Белотелову и А.Н. Калишу.

E–mail: CG48@yandex.ru

1. V.I. Belotelov, A.N. Kalish, V.A. Kotov and A.K. Zvezdin, "Slow light phenomenon and extraordinary magnetooptical effects in periodic nanostructured media", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 321, 826-828 (2009).

2. A. Zvezdin, V. Kotov. *Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials* (IOP, Bristol, 1997).

3. N. Chateau and J.-P. Hugonin, J. Opt. Soc. Am. A 11, 1321 (1994).

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ НАНОЧАСТИЦ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРА.

Иванова Е.М.

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

Интерес к наночастицам в медицине связан с возможностью их использования для направленной доставки лекарств в клетки пораженных тканей [4]. В настоящей работе исследуются наночастицы кремния и акустические свойства их коллоидных растворов. Наночастицы кремния безвредны для организма и могут разлагаться и выводиться за счет естественного метаболизма (обмена веществ). Кроме того, они имеют очень неоднородную рыхлую поверхность, что создает условия для существования пузырьков газа в нанопорах на поверхности. Пузырьки газа, в свою очередь, служат зародышами кавитации. При облучении ультразвуком ткани, содержащей наночастицы кремния, может возникнуть кавитация, что приведет либо к терапевтическому эффекту, либо будет способствовать улучшенной доставке лекарств, присоединенных к наночастицам.

Поглощение ультразвуковых (УЗ) волн коллоидными растворами изучалось достаточно давно. Классической работой считается статья [1], где приведены формулы для затухания УЗ:

$$2\alpha = \frac{4}{9}k^4a^4 \cdot \pi a^2 + \frac{4}{3}\pi a^3k(\sigma-1)^2 \frac{s}{s^2 + (\sigma+\tau)^2},$$

где $s = \frac{9}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a}\right), \tau = \frac{1}{2} + \frac{9}{4\beta a}, \sigma = \frac{\rho_1}{\rho_0}, \beta = \left(\frac{\omega}{2\mu}\right)^4, a$ – размер частицы, $k = \frac{2\pi f}{c}$ –
волновое число, ω – частота, $c = 1,5 \times 10^5 cm/cek$ – скорость звука в воде,
 $\mu = 0,01012cm^2/cek$ – коэффициент кинематической вязкости воды, $\rho_0 = 1c/cm^3$ –
плотность воды, $\rho_1 = 2,3c/cm^3$ – плотность кремния. Коэффициент поглощения напря-
мую связан с концентрацией раствора частиц, а именно: $n = \rho/z$, где $z = 3\alpha/4\pi a^3$.





Рис. 1. График зависимости коэффициента поглощения от размера частиц

Рис.2. График зависимости концентрации от размера частиц для заданного значения коэффициента поглощения $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$

Расчеты показали, что поглощение в коллоидных растворах с наночастицами кремния достаточно мало даже при сравнительно больших концентрациях. В частности, на частоте 1 МГц концентрация частиц с размерами 120 нм должна быть 0,8 г/л, чтобы поглощение за счет наличия частиц превысило поглощение в чистой воде.

В качестве материалов используются водные коллоидные растворы частиц кремния, которые изготавливались на кафедре общей физики и молекулярной электроники. Частицы имели нерегулярную форму и их размеры варьировались в диапазоне от 60нм до 105 нм.

Для измерений скорости звука и поглощения в коллоидных растворах использовался метод интерферометра. Интерферометр состоит из двух пьезокерамических излучателей с частотами 1 и 2 МГц, который расположены на расстоянии 20 мм и параллельны друг другу. Диаметр излучателей – 20 мм. Исследуемый коллоидный раствор заливается в цилиндрическую емкость между излучателями. На один из излучателей подавалось напряжение заданной частоты, второй служил либо в качестве отражающего зеркала, либо в качестве приемника УЗ волн. В интерферометре возникали резонансные пики, частотный интервал между которыми определялся скоростью звука в жидкости, а ширина резонансного пика определялась поглощением УЗ. Были проведены измерения АЧХ интерферометра как в чистой дистиллированной воде, так и в коллоидных растворах.



Рис. 3. Резонансные линии интерферометра, заполненного дистиллированной водой

Работа выполнена при поддержке РФФИ

Литература

1. R.J.Urick. The Absorption of Sound in Suspensions of Irregular Particle. JASA, Vol.20, No.3, 283-288, (1948).

2. П.В.Лебедев-Степанов, О.В.Руденко. О затухании звука в жидкости, содержащей взвешенные частицы микро- и наноразмерных размеров. Акуст. Журн., т.55, №6, 706-711 (2009).

3. А.Д.Мансфельд, А.Г.Санин, О.А.Санина, Б.С.Каверин, А.М.Объедков, В.А.Егоров. Поглощение ультразвука в суспензиях углеродных нанотрубок. Акуст. Журн., т.56, №2, 204-205 (2010).

4. B.E. Oeffinger, M.A. Wheatley. Development and characterization of a nano-scale contrast agent. Ultrasonics 42 (2004) 343–347.

ИЗМЕРЕНИЕ ФЛУКТУАЦИОННЫХ СИЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАРЦЕВОГО МАЯТНИКА И ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО АКТЮАТОРА

**Копцов Д.В.

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

В лазерно-интерферометрическом гравитационно-волновом детекторе Advanced LIGO для позиционирования пробных масс вместо магнитной системы планируется использование электростатического актюатора [1]. В связи с этим актуальной становится проблема электрических флуктуационных сил между пробной массой и актюатором [2], который планируется расположить на расстоянии 5 мм от пробной массы.

Вариации сил электрического взаимодействия пробной массы с окружающими телами могут быть вызваны, в частности, перераспределением заряда на пробной массе за счет прыжковой проводимости. Перемещение элементарного заряда является вероятностным процессом, поэтому сила взаимодействия флуктуирует.

Цель настоящего исследования – изучение флуктуационных электрических сил между образцом из плавленого кварца и расположенной рядом с ним моделью актюатора и получение количественных оценок, для того чтобы выяснить, насколько существенным является этот источник флуктуационного смещения для проекта Advanced LIGO.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.



Рис. 1 Крутильный маятник из плавленого кварца с зеркальной поверхностью

Экспериментальная установка состоит из высокодобротного крутильного маятника из плавленого кварца и расположенной рядом с ним модели актюатора, колебания маятника детектируются при помощи оптической системы регистрации, представляющей собой интерферометр Майкельсона, в котором в качестве зеркал выступают противоположные плечи маятника (А и В на рис. 1).

Тело маятника при помощи кварцевых нитей закреплено в квадратной раме, также изготовленной из плавленого кварца. В целях увеличения добротности нити, рама и маятник были приварены друг к другу кислородной горелкой. Частота крутильной моды маятника $f_0 = 57$ Гц лежит в важной для Advanced LIGO полосе частот.

Минимальный момент сил M_T , который можно измерить при помощи данной системы, определяется тепловыми шумами в соответствии с формулой Найквиста:

$$S_{M_T} = 4kTH_{\theta}; H_{\theta} = \frac{I\omega}{Q}$$

где I – момент инерции маятника. Соответственно, для уменьшения M_T необходимо увеличивать добротность маятника и уменьшать его размеры и массу. Используемый в экспериментальной установке маятник имеет следующие параметры: размер $2.5 \times 1 \times 0.2 cm^3$, масса m ≈ 1 г. На данный момент достигнута добротность $Q \approx 2 \times 10^5$. Планируется достичь $Q \approx 10^6$.

При комнатной температуре и достигнутой добротности маятника спектральная плотность тепловых шумов в экспериментальной установке

$$S_{F_T} = \frac{S_{M_T}}{(l/2)^2} \approx 1 \times 10^{-26} \frac{H^2}{\Gamma \mu}$$

Допустимая в Advanced LIGO спектральная плотность флуктуационной силы

$$S_F \approx 5 \times 10^{-26} \frac{H^2}{\Gamma \mu}$$

Таким образом, если спектральная плотность флуктуационной электростатической силы превосходит допустимый в Advanced LIGO предел, ее удастся измерить при помощи данной экспериментальной установки. Для этого детектирующая система должна позволять измерять отклонение маятника на угол

$$\delta\theta = \sqrt{\sigma^2(\theta)} \approx 10^{-9} \, pad$$

E-mail: phys-osc2009@yandex.ru

Литература

- 1. Gregory M. Harry. Advanced LIGO: The next generation of gravitational wave detectors // Class. Quantum Grav. Vol 27(2010), 084006
- 2. L.G. Prokhorov and V.P. Mitrofanov. 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

ПОСТРОЕНИЕ ВОЛНОВОДНОГО МЕТОДА АНАЛИЗА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН СОТОВОЙ СВЯЗИ В ПОМЕЩЕНИЯХ

Корчагин С.В.

Воронежский институт высоких технологий, Воронеж, Россия

В данной работе приведен подход по анализу беспроводных сетей и результаты, показывающие эффективность применения данного подхода. В процессе исследований могут применяться аналитические методы.

Современные помещения, в подавляющем большинстве случаев, могут быть представлены как совокупность прямоугольных отсеков. Стенки зданий, в большинстве случаев состоят из железобетона, которые плохо пропускают через себя радиоволны. В связи с этим, представляется возможным применение волноводной модели при распространении волн внутри зданий, так как волноводы так же имеют стенки, плохо пропускающие радиоволны [1].

Стенки волновода играют роль экрана, не дающего электромагнитным волнам распространяться в разные стороны и заставляющего их перемещаться только вдоль волновода.

Мы рассматривали открытый волновод прямоугольного сечения. Этот волновод представлял собой простейшую модель помещения. Пусть на апертуру этого волновода падает плоская волна.

Алгоритм расчета характеристик рассеяния полой структуры прямоугольного поперечного сечения, основан на модальном методе [2].

С использованием этого алгоритма был создан программный продукт, позволяющий проводить оценку мощности электромагнитных волн в помещении.

В программном продукте можно выделить несколько частей:

1.Определение входных данных. Вводится поперечный и продольный размер комнаты, задается сектор углов наблюдения, длина падающей волны.

2.Расчет электрических полей. Определяются моды входящие в волновод, моделирующие комнату, матрица рассеяния, описывающая этот волновод, выходящие моды. Отметим, что в данной части реализована проверка распространяющихся мод, то есть тех, у которых постоянная распространения является действительным числом [3].

3.Вывод данных. Проводится расчет рассеянного поля в зависимости от угла падения волны и от расстояния наблюдения.

Программа позволяет производить расчеты в широком диапазоне входных параметров.

Задавая определенные углы падения и расстояние можно определить уровень мощности поля, а, следовательно, и местоположение наиболее эффективного приема для приемника (например, сотового телефона), причем эти зависимости могут быть разными для разных телефонов, поскольку у них не одинаковая чувствительность.

В качестве достоинства, предлагаемого метода, можно отметить его относительную простоту. В волноводе распространяется относительно небольшое число мод, что позволяет утверждать, что данный алгоритм является быстродействующим. *KorchSerg1212@yandex.ru*

Литература

1.Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны – М.: Радио и связь, 1988 г., 440с.

2.Ling H. High-frequency RCS of open cavities with rectangular and circular cross sections. / H. Ling, S. W. Lee, R. C. Chou // IEEE Trans. Antennas Propagat., 1989, vol. AP–37, no. 5. – Pp. 648–654.

3. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ / И. В. Лебедев – М.: Высшая школа, 1970. – Т. 1. – 439 с.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Костиков В.В., Крит Т.Б.

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

Задача визуализации сдвигового модуля упругости мягких биологических тканей является весьма актуальной в современной диагностике. Резонансный метод позволяет с высокой точностью измерять упругие модули среды. Результаты измерений в однородном линейном резонаторе приводятся в работе [1]. В действительности биологические ткани неоднородны, и возникает проблема исследования резонаторов, заполненных резиноподобной средой с включениями. Сдвиговый модуль упругости этих включений может на порядки отличаться от модуля упругости среды. Для решения такой задачи в работе [2] была использована линейная модель, основанная на методе конечных элементов (МКЭ) для несжимаемой резиноподобной среды.

В данной работе проводится экспериментальное исследование резонатора конечных размеров, содержащего локальные неоднородности, при конечных амплитудах вынуждающей силы. Рассматривается резонатор, выполненный из полимера (пластисола) толщиной 15 мм. Полимер закреплён без проскальзывания между двумя горизонтальными пластинами, масса которых 14 г. В полимере сделано 6 сквозных отверстий прямоугольного сечения со стороной 5 мм. По объёму неоднородность составляет 14.3% от объёма резонатора. Центры отверстий смещены относительно срединного сечения резонатора на расстояние 2.5 мм, что позволяет получить 2 различных конфигурации резонатора: отверстия вверху (ближе к верхней пластине) и внизу (вблизи нижней пластины). В таком резонаторе происходит нелинейное искажение профиля волны и генерация третьей гармоники.

В работе были измерены зависимости механического сдвигового напряжения от сдвиговой деформации (в долях толщины слоя) для резонаторов с полостями вверху и внизу. Зависимости нелинейные, их можно аппроксимировать кубичной параболой: $\sigma = \mu (\epsilon + \beta \epsilon^3)$, где μ - линейный сдвиговый модуль, $\mu\beta$ – нелинейный сдвиговый модуль (β – коэффициент нелинейности). Полученные статические зависимости практически совпадают. По ним были измерены значения $\mu = 10$ кПа и $\beta = 1.33$.

Для каждого положения отверстий были измерены резонансные кривые вблизи 1-го и 2-го резонансов при амплитуде ускорения нижней пластины $W_0=1 \text{ м/c}^2$, что соответствует линейному режиму. При положении отверстий ближе к верхней границе первая резонансная частота равна 38.2 ± 0.1 Гц, вторая резонансная частота равна 121.3 ± 0.1 Гц. Усиление в первом резонансе составляет 10.8, во втором – 1.2. При положении отверстий ближе к нижней границе первая резонансная частота равна 34.5 ± 0.1 Гц, вторая резонансная частота равна 142 Гц. Усиление в первом резонансе составляет 10.2, во втором – 0.8. Получилось, что 1-е резонансы отличаются на ~ 4 Гц в зависимости от расположения отверстий. Данный эффект обусловлен тем, что на первой резонансной частоте на толщине слоя укладывается примерно четверть длины волны. Деформации максимальны у нижней границы, в то время как вблизи верхней границы они минимальны. Поэтому небольшие изменения упругости в области больших деформаций (полости внизу) приводят к эффективному снижению упругости слоя целиком и уменьшению резонансной частоты. Когда полости вверху работает снижение массы слоя, что может приводить к небольшому росту резонансной частоты.

Наличие отверстий в области больших деформаций приводит к локальному возрастанию деформаций пластисола в промежутках между отверстиями. Это, в свою очередь, может привести к росту нелинейных эффектов в таком резонаторе при достаточно больших амплитудах вынуждающей силы на первой резонансной частоте, где происходит усиление по амплитуде на порядок. При $W_0=15 \text{ м/c}^2$ первая резонансная частота равна 38.8 Гц, если отверстия расположены вблизи верхней границы. При положении

отверстий вблизи нижней границы первая резонансная частота при $W_0=15 \text{ м/c}^2$ равна 34.8 Гц. То есть в обоих случаях нелинейность приводит к одинаковому относительному росту резонансной частоты. Измеренный профиль стоячей волны на резонансной частоте 34.8Гц в резонаторе с отверстиями внизу при амплитуде ускорения нижней пластины 15 м/c² искажён за счет кубичной нелинейности, а для резонатора с отверстиями вверху профиль стоячей волны на резонансной частоте 38.8Гц практически не искажён.



Рис. 1. Первые три гармоники в измеренных профилях ускорения верхней и нижней границ резонатора.

Первые три гармоники в измеренных профилях ускорения верхней и нижней границ резонатора показаны на рис. 1. Заштрихованными столбиками показан гармонический состав профиля верхней границы, прозрачными – нижней границы резонатора с отверстиями внизу. Чёрными столбиками показан гармонический состав профиля верхней границы, серыми – нижней границы резонатора с отверстиями вверху. Видно, что уровень 3-й гармоники выше в резонаторе с отверстиями внизу. Наличие в спектре других гармоник (прежде всего, 2-й) связано с тем, что при проведении измерений возбуждение производится маломощным вибратором и становится нелинейным при больших амплитудах ускорения нижней пластины.

Полученные результаты показали, что наличие отверстий в области больших деформаций приводит к уменьшению резонансной частоты, в то время как их наличие в области малых деформаций ведет к росту резонансной частоты при малых колебаниях в резонаторе. В нелинейном режиме колебаний наличие отверстий в области больших деформаций приводит к усилению нелинейных эффектов. Было показано, что если неоднородность приходится на область малых деформаций, то резонансные характеристики структуры в целом определяются её плотностью. Когда неоднородность находится в области больших деформаций, на резонансные свойства большее влияние оказывает её упругость. Этот эффект может быль использован для управления нелинейными свойствами всей структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ. Авторы выражают благодарность В.Г. Андрееву за полезные обсуждения при подготовке тезисов.

E-mail: victortopo@mail.ru

Литература

- 1. *Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А.* Стоячие волны в упругом слое, нагруженном конечной массой // Акуст. журн. 2010. Т.56. №2. С. 190–196.
- 2. *Андреев В.Г., Крит Т.Б., Костиков В.В. и др.* Стоячие сдвиговые волны в резонаторе с неоднородной резиноподобной средой // Акуст. журн. 2011. Т.57. №1. С. 3–12.

СВОЙСТВА ВЗВЕСИ КАКАО, КАК ТЕХНИЧЕСКОГО ЗАМЕНИТЕЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО КОНТРАСТНОГО АГЕНТА

**Логинов С.В.

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

Для получения картины кровотока в том или ином органе методами нелинейной акустической томографии важно на стадии разработки новой аппаратуры и методики её применения, найти модельную среду, которая обладала бы акустическими свойствами, близкими к свойствам крови или крови с введенным акустическим контрастным агентом. В данной работе в качестве таких свойств рассматриваются поглощение и нелинейный параметр. Растворы контрастных агентов являются дорогими для широкого использования при настройке и тестировании систем акустической визуализации, поэтому актуален поиск доступных сред, которые обеспечивали бы необходимые значения этих параметров. Задача медицинского применения этих сред при этом не ставится. Используемые в медицине акустические контрастные агенты представляют собой микроскопические газовые пузырьки, заключенные в полимерную оболочку. Поиск "технического заменителя" акустических контрастных агентов целесообразно проводить среди взвесей органических порошков, изначально содержащих в себе воздух.

В данной работе экспериментально исследовалась взвесь какао-порошка в воде. Изложенные результаты показывают, что с помощью какао-порошка можно создать среду, обладающую высоким поглощением и высоким нелинейным параметром, относительно параметров воды. Согласно работам [2, 3. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики// М.: Наука, 1975.

] затухание в контрастном агенте Albunex[®] при концентрации 1 мл контрастного агента на 1 л воды может превышать 1200 M^{-1} , что значительно превосходит результаты, полученные для взвеси какао-порошка в воде. Однако в работе [5. Jian M., Jinfei Y., Zheng F., Zhemin Z., Xiufen G., and Gonghuan D., Acoustic nonlinearity of liquid containing encapsulated microbubbles// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 116 No.1, July 2004

- 6. Hoff L., Sontum P.C., Hovem J.M., Oscillations of polymeric microbubbles: Effect of the encapsulating shell// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 107, No. 4, April 2000
- 7. Labat V., Remenieras J.P., Bou Matar O., Patat F., Nonlinear propagation in ultrasound contrast agent//

8] измерения проводились при амплитудах давления порядка 30 атмосфер, и авторы отмечали, что поглощение контрастного агента падает при уменьшении амплитуды падающей волны. В работе [9. Mobley J., Waters K.R., Hall C.S., Marsh J.N., Hughes M.S., Brandenburger G.H., Miller J.G. Measurements and predictions of the phase velocity and attenuation coefficient in suspensions of elastic microspheres// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 106, No. 2, August 1999], для контрастного агента Sonazoid[®] были получены результаты для поглощения, близкие по порядку величины к результатам данной работы, хотя вид зависимости поглощения от частоты существенно отличен.

По результатам работы нелинейный параметр взвеси какао-порошка в воде в 30 раз (при концентрации 1,4 г/л) превосходит нелинейный параметр воды [1], т.е. составляет величину порядка 120. Нелинейный параметр акустических контрастных агентов может быть еще в 10 раз больше, при той же концентрации [5, 9. Mobley J., Waters K.R., Hall C.S., Marsh J.N., Hughes M.S., Brandenburger G.H., Miller J.G. Measurements and predictions of the phase velocity and attenuation coefficient in suspensions of elastic microspheres// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 106, No. 2, August 1999]. Таким образом, взвесь какаопорошка в воде обладает меньшим поглощением и нелинейным параметром, чем акустические контрастные агенты при той же концентрации, однако существенно отлича-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

ется от воды (или крови [4]), а потому является перспективным "заменителем" акустических контрастных агентов при тестировании систем нелинейной томографии кровотока, но не может заменить его при медицинских применениях.

E-mail: loginov_sergej@russia.ru

Литература

- 1. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: справочник // М.; Энергоатомиздат, 1991
- 2. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику // М.: Наука, 1966.
- 3. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики// М.: Наука, 1975.
- 4. Duck F.A. Physical Properties of Tissue // London: Academic Press, 1990. P. 346.
- Jian M., Jinfei Y., Zheng F., Zhemin Z., Xiufen G., and Gonghuan D., Acoustic nonlinearity of liquid containing encapsulated microbubbles// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 116 No.1, July 2004
- 6. Hoff L., Sontum P.C., Hovem J.M., Oscillations of polymeric microbubbles: Effect of the encapsulating shell// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 107, No. 4, April 2000
- 7. Labat V., Remenieras J.P., Bou Matar O., Patat F., Nonlinear propagation in ultrasound contrast agent//
- Marsh J.N., Hughes M.S., Mobley J., Miller J.G. Brandenburger G.H., Broadband throughtransmission signal loss measurements of Albunex[®] suspensions at concentrations approaching in vivo doses// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 101, No. 2, February 1997
- Mobley J., Waters K.R., Hall C.S., Marsh J.N., Hughes M.S., Brandenburger G.H., Miller J.G. Measurements and predictions of the phase velocity and attenuation coefficient in suspensions of elastic microspheres// J. Acoust. Soc. Am., Vol. 106, No. 2, August 1999

ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ ЗЕРКАЛ В РЕЗОНАТОРАХ ФАБРИ-ПЕРО

Лондаренко А.А.

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

При использовании в прецизионных экспериментах резонаторов Фабри-Перо для подавления паразитных сигналов часто необходима фильтрация неосновных поперечных мод. Для этого применяются различные методы. Одним из них является способ достижения одномодового режима работы за счет модификации формы зеркала таким образом, чтобы дифракционные потери всех мод, кроме основной, были велики [1].

В данной работе исследуется резонатор Фабри-Перо с зеркалами близкими к параболическим. Поиск оптимальной формы зеркал проводится с помощью численного моделирования.

Оптимизация проводится двумя различными способами.

Собственные моды резонатора и их количество зависят от формы зеркала так же, как собственные функции квантового осциллятора зависят от формы потенциальной ямы. При этом, как видно из рис. 1 [2], дифракционные потери для различных мод сильно зависят от радиуса зеркала (потери отсечения).

В данной работе моделировалось параболическое зеркало фиксированного диаметра (d=34 см) с радиусом кривизны R=2076,3 м., соответствующее зеркалам в гравитационной антенне проекта LIGO. Форма зеркала задавалась в виде бикубического полинома:



Рис.1 Относительные потери для 4х различных мод при разных размерах зеркала [2]

$$\Delta z = \frac{r^2 + j_4 r^4 + j_6 r^6}{2R},$$

где *j_i* – варьируемые параметры, *r* – радиальная координата.

Далее, при варьировании коэффициентов, рассчитывались собственные моды и их потери, как потери энергии бегущей волны за один проход в резонаторе ΔE :

$$\Delta E = 2\pi \int_{0}^{R} (|\psi_{1}|^{2} - |\psi_{2}|^{2}) r dr$$

где $\psi_1 = \psi(r_1)$ и $\psi_2 = \psi(r_2)$ - распределение амплитуды собственной моды на двух зеркалах, а r_1, r_2 -радиальная координата на первом и втором зеркале.

По результатам минимизации потерь основной моды по отношению к потерям остальных мод получена примерная форма зеркала (рис. 2).

Второй способ заключался в рассмотрении задачи о распространении пучка в резонаторе как задачи на собственные значения:

$$\int P(r_1, r_2)\psi(r_2)r_2dr_2 = \lambda\psi(r_1),$$

$$P(x_1, x_2) = -i^{m+1}J_m(x_1x_2)\exp(\frac{i(x_1^2 + x_2^2)}{2})\exp(\frac{i(x_1^2 + x_2^2)$$

где L – длина резонатора, J_m - функция Бесселя порядка m, $x_{1,2} = \frac{r_{1,2}}{\sqrt{L/k}}$ -

нормированные координаты, *k* - волновой вектор.

Рис.2 Профиль возмущенного зеркала от нормированного радиуса

При таком рассмотрении оператор распространения *P* включает в себя форму зеркала, а его собственные значения позволяют рассчитать потери. Этот оператор можно разложить по базису собственных функций невозмущенного зеркала:

$$P(r_1, r_2) = \sum_n C_n \psi_n(r_2)$$

 $\Delta z(r)$

где $C_n = \lambda_n \psi_n^*(r_1)$

Таким образом, в оператор явно входят собственные значения, характеризующие потери, т. е. можно построить оператор распространения с заданными потерями, при условии слабого возмущения исходного зеркала (т. к. разложение проводится по старым собственным функциям). По построенному оператору при выполнении определенных условий можно восстановить желаемую форму зеркала.

Литература

1. M. Kuznetsov, M. Stern, J. Coppeta, Single transverse mode oprical resonators, OPTICS EXPRESS Vol. 13, No. 1 (2005)

2. A. Freise, Beam Shaping (2010)

МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ОПАСНЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В АЭРОДРОМНОЙ ЗОНЕ ПРИ ПОМОЩИ ВОЛНОВЫХ АНТЕНН

Лопухин П.В.

Московский гос. тех. университет гражданской авиации, Москва, Россия

Если аэропорт расположен в сейсмоопасном регионе, очень важным условием безопасности является своевременное предупреждение персонала и экипажей ВС о надвигающемся землетрясении. Одним из способов регистрации сейсмических явлений служит метод, основанный на изменении коэффициента преломления среды под воздействием упругих деформаций в ней (регистрируемые колебания). Следствием этого изменения является изменение скорости распространения зондирующих колебаний. Эти изменения скорости очень незначительны, но тем не менее их можно регистрировать, пользуясь методами микрофазометрии.

$$\Delta \Psi = Q \cdot \delta P \cdot \frac{v \cdot L}{c},$$

где $\Delta \Psi$ – амплитудное значение фазы зондирующего сигнала, δP – избыточное давление в среде, L – длина зондирующего луча, ν – частота колебаний в зондирующем луче, c – скорость света, Q – коэффициент, учитывающий давление и температуру с среде.

Предложенное устройство может увеличить безопасность персонала и пассажиров аэропорта.

E-mail: lopuhinpv@yandex.ru

Литература

1. Боднер В.А., Иноземцев А.Г., Рубцов В,Д. Пространственная фильтрация волновых возмущений узконаправленными лучами. В кн.: Проблемы управления движением и навигации. АН СССР. Отделение механики и процессов управления. М.:Наука, 1984.

2. Рубцов В. Д. Прием волновых возмущений при помощи узконаправленных колебаний. Радиотехника и электроника, т. 42, №5, с.1-4, 1997

3. Витухновский Б.И. Совершенствование методов обнаружения опасных атмосферных возмущений при взлете и посадке воздушных судов и контроля за их акустическим излучением. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. МГТУ ГА, Москва, 2003

УШИРЕНИЕ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ КВАЗИКОЛЛИНЕАРНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА НА КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТТА

Маслаков А.В.

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

Одной из задач современной оптоэлектроники и лазерной техники является разработка оптоволоконных систем передачи информации с высокой пропускной способностью и высокой скоростью передачи данных. Известно, что пропускная способность волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) может быть значительно увеличена с помощью метода спектрального уплотнения и последующего разделения информационных каналов, т.н. "технологии WDM"- Wavelength Division Multiplexing. Важнейшими элементами WDM системы связи являются спектральные селекторы сигналов, выделяющие световые потоки на заданных длинах волн света и направляющие световые пучки в те или иные волоконно-оптические каналы. С помощью спектральных фильтров обеспечивается электронная обработка световых потоков в спектральных диапазонах вблизи длины волны света 1.55 мкм. Известно, что в качестве спектральных селекторов могут использоваться перестраиваемые акустооптические (AO) фильтры [1,2]. Наиболее перспективными устройствами для решения указанных задач являются фильтры с квазиколлинеарной геометрией взаимодействия света и звука.

Перестраиваемые квазиколлинеарные акустооптические фильтры были впервые предложены в 1991 году в Московском университете [3]. Их особенность заключается в том, что свет в АО ячейку направляется коллинеарно групповой скорости звука, что обеспечивает большую длину взаимодействия и, соответственно, узкую полосу пропускания. Первые квазиколлинеарные фильтры на длине волны 1.55 мкм имели полосу пропускания $\Delta \lambda = 15$ Å, а рекордное значение разрешения на данный момент составляет 2.4 Å [2]. Однако по современным стандартам для ВОЛС эта цифра должна составлять около 0.2 Å. Таким образом, исследования в данной области прикладной акустооптики направлены на создание устройств с меньшей полосой пропускания.

Данная работа посвящена исследованию механизмов уширения полосы пропускания на примере квазиколлинеарного фильтра на кристалле парателлурита (TeO₂)(рис.1). Известно, что этот кристалл обладает ярко выраженной анизотропией акустических и оптических свойств. Акустическая анизотропия определяет наличие сноса энергии в звуковом пучке, причем для среза кристалла под углом α =2° этот угол сноса составляет Ψ =20°. В исследованном фильтре длина кристалла – 4.5 см, а ширина пьезоэлектрического преобразователя- 0.6 см. Акустооптическое взаимодействие осуществляется на медленной сдвиговой акустической волне вблизи направления [110], когда α =2° (рис.2).

В теоретической части работы рассматривается влияние на ширину полосы пропускания ΔF ($\Delta F \sim \Delta \lambda$) следующих параметров: длины эффективного взаимодействия света и звука (размер кристалла), ширины преобразователя и расходимости лазерного пучка. Рассмотрение ведется с использованием метода векторных диаграмм и дает для длины волны света 1.55 мкм следующие результаты. $\Delta f_L=11.8 \text{ к}\Gamma \text{ц} - \text{уширение}$ полосы, связанное с конечной длиной L кристалла, $\Delta f_i=1.8 \text{ к}\Gamma \text{ц} - \text{уширение}$ полоса преобразователя, $\Delta f=180 \text{ к}\Gamma \text{ц}/^\circ$ - за счет расходимости света. Результирующая полоса пропускания вычисляется следующим образом: $\Delta F=[\Delta f_L^2+\Delta f_i^2+\Delta f^2]^{0.5}$ и хорошо согласуется с экспериментальным результатом $\Delta F=16 \text{ к}\Gamma \text{ц}$, что соответствует 3.5 Å на длине волны 1.55 мкм. При условии, что лазерный пучок хорошо сколлимирован, наибольший вклад в ширину полосы вносит размер кристалла, в то время как влиянием остальных параметров можно пренебречь. Однако, в случае $\Psi=0^\circ$,т.е. при отсутствии сноса, уширение за счет размера преобразователя следует $\Delta f_i=28 \text{ к}\Gamma \text{ц}$, что превышает величину Δf_L . Этот факт следует учитывать при выборе геометрии фильтра.

В экспериментальной части работы была проведена проверка полученных теоретических результатов. Была измерена углочастотная характеристика квазиколлинеарного фильтра для длины волны света 1.15 мкм и для длины волны 0.63 мкм с выходом в широкоаппертурную область [1]. С помощью генератора качающейся частоты была определена полоса пропускания прибора. Экспериментальные результаты качественно согласуются с теоретическими выводами. В дальнейшем планируется измерить уширение частотной полосы пропускания фильтра по отдельности за счет изменения длины области АО взаимодействия, размера преобразователя и расходимости лазерного пучка.



Рис. 1. Фотография исследуемого фильтра

Рис. 2. Схема квазиколлинеарного фильтра

E-mail: maslakov_al@mail.ru

Литература

1. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е., Физические основы акустооптики, М.: Радио и связь, 1985.

2. Молчанов В.Я., Волошинов В.Б., Макаров О.Ю., Квазиколлинеарные перестраиваемые акустооптические фильтры на основе кристалла парателлурита для систем спектрального уплотнения и селекции каналов, Квантовая электроника, 39(4), стр. 353-360, 2009.

3. Voloshinov V.B., Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite, Optical Eng., v.31, 10, pp. 2089-2094, 1992.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕОДНОРОДНЫХ И СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ СРЕДАХ.

Преснов ДА.

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

В данной работе проведен анализ распространения акустической волны в двух физически разных ситуациях – в неоднородной среде и среде со стратификацией. Итоги работы могут найти своё применение в развивающихся областях – ультразвуковой хирургии, гражданской сверхзвуковой авиации, а также в предсказании сейсмических событий.

Сравнивая теоретические результаты, мы увидим, что поведение акустического возмущения для этих двух случаев можно описывать одним математическим уравнени-

ем – так называемым обобщенным уравнением Бюргерса. Задачей работы было численно решить данное нелинейное дифференциальное уравнение, для двух разных сигналов (гармонического, импульсного) и оценить точность известных приближенных аналитических решений.

Разбирая две физически кардинально разные ситуации, мы пришли к одному уравнению, решением которого мы и интересовались.

Было построено численное решение для обычного и обобщенного уравнений Бюргерса. Исследовано два типа входных сигналов периодический (синус) и N-волна. Первый из них получил широкое распространение, поэтому была возможность сравнить приближенные аналитические решения с результатами численных расчетов, в результате чего определены достаточно точные границы применимости аналитических решений. В итоге была проведена систематизация имеющихся данных и описано поведение волны с разрывом на всей длине распространения. Задачей остается развитие данной теории на случай многомерного пространства.

E-mail: <u>presnov@physics.msu.ru</u>

Литература

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. (2-е издание, перераб. и доп.). М.: Наука, 1990.

2. Голицын Г.С., Романова Н.Н. Вертикальное распространение звуковых волн в атмосфере с переменной по высоте вязкостью//Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1968. Т. 4. №2. С.210-214.

3. Гусев В.А., Собисевич А.Л. Низкочастотные волновые процессы в геосферах, предшествующие сильным сейсмическим событиям//Коллективная монография Экстремальные природные явления и катастрофы. Т.1. Оценка и пути снижения негативных последствий экстремальных природных явлений. М.: ИФЗ РАН, 2010. С. 65-80.

4. Гусев В.А., Жостков Р.А. Профили интенсивных импульсных сигналов, распространяющихся вертикально вверх в стратифицированной атмосфере. Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества и Сессии Научного Совета РАН по акустике, Москва, 15-17 июня 2010 г. Т.1. С.200-204. М.: Геос, 2010.

5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.

6. Романова Н.Н. О вертикальном распространении коротких акустических волн в атмосфере//Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1970. Т. 6. №2. С. 134-145.

7. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.

ОПТИЧЕСКАЯ ЖЕСТКОСТЬ В РЕЖИМЕ УСТОЙЧИВОГО ДВОЙНОГО РЕЗОНАНСА

Рахубовский А.А.

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

Мы исследуем оптическую жесткость, которая возникает в резонаторе Фабри-Перо, накачиваемом двумя лазерами. Такая система обладает тремя собственными частотами. В случае, когда две из них совпадают между собой, реализуется режим двойного резонанса. Мы формулируем простой критерий устойчивости оптической жесткости и применяем его к режиму двойного резонанса. Использование двойного резонанса в гравитационных антеннах будущих поколений весьма перспективно, поскольку оно позволяет преодолевать Стандартный Квантовый Предел (СКП). Мы показываем также, что устойчивый двойной резонанс перед применением в полномасштабных гравитационно-волновых детекторах может быть достаточно легко продемонстрирован в интерферометрическом прототипе лабораторного масштаба (к примеру, в 10-метровом прототипе в Университете Глазго).

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО С АКУСТО-ОПТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ УСЛОВИЕМ СИНХРОНИЗМА

Резников А.М., Поликарпова Н.В.

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

В настоящее время кристаллы титанил-фосфата калия (КТіОРО₄ или КТР) находят широкое применение в устройствах нелинейной оптики. Данное химическое соединение является одним из основных и наиболее эффективных материалов, используемых для генерации второй гармоники в лазерной технике видимого и ближнего ИК диапазонов. Этот кристалл отличается весьма заметными электрооптическими и нелинейными свойствами, а также химической стабильностью. На сегодняшний день кристаллы КТР выпускаются в промышленных масштабах, и технология их производства позволяет выращивать монодоменные образцы с размерами и оптическим качеством, удовлетворяющим требованиям прикладной оптики. Именно поэтому кристаллы КТР представляются более перспективными для применений по сравнению со своими «предшественниками и конкурентами» - материалами BaB₂O₄ и LiNbO₃.

Наибольшая эффективность перекачки энергии из основной волны в генерируемую вторую гармонику достигается при выполнении условия синхронизма, т.е. равенства показателей преломления (фазовых скоростей) для двух участвующих во взаимодействии волн. Кристалл является диспергирующей средой, поэтому условие синхронизма в материале напрямую не выполняется. Однако согласование фазовых скоростей может быть достигнуто при взаимодействии световых волн с различными поляризациями [2]. В определённых направлениях, называемыми направлениями синхронизма, скорость необыкновенной волны основной частоты может совпасть со скоростью генерируемой волны, являющейся обыкновенной. Такая ситуация возможна для положительных кристаллов, к которым относится и КТР. Направление синхронизма находится из общего вида тензора диэлектрической проницаемости, компоненты которого для КТР хорошо известны. В силу дисперсии направление синхронизма зависит от значения удваиваемой частоты света. Это означает, что на практике даже при небольшом изменении длины волны основной гармоники необходима юстировка устройства по углу падения света на кристалл. Эта подстройка обычно выполняется механически, что не вполне удобно, особенно, если генератор второй гармоники является лишь частью сложной оптической системы. Однако оказалось, что проблема может быть сравнительно легко и эффективно решена методами современной акустооптики.

Известно, что при определённых условиях энергия луча, падающего на акустическую волну в акустооптическом устройстве, полностью переходит в первый дифракционный максимум. Другими словами, луч света основной частоты можно отклонить в требуемом направлении методами акустооптики, причем угол такого отклонения регулируется частотой ультразвука. При этом и отклонение света, и генерация второй оптической гармоники может быть совмещена в одном и том же нелинейно-оптическом кристалле. Идея, предложенная в данном сообщении, заключается в следующем. В кристалл КТР направляется световая волна основной гармоники, а направление распространения акустической волны находится из условия совпадения направления синхронизма в кристалле с направлением на первый брэгтовский дифракционный максимум. При отстройке оптической частоты основной волны для удовлетворения условия синхронизма достаточно надлежащим образом изменить частоту генератора ультразвука.



Побочным, но чрезвычайно по-

лезным эффектом является зависимость интенсивности отклоненного луча от мощности ультразвука. Это означает, что предложенное гибридное устройство сможет исполнять роль «вентиля», регулирующего интенсивность оптической волны на удвоенной частоте.

Для описания взаимодействия акустических и электромагнитных волн необходимо знать значения коэффициентов тензора упругих и фотоупругих коэффициентов кристалла. Эти коэффициенты кристалла КТР описываются тензорами 4-ого ранга с отличными от нуля, соответственно, 9 и 12 коэффициентам [1]. В настоящее время известны значения упругих коэффициентов и лишь нескольких фотоупругих констант материала.

В предлагаемой работе рассчитаны оптимальные направления синхронизма для кристалла КТР, а также геометрические параметры акустооптического дефлектора на его основе, обеспечивающие выполнение условий нелинейно-оптического и акустооптического синхронизма. Расчеты проводились с использованием предварительных данных, полученных в организации, ответственной за выращивание кристалла. В дальнейшем планируется проверить упругие свойства кристалла и определить фотоупругие коэффициенты кристалла КТР методом Диксона [3]. Также предполагается экспериментальная проверка работоспособности предлагаемого устройства.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-1643.2011.8.

E-mail: Chaplin28@yandex.ru

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985.

2. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М., 1990.

3. Dixon R.W., Cohen M.G. A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors and its application to lithium niobate // Appl. Phys. Lett., v.8, N8, pp. 205-207.

ВЛИЯНИЕ СУБВОЛНОВЫХ ОТВЕРСТИЙ НА ЭФФЕКТИВНУЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ПЛЕНКИ МЕТАЛЛА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ



Рис. 1 Спектр пропускания образца с поляризацией вдоль направления «х» (пунктир) и вдоль направления «у» (сплошная линия). Параметры : «х» - а=150мкм, d=450мкм; «у» - а=47мкм, d=150мкм. На рисунке схематично показана структура, где тёмные прямоугольники – это «дырки» в металле



Рис. 2 Спектр пропускания образца с поляризацией и вдоль направления «у» (тонкая линия) и аппроксимация (толстая).Параметры структуры: «х» - а=150мкм, d=400мкм; «у» - а=44мкм, d=75мкм.

*Рябов А.Ю. МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Глобальная цель нашей работы – увеличить локализацию поля широкополосного терагерцового (ТГц) плазмона на поверхности металла. Поверхностные электромагнитные волны (плазмоны) – волны, распространяющиеся на границе металл-диэлектрик вдоль поверхности металла, вызванные колебаниями газа свободных электронов. Интерес к такому диапазону частот связан с тем, что научное и коммерческое освоение ТГц диапазона частот активно развивается в приложении к спектроскопии, диагностике поверхности и передачи информации. Заинтересованность непосредственно к плазмонам определяется тем, что с их помощью появляется возможность широкополосные, передавать «сверхкороткие» ТГц импульсы с малой дисперсией и поглощением на расстояния нескольких метров.

Трудность заключается в том, что ТГц широкополосный плазмон распространяется вдоль поверхности металла со скоростью, очень слабо отличающейся от скорости света. Причиной этому служит то, что величина диэлектрической про-

ницаемости (ДП) металла в ТГц диапазоне частот очень велика (здесь металл практически идеальный проводник, проникновение поле в него ничтожно мало). Следствие – поле плазмона на 99.9% сосредоточенно в воздухе, затухание мало, но и локализация поля слабая. Из наших предыдущих экспериментов [1] следует, что такой ТГц плазмон распространяется вместе с электромагнитной приповерхностной волной, не привязанной к поверхности, которая «утекает» от поверхности. Избежать «утекания» с поверхности можно, усилив локализацию плазмона, например за счёт его замедления. В этой связи одним из решений является использование субволновой структуры [2], которая приводит к изменению «эффективной» ДП слоя металла за счёт изменения характер-

^{*} Доклад отмечен дипломом как лучший на подсекции.

ных размеров элементов этой структуры, тем самым позволяет менять скорость распространения ТГц плазмон.

Задача этой работы – создать поверхность (тонкий слой) с требуемой величиной и спектром диэлектрической проницаемости, для этого потребуется описывать и моделировать плёнки с субволновыми отверстиями. В этой работе исследуются образцы, выполненные из алюминиевой пленки толщиной около 100 нм, напыленной на прозрачную подложку (из лавсана толщиной 95 мкм). Структура, выжженная в металлической пленке, представляют собой двухмерный массив, с определенными размерами щелей и их периодами следования. Характерные размеры ячеек – 40-240 мкм, периоды – 75-450 мкм. При этом диапазон длин волн используемого излучения 100-1500 мкм. Для получения информации об образце (ДП структуры) измеряются спектры отражения и пропускания, используя импульсный ТГц спектрометр [3]. На Рис.1 показаны графики пропускания одного из образцов для двух ортогональных поляризаций относительно направлений периодичности структур «х» и «у».

Одной из моделей для описания таких структур – это модель аналогична по форме модели Друде для ДП металла с включенными в неё резонансами, связанными с бегущим плазмоном, возбуждаемым на периодической поверхности [4]

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\infty} \left(1 - \frac{\widetilde{\omega_p^2}}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) + \sum_j \frac{\omega_{Lj}^2 - \omega^2}{\omega_{Tj}^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega'} \tag{1}$$

где ε_{∞} - эффективная диэлектрическая проницаемость, $\omega_{y'}y - эффективная плазменная частота и частота затухания (их значения для субволновой структуры сильно отличаются от значений для поверхности металла). Второе слагаемое описывает резонансы, связанные в частности с возбуждением бегущего поверхностного плазмона на частоте <math>\omega_T = 2\pi c \sqrt{\frac{m^2}{d_x^2} + \frac{n^2}{d_y^2}}$ где c – скорость света в вакууме; d_x , d_y – периоды следования отверстий, m,n – целые числа; y_j - характеризует ширину резонанса, ω_1 - параметр, описывающий глубину резонанса. Это математическая модель, величины, входящие в формулу, искусственные и мы их можем менять (меняя размеры отверстий и периоды их следования). С помощью такого представления довольно хорошо аппроксимируются спектры пропускания и отражения субволновых образцов (Рис.2).

Наша задача – выявить закономерности, при которых, изменяя параметры структуры, изменяется спектр и, соответственно, ДП структуры, а также понять, с чем связаны нерезонансные провалы. Из литературы и анализа наших измерений последовательности образцов, отличающихся только одним размеров – отверстий или их периода – следует: параметр $\omega_p = \frac{\pi}{a}$ управляется размером «дырки» в направлении, перпендикулярном поляризации, ε_{∞} - площадью «дырки». Зная зависимость каждого из параметров в формуле (1) от размеров структуры, мы сможем спроектировать материал с требуемой формой эффективной ДП и, возможно, усилить локализацию поля ТГц широкополосного плазмона.

Выражаю благодарность Назарову М.М.

E-mail: ryabov@physics.msu.ru

Литература

1. Nazarov , Maxim (Russian Federation); Shkurinov, A.P. (Russian Federation); Ryabov, A.Y. (Russian Federation); Bezus, E.A.(Russian Federation) // Field localization of a broadband THz surface plasmon // We-P.47 IRMMW-THz2010 Rome, September 5-10, 2010, TECHNICAL DIGEST on CD

2. C. R. Williams, S. R. Andrews, S. A. Maier, A. I. Ferna'ndez-Domi'nguez, L. Marti'n-Moreno and F. J. Garci'a-Vidal // Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces // Nature Photonics / VOL 2 / 03 2008/ p.175

3. М.М. Назаров, А.П. Шкуринов, Е.А.Кулешов, В.В.Тучин Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей // Квантовая электроника, 38, N 7, 647-654 (2008)

4. Amit Agrawal, Z. Valy Vardeny, and Ajay Nahata Engineering the dielectric function of plasmonic lattices // 23 June 2008 / Vol. 16, No. 13 / OPTICS EXPRESS 9613

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЕТЕКТОРОВ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН, СВОБОДНЫХ ОТ ШУМОВ СМЕЩЕНИЯ ПРОБНЫХ МАСС

Селезнев А.А.

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

Основным принципом, используемым в работе гравитационно-волновых детекторов, свободных от координатных шумов, является тот факт, что гравитационная волна воздействует на лазерный луч, распространяющийся в ее поле, на протяжении всего его оптического пути, в то время, как координаты пробных масс влияют на его фазу лишь в моменты отражения. При наличии достаточного количества независимых выходных сигналов у измерительной схемы их можно скомбинировать таким образом, что информация о положениях пробных масс будет исключена [1, 2, 3].

В настоящей работе рассматриваются фундаментальные ограничения чувствительности подобных детекторов. Рассмотрение идет как с наиболее общей точки зрения, без конкретизации схемы измерения, так и на примерах конкретных измерительных схем. Показывается, что детектор является нечувствительным к определенному классу преобразований возмущения метрики. С помощью этого делается вывод, что отклик трехмерных детекторов этого типа на гравитационный сигнал на низких частотах является ограниченным малым коэффициентом $(L/\lambda_{ctw})^2$, где L - характерный размер детектора, λ_{ctw} - длина гравитационной волны. Для двумерных схем соответствующий коэффициент оказывается равным $(L/\lambda_{ctw})^3$.

В работе также рассматривается влияние на величину отклика схемы включения в нее одного или нескольких резонаторов, увеличивающих время циркуляции луча в поле гравитационной волны. В результате этого рассмотрения делается вывод, что способ анализа, предложенный выше, применим и для модернизированных таким образом схем.

E-mail: *a.seleznev@physics.msu.ru*

Литература

S. Kawamura and Y. Chen, Physics Review Letters 93, 211103, (2004).

Y. Chen and S. Kawamura, Phys. Rev. Lett. 96, 231102, (2006)

Y. Chen et. al. Phys. Rev. Lett. 97, 151103, (2006)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ, СОДЕРЖАЩИХ ВНУТРЕННИЕ ИСТОЧНИКИ ШУМА.

**Семенов В.В.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Оценка параметров динамических систем, содержащих источники шума, по реализации динамических (фазовых) переменных является частью глобальной задачи реконструкции динамических систем и, на данный момент, сравнительно мало изучена. Актуальность задач такого характера связана с использованием методов реконструкции в устройствах защиты и передачи секретной информации. При этом требуется достаточно точная оценка управляющих параметров динамической системы, т.к. передаваемый полезный сигнал должен быть зашифрован в управляющих параметрах системы. Но при работе с натурными системами приходится учитывать наличие шумов, особенности работы АЦП и ЦАП, ограниченную точность измерений и т.д. Все это осложняет задачу и ограничивает применение уже имеющихся методов. Поэтому вызывает особый интерес проблема применения методов реконструкции динамических систем и оценки управляющих параметров на практике.

В рамках работы рассматривается возможность приемлемой оценки параметров динамических систем в натурном эксперименте. Создана экспериментальная установка, представляющая собой генератор Ресслера (с возможностью подключения внешнего шума). Карты режимов колебаний, полученные в численном и натурном эксперименте, свидетельствуют о том, что установка с большой точностью повторяет динамику математической модели, следовательно, возможно ее применение для успешной оценки управляющих параметров в реальных системах.

E-mail: vsemenov90@mail.ru

Литература

1. В.С. Маляев, Т.Е. Вадивасова. Оценка параметров зашумленных динамических систем. //Нелинейная динамика, 2010, т.6, №2, с. 267-276.

2. Маляев В.С., Вадивасова Т.Е. Возможность оценки параметров зашумленной динамической системы по реализации колебаний // Статистическая физика и информационные технологии. Материалы Международной школы – семинара «Statinfo-2009». Саратов. ООО ИЦ «Наука», ISBN 978-5-91272-957-7, 2009. С.95-98.

3. Павлов А.Н., Янсон Н.Б., Анищенко В.С., Реконструкция динамических систем // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, №9, С. 1075-1092.

4. Anishchenko V.S., Pavlov A.N., Janson N.B., Global reconstruction in the presence of a priori information // Chaos, Solitons and Fractals, vol.9, №8 pp. 1267-1278 (1998).

5. Timmer J., Parameter estimation in nonlinear stochastic differential equations // Chaos, Solitons & Fractals. 2000. V.11. P.2571-2578.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИЗГИБНЫХ ВОЛН В ТОНКИХ ПЛАСТИНАХ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

Старикова В.И.

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

В пластинах скорость изгибных волн зависит от толщины. Поэтому в пластине переменной толщины для этих волн может возникать волноводная локализация. Эта проблема до сих пор исследовалась весьма ограниченно. В работе [1] на эту тему урав-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

нение для изгибных волн в тонких пластинах решалось численно. Однако при этом не учитывались градиентные слагаемые, которые должны присутствовать в уравнении из-за изменений толщины. Интерес к этой задаче в настоящее время связан с созданием микроструктурных оптических волокон [2], в которых на стенке между двумя близко расположенными



Рис.1 Профиль волновода, волна бежит по оси х

отверстиями (рис.1) может возникать локализация такого типа.

Для решения рассматриваемой задачи используется классическое уравнение изгибных колебаний и волн в тонкой пластине переменной толщины [3]

$$\Delta(D\Delta w) - (1 - v) \left(\frac{\partial^2 D}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 D}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 D}{\partial y^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) =$$

где D - изгибная жесткость пластины, пропорциональная кубу ее локальной толщины h, w - изгибная компонента смещений средней линии пластины, ρ плотность пластины, v - коэффициент Пуассона. Сложность аналитического решения связана с высоким порядком этого дифференциального уравнения с переменными коэффициентами. К настоящему времени известно лишь одно точное аналитическое решение данного уравнения, относящееся к случаю распространения волн в тонком клине [4].

В настоящей работе удалось найти точное аналитическое решение для уравнения в случае пластины с профилем $h(y) = A \cosh^2(by)$, где A и b – произвольные константы. Это решение имеет вид $w = \frac{1}{\cosh^6(by)} \exp[i(kx - \omega t)]$.



Рис.2. Первая и вторая моды изгибных колебаний

Данное решение существует при специальном значении коэффициента Пуассона $v = \frac{-3 + \sqrt{44}}{15} \approx 0.24$.

Для снятия ограничений, при которых существует точное аналитическое решение, была разработана программа численного счета. Эта программа позволяет находить решения для локализованных изгибных волн в пластинах с произвольным законом изменения толщины пластины от координаты. Применение программы в случае, когда пригодно аналитическое решение, показало совпадение результатов, полученных обоими методами. Также были получены численные решения для первой и второй моды изгибных волн (рис.2) в пластинах для разных значений коэффициента Пуассона. Автор выражает благодарность с.н.с. Можаеву В.Г. за формулировку задачи, помощь в подготовке тезисов и поддержку.

E–mail: <u>starikova.v.i@mail.ru</u>

Литература

1. Е. Михалев, Дальневосточн.акуст.сб., вып. 1, 294 (1975)

2. S.A. Nikitov et al., IEEE Trans. UFFC-55, 1831 (2008)

3. С.П. Тимошенко, С. Войновский-Кригер. Пластинки и оболочки. М.:Наука. 1966

4. J. McKenna et al. IEEE Trans. SU-21, 178 (1974)

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ СО СЛОИСТЫМИ НЕОДНОРОДНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

Трофимов А.В.

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

Развитие сверхширокополосных (UWB) коммуникаций позволяет создавать эффективные системы передачи информации в зданиях. Основной причиной этого является небольшое затухание сигнала на низкочастотных составляющих спектра при распространении сквозь стены. Для обеспечения требований электромагнитной совместимости область рабочих частот должна быть сдвинута в диапазон выше 3 ГГц.

Для изучения механизма распространения, а также определения диэлектрических характеристик материалов конструкционных элементов, использовался экспериментальный комплекс, осуществляющий прямое измерение комплексной частотной характеристики канала. Комплекс состоял из векторного анализатора цепей Rohde & Schwarz ZVB-50 (частотный диапазон 10 МГц – 20 ГГц). Была достигнута разрешающая способность по времени 1 нс

Исследованы процессы распространение СШП сигналов через элементы конструкций зданий.

E-mail: <u>THtrofim@yandex.ru</u>

Литература

1.М. Борн Э. Вольф. Основы оптики/Под редакцией Г.П Мотулевич Наука 1973.

2.И.Я. Имореев. Сверхширокополосные радары, особенности и возможности. Радиотехника и электроника, 2009, том 54,№1,с.5-31.

3.Ali Hussein Muqaibel. Characterization of Ultra Wideband Communication Channels. PhD Dissertation, Virginia Polytechnic Institute 2003.

4.F. J. Agee, C. E. Baum, W. D. Prather, W.D., J. M. Lehr, J. P. O'Loughlin, J.W. Burger, J. S. H. Schoenberg, D. W. Scholfield, R. J. Torres, J. P. Hull, and J. A. Gaudet, "Ultra-wideband transmitter research," IEEE Trans. Plasma Science, vol. 26, pp. 860-873, Jun. 1998

5.Christophe Liebe, Pierre Combeau,2Alain Gaugue. Ultra-Wideband Indoor ChannelModelling Using Ray-Tracing Software for through-the-Wall Imaging Radar. International Journal of Antennas and PropagationVolume 2010, Article ID 934602, 14 pages.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель подсекции проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Акопян С.С., Седракян Д.М.

Ереванский гос. университет, факултет физики, Ереван, Армения

Несмотря на значительные успехи в области исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), микроскопическая природа сверхпроводимости этих материалов до сих не выяснена. Вместе с тем, в последнее время сделаны многообещающие попытки экспериментального исследования сверхпроводящего фазового перехода ВТСП Y-Ba-Cu-O. В этих работах была обнаружена новая "парамагнитная" особенность поведение в изменении энергетического состояния пленки из ВТСП в области фазового перехода. Эти успехи были достигнуты благодаря созданию высокочувствительного магнитометра, который позволяет измерять ничтожно малые изменения $\Delta\lambda$ глубины проникновения магнитного поля с частотой порядка несколько мегагерц в образце из плоского ВТСП. Метод позволяет измерять изменения $\Delta\lambda$ по абсолютной величине порядка $\Delta\lambda \sim 1\div 3$ Å с относительной точностью $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-6}$.

Как известно, что сверхпроводник-это дважды "идеальный" материал, поскольку при охлаждении, начиная с некоторой температуры, он становится идеальным проводником, а также приобретает свойства идеального диамагнетика. Последнее значит что магнитное поле проникает в сверхпроводник лишь порядка микрометров.

"Парамагнитная" особенность показывает рост глубины проникновения порядка нескольких микрометров при снижении температуры вблизи фазового перехода, предшествовавшей ее уменьшению от значения δ порядка сотни микрометров до лондоновской глубины проникновения λ порядка нескольких микрометров.

Цель настоящей статьи – показать, что в рамках феноменологической теории сверхпроводимости, в рамках предложенного нами специфического поведения куперовских пар можно удовлетворительно объяснить особенности поведения глубины проникновения в зависимости от температуры.

В работе получена формула для глубины проникновения и показано при каких условиях глубина проникновения может иметь максимум при температуре T = 85.4 K, как показано в эксперименте.

E-mail: saqoo91@gmail.com

Литература

1. The Applied Superconductivity Conference (ASC' 2000, VA, USA, September 2000), IEEE Trans. on Applied Supercond., 11 (2001).

2. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, T.Ohyama, M.Inoue, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, V.S.Gevorgyan, T.Matsushita, M.Takeo. Supercond. Sci. Technol., 14, 1009-1013 (2001), С.Г.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 50-65 (2003), С.Г.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 123-129 (2003).

3. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, T.Ohyama, M.Inoue, T.Matsushita, M.Takeo. Physica C., 363, 113-118 (2001).

4.Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. М., Наука, 1964.

ТЕРАГЕРЦЕВАЯ ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВИСМУТОВЫХ КУПРАТОВ

**Вылевко Ю.В., Хоанг Хоай Ван, Сырцов С.С.

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

Исследованы спектры оптических фононов в ВТСП Ві-2212 и Ві-2223 с помощью терагерцевой фононной спектроскопии. В работе использован метод возбуждения раман-активных фононных мод переменным джозефсоновским током в интервале частот до 25 ТГц [1, 2]. Этот метод позволил перекрыть весь фононный частотный диапазон, а также получить два двухфононных резонанса с энергиями 96 мэВ (O_{Sr}+Sr) и 104 мэВ (O_{Sr}+Cu) (Рис. 1).

В работе представлены факты, свидетельствующие в пользу сильного электронфононного взаимодействия [3] и скейлинга сверхпроводящей щели и критической температуры у Bi-2212 и Bi-2223 [4]. Установпено, что фононные спектры остаются практически неизменными при переходе от недодопированных образцов к передопированным [5]. Нами не обнаружена структура, связанная с "магнитным" резонансом, что указывает на слабость электрон-магнонного взаимодействия [6]. Последнее ставит под сомнение "магнонный" механизм спаривания в ВТСП [7].

При гелиевых теипературах нами зарегистрирована гигантская неустойчивость на ВАХ естественных стопок джозефсоновских контактов у Bi-2223 (внутренний эффект Джозефсона) [8] (Рис. 2). Обнаруженное нами периодическое переключение между ветвями многоветвевой ВАХ наноступеньки может быть вызвано резонансной эмиссией 2Δ- оптических фононов в процессе рекомбинации неравновесных квазичастиц (модель Краснова [9]). Уникальность висмутовых купратов, кроме всего прочего, состоит в том, что при гелиевых температурах существуют оптические фононные моды, энергия которых сравнима с энергией удвоенной щели 2Δ. В случае, когда энергия оптического фонона E_{ont} совпадает с 2Δ, в процессе рекомбинации квазичастиц возможна эффективная передача энергии этой моде в стопках идентичных SIS-контактов при смещениях на индивидуальных контактах $V \ge 2\Delta/e$.

Ширина зоны нестабильности кратна удвоенной ширине щели у исследованных образцов. Физической причиной нестабильности на ВАХ может быть периодическое подключение к основной стопке контактов дополнительных контактов в основании наноступеньки. В равновесных условиях эти контакты заблокированы сверхтоком, критическое значение которого превосходит критический сверхток основных контактов в стопке. Интенсивная генерация 2Δ -фононов (согласно модели Краснова) в стопке может приводить к понижению критического джозефсоновского тока в контактах в основании стопки, что вызовет появление дополнительных ветвей на ВАХ и перераспределение напряжения на контактах. Условия резонанса при этом могут быть нарушены, в результате чего поток неравновесных 2Δ -фононов может прерваться. Описанный процесс может иметь циклический характер. В случае, изображенном на Рис. 2, нестабильность при T = 4.2 K занимает примерно 120 мэВ, что соответствует 4 Δ (т.е. двум дополнительным SIS-контактам).

К сожалению, наша аппаратура не позволяет наблюдать за переключениями на ВАХ в режиме реального времени, т. к. время измерения по одному каналу составляет ~ 50 мксек, а описанные процессы происходят значительно быстрее. Для более детального изучения процессов переключения на ВАХ требуется аппаратура типа высокоскоростного осциллографа.

Следует отметить, что обнаруженная в работе нестабильность на ВАХ Bi-2212и Bi-2223-наноступенек быстро гасится с ростом температуры. Одна из возможных

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

причин – падение сверхпроводящей щели с ростом температуры, что приводит к уходу с резонанса (условие $E_{ont} = 2\Delta$ больше не выполняется).

Сравнение амплитуды нестабильности на ВАХ (Рис. 2) со спектрами оптических фононов в висмутовых купратах позволяет заключить, что при гелиевой температуре у фазы Bi-2223 резонансы реализуются при $2\Delta \cong 60$ мэВ (близкие к оптимальному допированию образцы, раман-активная оптическая мода O_{Bi}) и при $2\Delta \cong 50$ мэВ (недодопированные образцы, раман-активная оптическая мода O_{Cu}). Амплитуда переключений на BAX кратна либо $\cong 60$ мэВ, либо $\cong 50$ мэВ Резонанс на моде O_{Sr} с энергией $E_{OSr} \cong 80$ мэВ оказывается невозможным. У фазы Bi-2212 реализуется резонанс только при $2\Delta \cong 50$ мэВ (близкие к оптимальному допированию образцы, раман-активная оптическая мода O_{Cu}). Амплитуда переключений на BAX кратна либо $\cong 60$ мэВ, либо $\cong 50$ мэВ Резонанс на моде O_{Sr} с энергией $E_{OSr} \cong 80$ мэВ оказывается невозможным. У фазы Bi-2212 реализуется резонанс только при $2\Delta \cong 50$ мэВ (близкие к оптимальному допированию образцы, раман-активная оптическая мода O_{Cu}). Амплитуда переключений на BAX кратна в этом случае только $\cong 50$ мэВ Резонансы на оптических модах с меньшей энергией у сильно недодопированных и сильно передопированных образцов не наблюдались. Последнее, видимо, связано с уходом уровня Ферми от протяженной сингулярности ван Хова. Резонансный характер нестабильностей на BAX наноступенек и корреляция резонансов со спектром оптических фононов указывает в соответствии с теорией Овчинникова, Кресина и Вольфа на фононный механизм спаривания в ВТСП [3].



Рис. 1: I(V) – и dI/dV – характеристики контакта на микротрещине в Bi-2223 (T = 4.2 K, Δ = 30 meV).



Рис 2: I(V) – характеристика Bi-2223 наноступеньки, содержащая гигантскую нестабильность при T = 4.2 K.

E-mail: vylevko@gmail.com

Литература

1. Ya.G. Ponomarev et al., Solid State Commun., 1999, 111, 513.

2. E.G. Maksimov, et al., Solid State Commun., 1999. 111, 391.

3. V. Z. Kresin, S. A. Wolf, Rev. Mod. Phys., 2009, **81**, 481; E. G. Maksimov et al., Adv. Cond. Mat. Phys..2010, **2010**, 1.

4. Я.Г. Пономарев, УФН, 2002, **172**, 705; Я.Г. Пономарев, К.Г. Максимов, Письма в ЖЭТФ. 2002, **76**, 455.

5. Ya. Ponomarev et al., Phys. Stat. Sol. (c), 2009, 6, 2072.

6. H.-Y. Kee, Pys. Rev. Lett., 2002, 88, 257002-1.

7. M.Eschrig, Adv. Phys., 2006, 55, 47.

8. Ya.G. Ponomarev et al., Physica C, 1999, 315, 85...

9. V.M.Krasnov, Phys.Rev.Lett., 2006, 97, 257003.

ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ZnO

Гольтяев Н.К.

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

Оксид цинка является одним из наиболее перспективных материалов для производства прозрачных электродов, применяемых для создания дисплеев и солнечных батерей [1].

В работе представлены результаты исследования эпитаксиальных пленок ZnO, синтезированных методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) на монокристаллических подложках. Для создания образцов использовались подложки разного типа. Были получены и исследованы температурные зависимости сопротивления, представленные на рис.1, рис. 2, рис. 3, эффект Холла и магнетосопротивление пленок (рис. 4).

Обозначение образца	Подложка	Температура осаждения, °С	Реакционный газ	Толщина пленки, нм	
ZnO_R_500	R-Al ₂ O ₃	500	O ₂	40	
ZnO_C_500	C-Al ₂ O ₃	500	O ₂	50	
ZnO_MAO_500	MgAl ₂ O ₄	500	O ₂	50	
ZGO_0_R_600	R-Al ₂ O ₃	600	O ₂	140	
ZnO_C_600	C-Al ₂ O ₃	600	O ₂	210	
ZGO_0_Y_600	$ZrO_2(Y_2O_3)$	600	O ₂	100	
ZnO_MAO_600	$MgAl_2O_4$	600	O ₂	230	
ZGO_R_W_600	R-Al ₂ O ₃	600	H ₂ O	25	
ZGO_Y_W_600	$ZrO_2(Y_2O_3)$	600	H ₂ O	30	

Таблица 1. Тип подложки, температура осаждения, толщина исследованных пленок ZnO

ЭДС Холла изменялась пропорционально магнитной индукции во всем интервале магнитных полей. На основании данных эффекта Холла определены концентрации *n*, подвижности µ, энергии Ферми E_F, длины свободного пробега *l* электронов по известным формулам(полученные результаты представлены в таблице 2):

$$(1) n = \frac{eB}{\rho_H d}, \ \mu = (en\rho)^{-1}, \ E_F = \left(\frac{3\pi^2}{2\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{\hbar^2}{m} n^{\frac{2}{3}}, \ l = \sqrt{2} \frac{\mu}{e} \sqrt{mE_F}$$
(1)

Здесь e - элементарный заряд, B - магнитная индукция, ρ_H - холловская компонента тензора удельного сопротивления, d - толщина пленки, \hbar - постоянная Планка, m - эффективная масса электронов.

Условия осаждения и толщина исследованных пленок ZnO представлены в таблице 1. В пленках, осажденных на подложки из Al_2O_3 и ZrO₂ перенос электронов близок к зонному. В пленках ZnO, осажденных на MgAl₂O₄, при низких температурах существенен прыжковый перенос электронов. В пленках осажденных при 600 ⁰C подвижность электронов выше.

Для получения дополнительной информации о механизмах переноса носителей заряда было исследовано магнетосопротивление пленок (рис.4). В слабых магнитных полях магнетосопротивление всех исследованных пленок отрицательное. Обычно такое поведение связывают либо с подавлением интерференции волновых функций магнитным полем [2], либо с изменением плотности состояний на уровне Ферми [3]. В пленке ZnO_MAO_600 в магнитных полях выше 6 Тл отрицательное магнетосопротивление переходит в положительное, что обычно объясняют «сжатием» волновых функций локализованных состояний [4], по которым происходит прыжковый перенос электронов.

1000000 ZnO_R_500
 ZnO_C_500 1000000 ZnO MAO 500 100000 р, мОмсм 10000 1000 100 10 1 200 250 300 0 50 150 350 100 T, K

Рис. 1 Температурные зависимости сопротивления пленок ZnO, осажденных в кислороде при 500 $^0\mathrm{C}$



Рис. 3. Температурные зависимости пленок ZnO, осажденных при 600 0C на подложку R-Al_2O_3 в кислороде и в парах воды



Рис. 2 Температурные зависимости сопротивления пленок ZnO, осажденных в кислороде при 600⁰C



Рис. 4 Магнетосопротивление пленок ZnO при 4, 2 К

Наименова- ние пленок	$n, 10^{19} \mathrm{cm}^{-3}$			µ, см ² /(Вс)			En MaB	1 111
	4,2 К	77 K	294 К	4,2 К	77 K	294 К	E_F , M5D	ι, πη
ZnO_R_500	1,9	1,6	1,8	4,4	11	13	100	0,24
ZnO_C_600	0,59	0,75	1,1	3,7	5,8	5,9	40	0,14
ZGO_0_R_60 0	3,4	-	3,4	6,4	-	8,5	140	0,42
ZGO_0_Y_60 0	3,6	-	3,8	12	-	12	100	0,79

Таблица 2. Концентрации *n*, подвижности µ, энергии Ферми, длины свободного пробега электронов в пленках ZnO с зонным переносом электронов

Таким образом изменение типа подложки, температуры и условий осаждения пленок ZnO существенно влияет на концентрацию, подвижность и механизм переноса электронов.

E-mail: goltyaev@physics.msu.ru

10000000

Литература

1. Ü. Özgür, et al., J. Appl. Phys. 98, 041301, (2005)

2. V. F. Mitin, V. K. Dugaev, G. G. Ihas, Applied Physics Letters 91, 202107 (2007)

3. T. C. Choy, et al. Applied Physics Letters, 92, 012120 (2008)

4. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников, Москва, «Наука», 1979

КОНТАКТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ МЕТАЛЛ-ОКСИД ЦИНКА

Гуйдалаева Т.А.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

О механизме формирования поверхностно-барьерных структур на окиси цинка в настоящее время в литературе имеются противоречивые данные. Установлено, что высота барьеров контактов Au и Pt с окисью цинка описывается теорией Шоттки. Образование поверхностного барьера на окиси цинка связывают с существованием поверхностного объединенного слоя на полупроводнике, возникающего из-за адсорбции кислорода.

Нами проведены исследования прижимных (Pt, W, Mo) и напыленных (Ag, Al, Ni, Sn, In) контактов к пленкам окиси цинка. Напыленные контакты имели выпрямляющие вольт-амперные характеристики с высотой барьера на контакте 0.3-0.5 эВ. Высота барьера не зависит от работы выхода электрона из металла и зависит от сродства металла к кислороду. Выпрямляющие свойства контактов ухудшались при помещении образца в вакууме[1]. После длительного пребывания на воздухе выпрямляющие свойства контактов восстанавливались. С отжигом пленок в среде кислорода высота барьера и дифференциальное сопротивление контактов повышается. Установлено, что при этом повышается и поверхностное сопротивление окиси цинка. Термообработка пленок в вакууме приводит к десорбции кислорода с поверхности и увеличению в приповерхностном слое сверхтехиометрического Zn+, который служит в окиси цинка донором (ΔЕа=0,05эВ). Наличие на поверхности пленок слоя с избыточной концентрацией носителей заряда способствует формированию омического контакта типа Ме-П+-П- с контактным сопротивлением равным 2*10-2Ом*см2. Зависимость контактного сопротивления от концентрации носителей заряда и температуры подтверждает наличие туннельного механизма переноса тока в омических контактах[2].

Установлено, что термообработка пленок окиси цинка в среде кислорода приводит к адсорбции кислорода и соединению его с межузельным цинком, который диффундирует к поверхности пленки с энергией активации диффузии равной 1.72 эВ.

Свойства поверхностно-барьерных структур чувствительны к влажности (с повышением влажности дифференциальное сопротивление контактов уменьшается, напряжение пробоя увеличивается). Эти изменения связываются с осаждением на поверхности окиси радикалов ОН- и соответствующими изменениями поверхностного барьера.

Таким образом, проведенные исследования показали, что на поверхности окиси цинка вследствие адсорбции кислорода образуется загиб энергетических зон и этот поверхностный барьер определяет свойства контактов металл-окись цинка.

Литература

1.Верещагин. И.К. Электролюменесценция кристаллов. Из-во «Наука», М.1974г., стр. 132-136.

2. Mead. C.A. Physics Letters 1965. v 18.№3.p.218.

ВЛИЯНИЕ СШИВКИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА САМОВОССТАНАВЛИВАЮЩИХСЯ ПРЕДОХРАНИТЕЛЕЙ

Домкин К.И.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

Самовосстанавливающиеся предохранители - это резисторы с положительным ТКС, выдерживающие до 3000 переключений без замены, основу которых составляет проводящая полимерная композиция на основе полиолефинов и сополимеров с интеркалированными в нее (от 20 до 45 % (вес.)) углеродными наночастицами.

Проводимость такого материала при обычной температуре имеет перколяционный характер и определяется свойствами проводящего углеродного кластера [1] и проводящих цепочек, распределенных между цепями кристаллического полимера

Одной из основных технических операций при изготовлении самовосстанавливающихся предохранителей является сшивка полимерно-углеродного композита, которая позволяет стабилизировать основные эксплуатационные параметры СВП, придать пленке соответствующую жесткость, гибкость и получить необходимые механические характеристики.

Относительное количество образующихся поперечных связей в единице объема полиэтилена определяется показателем «степень сшивки». Степень сшивки - это отношение массы полиэтилена, охваченного трехмерными связями, к общей массе поли-

этилена. Степень сшивки определяется методом экстракции. Благодаря сшивке свойства исходной композиции значительно изменяются, улучшается прочность, химическая стойкость, стойкость к горению, электрическая прочность при повышенных температурах.

Сшитый полиэтилен получают перекисным, силанольным или радиационными способами. Первые два способа сшивки, особенно первый, приводят к образованию в композиции гидроспособствуя перекисных групп, сильному окислению полиэтилена, что приводит к значительному увеличению сопротивления контактов. Радиационная сшивка заключается в воздействии на С-Н связи полиэтилена потоком заряженных частиц (ē) или ү-лучей. При таком воз-



Рис.1 Температурные зависимости сопротивления облученных образцов

действии часть связей С-Н разрывается. Углерод становится обладателем свободной связи и объединяется со свободной связью в соседней молекулярной цепочке, образуя тем самым поперечные межмолекулярные связи в аморфной области.

Способом сшивки полимерно-углеродных композитов для разрабатываемых на ФГУП «НИИЭМП» (г. Пенза) самовосстанавливающихся предохранителей [1-2] был выбран радиационный.

Основной задачей, которую было необходимо решить при выполнении данной работы, являлась оптимизация дозы радиационного воздействия. Образцы полимерноуглеродного композита были подвергнуты воздействию γ-излучения. Время облучения



Рис.2. Зависимость «позисторного эффекта» от величины поглощенной дозы для полимерноуглеродных композиций

углеродных композиций.

варьировалось от 25 мин до 150 мин, а поглощенная доза γ-излучения составила от 5 до 25 Мрад, соответственно.

На рисунке 1 приведены графики температурных зависимостей сопротивления облученных образцов с различными поглощенными дозами γ-излучения.

Большие дозы излучения незначительно влияют на начальное сопротивление композиций, но заметно снижают «позисторный эффект» сопротивления. Чем больше поглощенная доза, тем меньше «позисторный эффект». На рисунке 2 приведен график зависимости «позисторного эффекта» от величины поглощенной дозы для исследуемых полимерно-

Оптимальной была выбрана поглощенная доза 5 Мрад. Облучение полимерноуглеродных композитов такой дозой γ-квантов делает оптимальными механическую прочность, жесткость и гибкость образцов, электрическую прочность композитов при высоких температурах, а также позволяет получить значительный (до 4,5 порядков) «позисторный эффект».

E-mail: ego85@mail.ru

Литература

1. Каминская Т.П., Недорезов В.Г. Самовосстанавливающиеся предохранители на фазовом переходе // Надежность и качество. Труды международного симпозиума, Пенза, 21-31 мая 2007г. – Пенза. - 2007.- Т. 2. - С. 286-288.

2. Каминкая Т.П., Подшибякин С.В. Сшивка полимерно-углеродных композитов для самовосстанавливающихся предохранителей // Надежность и качество. Труды международного симпозиума, Пенза, 21 мая – 1 юня 2008г. – Пенза. - 2008.- Т. 2. - С. 143-144.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАФЕНОВ

Ильясов Ф.К.

Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия

Графен по своим свойствам является полуметаллом с малым перекрытием зоны проводимости и валентной зоны [5]. Носители заряда обладают высокой подвижностью, при комнатной температуре она достигают 10⁴ cm²/В·с, что значительно превышает подвижность носителей заряда основного материала современной электроники – кремния [9]. Это объясняется особой электронной энергетической структурой вблизи уровня Ферми. Дисперсия валентных состояний электронов здесь носит линейный характер, вследствие чего носители заряда обладают практически нулевой эффективной массой [5, 9, 14] и аномально высокой подвижностью [5]. Вследствие чего графен является лучшим проводником электрического тока, по сравнению с любой другой плёнкой такой толщины.

Авторами работ [2, 6] были изучены электрические свойства двухслойной и трехслойной формы мультиграфена. Показано, что электронные состояния двухслойного графена весьма отличаются от монослоя графена из-за сильных взаимодействий прослойки. Аномальный эффект Холла в графене был подробно рассмотрен в ряде теоретических работ [12, 13]. Теория, с помощью которой можно объяснить наблюдаемый в эксперименте качественный переход между графеном и ультратонким графитом, основывается на предположении, что носителями заряда в графене (в отличие от ультратонкого графита) являются безмассовыми фермионами и, соответственно, подчиняются релятивистскому уравнению Дирака. Экспериментальное обнаружение в графене дираковских фермионов, открыло уникальную возможность исследовать некоторые аспекты релятивистской квантовой электродинамики в твердом теле [5].

Многочисленные теоретические и экспериментальные работы показали, что графеновые «наноленты» шириной не более 100 нм эффективно ограничивают движение носителей заряда в одном измерении (это напоминает процесс, имеющий место в углеродной нанотрубке). Ленты правильной ширины и кристаллической структуры, обладают полупроводниковыми свойствами и демонстрируют поведение, присущее квантам, в относительно существенном масштабе.

В обычных полупроводниках, движение электрона характеризуется дифференциальным уравнением второго порядка. В этом случае волновая функция имеет исчезающе малую амплитуду на границе. Для графена уравнение Шредингера имеет вид системы уравнений первого порядка. В результате, амплитуда волновой функции по краям почти такая же, как внутри графеновой ленты, поэтому электронные состояния в графеновой ленте весьма чувствительны к форме края структуры.

В зависимости от краевой структуры, наноленты из графена проявляют металлические свойства (в случае границы типа «зигзаг»), так как в этом случае существуют краевые состояния без дисперсии, локализованные в непосредственной близости от края, либо полупроводника, имеют запрещенную зону, ширина которой определяется поперечным размером ленты (в случае границы типа «кресло»).

Измерения проводимости таких лент при различных температурах показали, что при комнатной температуре электропроводность постепенно увеличивается вместе с напряжением и значительно уменьшается с уменьшением ширины ленты, это связано с тем, что энергетическая ширина запрещенной зоны обратно пропорциональна ширине ленты [7, 11] и не зависит от выбора направления.

Как известно, графен легко адсорбируют на своей поверхности различные примеси, и учет взаимодействия электронной системы представляет сложную задачу. В частности, учет взаимодействия электронов графена и электронов примеси может привести к качественному изменению энергетического спектра (например, образованию щели в спектре) и, следовательно, к возможности распространения оптических импульсов. При этом энергетический спектр электронов становится непараболичным, приводит к существенной нелинейности электронных свойств углеродной наночастицы.

Уникальные электрические свойства делают графен одним из самых перспективных материалов в области наноэлектроники [1, 5, 8, 9, 14] и приборов спинтроники [9, 10]. В частности, рассматривается возможность создания на основе графена быстродействующего транзистора с узким каналом [4, 8], а также электронных устройств, основанных на управлении спином электронов [3, 4].

Работа проведена в рамках реализации Федеральной целевой программе «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. Bolotin K. I., Sikes K. J., Jiang Z., Klima M., et al. Ultrahigh electron mobility in suspended graphene // Solid State Communications. – 2008. – Vol. – 146. – Pp. 351-355.
2. Edward McCann and Vladimir I. Fal'ko Landau-Level Degeneracy and Quantum Hall Effect in a Graphite Bilayer // Phys. Rev. Lett. 96, 086805 (2006).

3. Hill E.W., Novoselov A.K., Schedin K., Blake P. Graphene spin valve devices // IEEE Trans. Magn. – 2006. – Vol. 42. – Pp. 2694 – 2696.

4. Karpan V.M., Giovannetti G., Khomyakov P.A. et al. Graphite and graphene and perfect filters // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. – P. 176602.

5. Morozov S.V., Novoselov K.S., Katsnelson M.I. et al. Giant Intrinsic Carrier Mobilities inGraphene and Its Bilayer // Phys. Rev. Lett. –2008. – Vol. 100. – P. 016602.

6. Mikito Koshino and Tsuneya AndoOrbital diamagnetism in multilayer graphenes: Systematic study with the effective mass approximation // Phys. Rev. B 76, 085425 (2007).

7. M. Y. Han, B. Ozyilmaz, Y.-B. Zhang, P. Kim, Phys. Rev. Lett. 98, 206805 (2007).

8. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al. Electric field effect in atomically thin carbon films // Science. – 2004. – Vol. 306. – Pp. 666 – 668.

9. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al. Two–dimensional gas of massless Diracfermions in graphene // Nature. – 2005. – Vol. 438. – Pp. 197 – 200.

10. O. V. Yazyev and M. I. Katsnelson. Magnetic Correlations at Graphene Edges: Basis for Novel Spintronics Devices // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100. – P. 047209.

11. P. Avouris, Z.-H. Chen, V. Perebeinos, Nat. Nano. 2, 605 (2007).

12. Xiaochen Dong, Ching-Yuan Su, Wenjing Zhang, Jianwen Zhao, Qidan Ling, Wei Huang, Peng Chen and Lain-Jong Li. Ultra-large single-layer graphene obtained from solution chemical reduction and its electrical properties // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2010. - Vol. 12. – Pp. 2164 – 2169.

13. Yenny Hernandez et al. High-yield production of graphene by liquid-phase exfoliation of graphite // Nature Nanotech (2008). V. 3. P. 563–568.

14. Zhang Y., Tan Y.-W., Stromer H.L., Kim P. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene // Nature. – 2005. – Vol. 438. – Pp. 201 – 204.

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ГЕТЕРОФУЛЛЕРИДОВ A_NB_MHG_XC₆₀ (A=K, RB, CS; B= GA, AL, MG, BE; N=1, 2; M=1, 2; X<1)

Качан И.П.

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

Кристаллический фуллерен С₆₀, получивший название фуллерит, при интеркалировании (внедрении) в него атомов металлов образует новое вещество – фуллерид. Интеркалирование фуллерита различными металлами позволяет менять его электронные свойства от полупроводниковых до металлических, а фуллериды некоторых щелочных, щелочноземельных и редкоземельных металлов обладают сверхпроводящими свойствами. Известно несколько методов синтеза фуллеридов: газофазный, через растворы фуллеренов, путем окислительно-восстановительных реакций, по обменным реакциям фуллеридов щелочных металлов с безводными галогенидами металлов в среде органического растворителя, из жидких сплавов металлов с ртутью (амальгам). В данной работе исследованы образцы $A_n B_m Hg_x C_{60}$ (A=K, Rb, Cs; B= In, Ga, Al, Mg, Be; n=1, 2; m=1, 2; x<1), синтезированные из амальгам. Этот метод даёт возможность получать фуллериды и гетерофуллериды различных металлов с различными химическими составами и зарядовыми состояниями атомов [1]. Кроме того данный способ не накладывает ограничений, связанных с растворимостью солей металлов в среде органического растворителя. Внедриться в структуру фуллерена ртуть может только с самовнедряющимся металлом, так как сама не обладает таким свойством. Для лучшей доставки металлического реагента к молекулам фуллерена и для облегчения последующей операции от-



Рис.1 Температурная зависимость магнитной восприимчивости фуллеридов $K_2GaHg_xC_{60}$, $K_2AlHg_xC_{60}$, $K_2MgHg_xC_{60}$



Рис.2 Температурная зависимость магнитной восприимчивости фуллерида Rb₂AlHg_xC₆₀

деления ртути от фуллерида взаимодействие между компонентами проводилось в среде органического растворителя, в котором растворим сам фуллерен. При синтезе образцов исходное содержание ртути превышало содержание металла в 10-15 раз. В конечном продукте ее содержание меньше 1.

Для всех образцов был рентгенофазовый проведен анализ (РФА) (таблица 1). По полученным данным все гетерофуллериды, синтезированные из амальгам, являются кристаллическими веществами и содержат одну или две кристаллические фазы. Также в диапазоне от 4,2 до 297 К была снята температурная зависимость магнитной восприимчивости низкочастотным индукционным методом. По полученным зависимостям магнитной восприимчивости χ от температуры определена температура Тс перехода в сверхпроводящее состояние. Температурные зависимости магнитной восприимчивости у трех образцов группы фуллеридов состава $K_n B_m Hg_x C_{60}$ (n=1, 2; m=1, 2; B=Al, Be, Ga, In, Mg; x < 1) представлены на рис 1 и для образца Rb₂AlHg_xC₆₀ – на рис. 2. Температуры сверхпроводящих переходов для

каждого образца указаны в таблице 1. По данным РФА группы фуллеридов состава $K_n B_m Hg_x C_{60}$ можно отнести к фуллеридам с ГЦК решеткой. В данной группе соединений только температура перехода T_c фуллерида $K_2GaHg_xC_{60}$ превышает T_c в K_3C_{60} (19 K) и составляет 20 К. А фуллерид $K_2InHg_xC_{60}$ не является сверхпроводником. В то время, как $K_2Hg_xC_{60}$ обладает сверхпроводящими свойствами и имеет $T_c=22$ К. Температуры сверхпроводящих переходов T_c группы фуллеридов с рубидием состава $Rb_nB_mHg_xC_{60}$ (n=2; m=1; B=Al, Ga, In, Mg; x<1) не превышают температуру T_c в Rb_3C_{60} (28 K).

Таблица 1. Состав, температура перехода в сверхпроводящее состояние и параметр *а* ГЦК решетки группы фуллеридов состава $K_n B_m Hg_x C_{60}$ (n=1, 2; m=1, 2; B=Al, Be, Ga, In, Mg; x<1), $Rb_n B_m Hg_x C_{60}$ (n=2; m=1; B=Al, Ga, In, Mg; x<1)

Состав	Т _с , К	a, Å
K ₂ AlHg _x C ₆₀	15.7	14.281(1)
K ₂ BeHg _x C ₆₀	12	14.278(3)
K ₂ GaHg _x C ₆₀	20	14.297(1)
K ₂ MgHg _x C ₆₀	13.6	14.280(3)
KMg ₂ Hg _x C ₆₀	7.5	14.313(5)
Rb ₂ AlHg _x C ₆₀	24.8	14.458(2)
Rb ₂ GaHg _x C ₆₀	25	-
Rb ₂ MgHg _x C ₆₀	21.8	14.447(2)

E-mail: *i.p.kachan@gmail.com*

Литература

1. Кульбачинский В.А., Булычев Б.М., Кытин В.Г., Лунин Р.А., Сверхпроводимость и спектроскопия гомо- и гетерофуллеридов щелочных металлов и таллия, ФНТ, 37, 313 (2011).

МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВАЯ ЭПИТАКСИЯ ZNSE НА GAAS(001) ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ С ГЕТЕРОВАЛЕНТНЫМ ИНТЕРФЕЙСОМ

**Климко Г.В., Гронин С.В., Беляев К.Г.

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

Гибридные псевдоморфные A^2B^6/A^3B^5 полупроводниковые гетероструктуры, содержащие ненапряженный бездефектный гетеровалентный интерфейс (например, InAs/ZnTe $\Delta a/a \sim 0.7\%$ или GaAs/ZnSe $\Delta a/a \sim 0.3\%$) в активной области, применяются для создания лазеров среднего ИК диапазона [1] и приборов спин-оптроники [2, 3]. Ранее было продемонстрировано успешное выращивание эпитаксиальных слоев ZnSe на поверхности GaAs(001) с реконструкцией (2х4)As. Гетероэпитаксии ZnSe на GaAs посвящено множество работ [4,5], при этом основное внимание уделялось минимизации плотности протяженных дефектов (дефектов упаковки) в структуре.

В настоящей работе гибридные структуры (Al,Ga)As/Zn(Mn)Se были выращены методом молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ) с использованием 2-камерной установки МПЭ STE3526 SemiTEq. А³В⁵ часть гетероструктуры содержала две квантовые ямы (КЯ) $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ толщиной 10нм и 5 нм, разделенные барьером $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной ~40нм. Толщина верхнего барьерного слоя Al_{0.3}Ga_{0.7}As варьировалась в диапазоне 1.5-5нм. Поверх слоя Al_{0.3}Ga_{0.7}As выращивался слой GaAs толщиной 1 монослой (~0.3 нм) с целью последующего контролируемого выращивания гетероинтерфейса GaAs/ZnSe. Ставилась задача получения оптически активной квантовой ямы Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs высокого структурного совершенства, расположенной на минимально возможном расстоянии от гетероинтерфейса GaAs/ZnSe. Выращенные гетероструктуры с КЯ передавались в условиях сверхвысокого вакуума в камеру роста A²B⁶. Рост слоев ZnSe осуществлялся на поверхности GaAs(001) с различными реконструкциями ((2х4)As, 1х1, (2х1)Se), регистрируемыми методом дифракции быстрых отраженных электронов (ДБОЭ), при использовании различных процедур инициации роста: посредством одновременного открытия потоков Zn и Se или с предварительной выдержкой поверхности GaAs в потоке атомов Zn в течении 30 секунд. Слои ZnSe выращивались в условиях J_{Se2}/J_{Zn}≥1, при этом соотношение падающих потоков Se/Zn контролировалось как по наблюдению реконструкции поверхности ZnSe непосредственно в процессе

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

МПЭ методом ДБОЭ, так и с помощью измерения эквивалентных давлений в падающих потоках ионизационным манометром Байярда-Альперта. Температура роста T_S при МПЭ ZnSe варьировалась в диапазоне 275-285°C. Скорость роста всех слоёв гетероструктуры GaAs\AlGaAs\ZnSe контролировалась по осцилляциям интенсивности отраженного луча в ДБОЭ.

Основные результаты ростовых экспериментов можно сформулировать следующим образом.

1. Минимальное расстояние от гетероинтерфейса GaAs/ZnSe, при котором удалось добиться фотолюминесценции (ФЛ) из КЯ GaAs/AlGaAs при T=77К составило 3нм.

2. Наличие ФЛ из КЯ GaAs/AlGaAs, ближайшей к гетероинтерфейсу GaAs/ZnSe, определяется как процедурой инициации роста ZnSe, так и состоянием (реконструкцией) поверхности GaAs перед осаждением слоя ZnSe. ФЛ из ближайшей к гетероинтерфейсу КЯ GaAs/AlGaAs наблюдалась только в структурах, где рост ZnSe инициировался посредством одновременного открытия потоков Zn и Se на поверхность GaAs, декорированную атомами Se и имеющую реконструкцию (2x1)Se.

3. Длительная выдержка поверхности GaAs с реконструкцией (2x4)As в камере роста соединений A^2B^6 неизбежно приводит к изменению реконструкции на (2x1)Se, что связано с фоновыми потоками элементов VI группы. Изменение времени выдержки позволяет контролируемо влиять на реконструкцию поверхности GaAs (001).

Наблюдавшаяся зависимость оптических свойств гетероструктур с КЯ Al-GaAs/GaAs/ZnSe от процедуры инициации эпитаксиального роста ZnSe и состояния поверхности GaAs подтверждает тезис о необходимости перемешивания As-Zn и Ga-Se связей на GaAs/ZnSe интерфейсе, приводящего к минимизации при-интерфейсных ло-кальных электрических полей [6]. С использованием найденных оптимальных условий начальной стадии роста выращены гетеровалентные структуры, демонстрирующие явление инжекции спин-поляризованных носителей из слоя магнитного полупроводника ZnMnSe в электронно-связанные немагнитные КЯ AlGaAs/GaAs.

E–mail: <u>gklimko@mail.ru</u>

Литература

- 1. P. Grabs et al., Appl. Phys. Lett. 80, 3766 (2002).
- 2. S.V. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett. 82, 3782 (2003).
- 3. S.V. Ivanov, Appl. Phys. Lett. 84, 4777 (2004).
- 4. O.S. Miwa et al., Appl. Phys. Lett. 73, 939 (1998).
- 5. L. H. Kuo et al., Appl. Phys. Lett. 69, 1408 (1996).
- 6. A. Frey et al., Phys. Rev. B 82, 195318 (2010)

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ P-(BI_XSB₁₋ x)_{2-Y}SN_YTE₃ В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР

Кудряшов А. А.

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

Термоэлектрические явления позволяют непосредственно превращать тепловую энергию в электрическую (термо-ЭДС) и используются для охлаждения посредством пропускания электрического тока через контакт двух проводников (эффект Пельтье). Термоэдс металлов мала в отличие от термо-ЭДС полупроводников, что обеспечивается возможность использования последних в качестве эффективных генераторов электрического тока, а также термоэлектрических охлаждающих устройств. В настоящее время для термоэлектрических преобразователей активно используют полупроводниковые материалы на основе теллуридов висмута и сурьмы, которые в настоящее время являются самыми эффективными термоэлектриками при комнатной температуре. Однако потенциал этих материалов до конца не раскрыт. Например, легирование оловом Bi₂Te₃ приводит к образованию примесной зоны, что увеличивает термоэдс [1].

В настоящей работе рассмотрено влияние легирования оловом на термоэлектрические свойства монокристаллов твердых растворов *p*-(Bi_{1-x}Sb_x)₂Te₃ в температурном интервале 7-300 К. На рис. 1, в качестве примера, показаны полученные температурные зависимости коэффициента Зеебека, а на рис. 2 – теплопроводности в монокристалле Sb₂Te₃ и монокристалле, легированном оловом. Коэффициент Зеебека для всех монокристаллических образцов твердых растворов (Bi_xSb_{1-x})_{2-v}Sn_vTe₃ положителен, то есть основными носителями заряда в этих полупроводниках являются дырки. Как видно из рис. 1,2 добавление олова уменьшает термоэдс и теплопроводность Sb₂Te₃ во всем температурном интервале. Это связано с тем, что олово, замещая сурьму, проявляет акцепторные свойства (с одной стороны, являясь элементом IV группы, но, в первую очередь, меняя число дефектов в решетке), что приводит к повышению уровня Ферми и, следовательно, понижению коэффициента Зеебека. Электропроводность σ при легировании оловом повышается при комнатной температуре и понижается при низких температурах. Безразмерная термоэлектрическая эффективность $ZT = S^2 \sigma / k$ в исследованном температурном интервале понижается при легировании Sn, что связано с понижением коэффициента Зеебека при незначительном понижении теплопроводности при легировании оловом монокристалла Sb₂Te₃. Аналогичные результаты получа-



Рис.1 Термоэдс S для Sb_{2-y}Sn_yTe₃



Рис.1 Теплопроводность k для Sb_{2-y}Sn_yTe₃

ются для твердых растворов p-(Bi_{1-x}Sb_x)₂Te₃. E-mail: aa.kudryashov@physics.msu.ru

Литература

C.M. Jaworski, V.A. Kulbachinskii, J.P. Heremans, Phys. Rev. B 80, 233201-1 (2009)

INVESTIGATION OF SUPERCONDUCTING PROPERTIES OF LIFEAS BY "BREAK-JUNCTION" TECHNIQUE

Kuzmichev S.A.¹, Shanygina T.E.^{1,2}

¹ Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia, ² LPI Multiple-access Centre, P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS

The "break-junction" technique [1] has been exploited to make *symmetrical* SnSmicrocontacts in single-crystal samples of multigap super-conductor LiFeAs with bulk $T_C = (10 \div 17)$ K. The samples (thin plates about $(3 \times 1.5 \times 0.2)$ mm³) were attached with two current and two potential leads by the liquid In-Ga alloy. A microcrack in the samples could be generated by bending or straining a sample holder at T = 4.2 K, so that we dealt with mechanical contact of clean cryogenically cleaved surfaces. The "break-junction" technique also *allows one to change constriction properties*, i.e. to readjust contacts from one point inside the crack to another and sometimes modify a contact type from SIS- to SnS- or vise versa.



Fig. 1. Resistivity characteristics of LiFeAs singlecrystals. The range of critical temperatures (determined by middle of the transition) is $T_C = 11 \div 18.5$ K.



Fig. 3. I(V)-, dI/dV-characteristics of SnS stack contacts based on LiFeAs single-crystal LFA6 (T = 4.2 K). 2Δ peculiarities are marked. $\Delta_L \approx 2.5$ meV, $\Delta_S \approx 1 \pm 0.2$ meV.

Fig. 4. dI/dV-characteristics of several SnS stack contacts based on LiFeAs single-crystal LFA5 (T = 4.2 K). $2\Delta_S$ Andreev peculiarities are marked. $\Delta_S \approx 0.8 \div 1.0$ meV.

We have exploited a standard modulation technique to obtain current-voltage characteristic (CVC), dI(V)/dV- and R(T)-dependences (Fig. 1). Automatic installation based on AT-MIO-16X (National Instruments) digital board has been used [²]. A low-level 820 Hz modulation voltage at potential leads of a sample is automatically held stable with a help of a lock-in nanovoltmeter (operating as null-indicator) and a computer controlled digital bridge with a proportional-integral-derivative (PID) feedback signal going to ADC with multiplexer that changes AC modulation signal. The dynamic conductance of a contact is proportional to the value of the integral part of the PID.

Andreev spectroscopy (symmetrical SnS-contacts) has been used to define superconducting gaps energy that can be yielded directly from bias voltages of gaps peculiarities at



Fig. 2. I(V)-, dI/dV-characteristics of several SnS stack contacts based on LiFeAs single-crystal LFA6 (T = 4.2 K). $2\Delta_L$ Andreev peculiarities are marked by arrows. Large gap $\Delta_L \approx 2.2 \div 2.5$ meV.



any T < T_C [3,4], so no additional calculations are required. Layered structure of superconductors allows us to observe stack contacts (Fig. 2-4) representing the consequence of SnS-junctions (intrinsic multiple Andreev reflections effect) which is similar to SIS-arrays (intrinsic Josephson effect [5]). Bias voltages at stack characteristics scale with number of contacts N in comparison with single contact's one. Existence of natural stacks on cryogenic cleaves provides us reducing of surface defects influence which in a certain circumstance could seriously change the properties of superconductor. On using stack contacts, one could observe sharp gap peculiarities and could define values of *namely bulk gaps* much more accurately. Thus, the abilities of "break-junction" technique to deal with the bulk properties of superconductors advance the quality of this method to neutron scattering experiments. Andreev spectroscopy (SnS-contacts) is more preferable for temperature dependences $\Delta(T)$ measurements because SnS-characteristics peculiarities remain well-distinguish right up the local T_C that represents temperature of contact transition to normal state and could be easily obtained. Those advantages become available if *symmetrical* SnS-contact geometry is used.

In our pioneer investigations at least two well-reproducing independent superconducting gaps are observed at SnS-characteristics leading (at T = 4.2 K) to energies of the large gap $\Delta_L = (2.2 \div 2.5)$ meV (Fig. 2,3) and the small gap $\Delta_S = (0.8 \div 1.0)$ meV (Fig. 4) for local $T_C \approx (10 \div 13)$ K. The BCS-ratio value obtained $2\Delta_L/k_BT_C = (4.5 \div 5.5) >> 3.52$ whereas $2\Delta_S/k_BT_C \approx 1$ that is a result of induced superconductivity in the bands with the small gap.

The authors are grateful to I.V. Morozov, A.I. Boltalin, S. Wurmehl, B. Büchner and A.N. Vasiliev for the samples production and support. Special thanks to our scientific advisor professor Ya.G. Ponomarev. The research has been partly supported by RFBR-DFG (Project No. 10-03-91334).

e-mail: <u>kuzmichev@mig.phys.msu.ru</u>

Literature

1. J. Müller et al. // Physica C 1992, **191**, p. 485.

2. Ya. G. Ponomarev et al., Phys. Rev. B 2009, 79, p. 224517.

3. A. F. Andreev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1964, 46, p. 1823; JETP 1974, 19, p. 1228.

4. R. Kümmel et al., Phys. Rev. B 1990, 42, p. 3992.

5. H. Nakamura, et al., Phys. Soc. Jpn. 2009, 78, p. 123712.

ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ЛЕГГЕТТОВСКАЯ МОДА У YBA₂CU₃O_{7-X}

Кульбачинский С.В. ^{1,2}

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ² Всероссийский электротехнический институт, Москва

Экспериментально исследован эффект многократных андреевских отражений в баллистических наноконтактах на базе оптимально допированных монокристаллов YBa₂Cu₃0_{7-x} (YBCO) с $T_c = 93$ К (андреевская спектроскопия, техника break junction). При T = 4.2 К на вольтамперных характеристиках (BAX) наноконтактов шарвинского типа обнаружены две независимые субгармонические щелевые структуры, соответствующие щелям $\Delta_P = (33 \pm 2)$ мэВ и $\Delta_C = (6.5 \pm 0.5)$ мэВ (Рис. 1, Рис. 2). По теории Кресина и Вольфа [1,2] большая щель Δ_P относится к CuO₂ – плоскостям, а малая щель Δ_C – к CuO - цепочкам. В настоящей работе на ВАХ YBCO наноконтактов впервые обнаружена дополнительная тонкая структура при смещениях $V_{n,m} = (2\Delta_1 + mE_0)/en$, которую можно объяснить эмиссией m леггеттовских плазмонов в процессе многократных андреевских отражений в наноконтакте [3, 4]. По данным настоящей работы энергия лег-

геттовской моды в YBCO составляет $E_0 = (10 \pm 2)$ мэВ (Рис. 2). Из полученных в работе результатов следует, что энергия леггеттовской моды E_0 меньше удвоенной малой щели ($E_0 < 2\Delta_2$), что делает возможным существование узкого леггеттовского резонанса и облегчает его наблюдение [5]. Определенные нами для YBCO значения большой и малой щелей находятся в хорошем согласии с данными туннельной спектроскопии и измерений поверхностного импеданса [6,7].



Рис. 1. dI/dV-характеристика контакта



Рис. 2. Характеристики контакта (Т=4.2К)

E–*mail: ru*(*apop3.ru*

Литература

- 1. V.Z. Kresin, S.A. Wolf, Phys. Rev. B, 46, 6458 (1992)
- 2. D. Adrian et al., Phys. Rev. B, 56, 7878 (1997)
- 3. A.J. Leggett, Progr. Theor. Phys., 36, 901 (1966)
- 4. Ya.G. Ponomarev et al., Solid State Commun., 129, 85 (2004)
- 5. S.G. Sharapov et al., Eur. Phys. J. B, **30**, 45 (2002)
- 6. B.A. Aminov et al., Journ. Supercond., 7, 361 (1994)
- 7. N. Klein et al., Phys.Rev. Lett., **71**, 3355 (1993)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗАРЯДКИ УРОВНЕЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ В СТРУКТУРАХ SI\SIGE\SI

Макаров А.М.¹, Ноговицына М.В.¹, Винокуров П.В.², Куркина И.И.³.

Северо-восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова, Физико-технический институт, Якутск, Россия

Гетероструктуры на основе SiGe являются перспективными структурами для создания прежде всего оптоэлектронных приборов [2]. Устройства, созданные на структурах Si/SiGe/Si, демонстрируют высокую производительность лазеров, детекторов и других оптоэлектронных устройств.

Целью данной работы является исследование процессов зарядки уровней квантовой ямы в структурах Si\SiGe\Si.

Исследуемые структуры были созданы с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на кремниевой подложке. Содержание Ge в квантовой яме варьировалось от 7 до 25%. Измерения были проведены с помощью универсального автоматизированного комплекса ASEC-03. Установка снимает спектры зарядовой релаксации (Q-DLTS) исследуемых структур при фиксированной температуре в заданном временном интервале $\tau_m = (t_2-t_1)/Ln(t_2/t_1)$, где t_1 и t_2 - начальное и конечное время записи сигнала изменения заряда $\Delta Q = Q(t_2) - Q(t_1)$ [1]. Измерения были проведены при различных температурах (от 77 до 300К). На образцы подавалось постоянное напряжение от 0 до нескольких вольт и заполняющий импульс напряжения до 6 В. В это время происходит заполнение исследуемых центров зарядами. После прекращения действия этого импульса происходит релаксация зарядов.

В работе методом Q-DLTS определены уровни квантовых ям и энергии их активации. Обнаружена зависимость уровней квантовой ямы от содержания германия. Процесс перезарядки уровней связан с термостимулированным туннелированием носителей заряда при низких содержаниях германия.

E-mail: Homunculus@mail.ru

Литература

1. Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж.Мартин-Палма, Ф.Агулло-Руеда Нанотехнологии для микро и оптоэлектроники : М.: Техносфера, 2007.

2. Douglas J Paul. Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits//Semicond. Sci. Technol. 19(2004) R75-R108.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОЕВ SIO₂

Ноговицына М.В., Макаров А.М., Куркина И.И.

Северо-Восточный Федеральный Университет им. М.К.Аммосова, Физико-технический институт, кафедра радиофизики, Якутск, Россия

Как было предположено в работе [1], воздействие высокоэнергичной ионной имплантации приводит к изменению формы, образуемых в процессе отжига, нанокристаллов. Причем в направлении формирования треков ионов нанокристаллы предположительно имеют вытянутую форму. Также из данной работы [2] следует, что в структурах с неравномерным распределением избыточного кремния в матрице SiO₂ вдоль образца наблюдается резкое возрастание проводимости в области формирования нанокристаллов кремния (перколяционный переход). Таким образом, в таких структурах имеет важное значение исследование электрических параметров и, прежде всего, проводимости слоев. Проводимость является одним из основных параметров создаваемых на основе данных структур приборов.

Для исследования были использованы образцы, созданные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в результате со-распыления диоксида кремния (SiO₂) и атомов кремния (Si) из двух различных источников на общую кремниевую подложку n-типа проводимости. Образованные таким образом структуры имеют переменный состав избыточного кремния в диапазоне от 4 до 94% вдоль пластины. Образцы были подвергнуты облучению ионами Xe⁺ =130 МэВ дозами от $2 \cdot 10^{12}$ до $2 \cdot 10^{13}$ см⁻². Формирование нанокристаллов кремния происходит при последующем отжиге при температуре T=1200⁰C. При этом концентрация нанокристаллов также меняется вдоль образца.

Для исследования был использован измерительный комплекс «Автоматическая Система Электрофизических Измерений ASEC-03». Измерения проводились при комнатной температуре.

Были измерены вольт-амперные характеристики исследуемых образцов в различных точках вдоль кристалла. Контакты были нанесены с помощью InGa пасты. По данным результатов были рассчитаны удельные сопротивления для участков с наибольшим содержанием избыточного кремния.

Из измеренных данных получили, что порог смещен в сторону высокого содержания Si. Это возможно объяснить тем, что облучение высокоэнергетичными ионами приводит к образованию более мелких кристалликов. Также рассчитанные удельные сопротивления для исследованных образцов оказались намного больше, чем у Si. В работе приводятся обсуждения полученных результатов.

E-mail: maria_nogavi-1988@yandex.ru

Литература

1.D. Fink, L.T. Chadderton, K. Hoppe, W.R. Fahrner, A. Chandra, A. Kiv; Swiftheavy ion track electronics (SITE); Nuclaer Instruments and Methods in Physics Research B 261 (2007) 727-730.

2. И.В.Антонова, М.Б.Гуляев, З.Ш. Яновицкая, В.А.Володин, Д.В. Марин, М.Д. Ефремов, Ү. Goldstein, J. Jedrejewski. Сопоставление электрических свойств и фотолюминесценции в зависимости от состава слоев SiO₂, содержащих нанокристаллы кремния. Физика и техника полупроводников, том 40, вып. 10, 2006.– 1229-1235 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ СВЕРХПРОВОДНИК–ФЕРРОМАГНЕТИК–СВЕРХПРОВОДНИК С МАГНИТОМЯГКОЙ ПРОСЛОЙКОЙ PD_{0.99}FE_{0.01}.

Парамонов М.Е.¹, Больгинов В.В.², Собанин Д.С.³

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физико-химический факультет, Москва, Росиия ²Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Москва, Росиия ³Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

В последнее время большой интерес вызывают джозефсоновские переходы с ферромагнитной прослойкой. Спиновый антагонизм ферромагнетизма и сверхпроводимости приводит к возникновению осцилляций параметра порядка, наведённого в ферромагнетике за счёт эффекта близости. При надлежащей толщине ферромагнитной прослойки волновые функции сверхпроводящих берегов будут иметь разный знак, что эквивалентно спонтанной разности фаз π . или инверсному ток-фазовому соотношению:

 $I = -|I_c|sin(\phi).$

Включение таких контактов в замкнутый сверхпроводящий контур аналогично наложению магнитного потока, равного половине кванта ($\Phi_0/2$). Использование таких переходов позволяет избавиться от основной проблемы схем Быстрой Одноквантовой Логики (БОК-логики) – необходимость задания больших размеров логической ячейки, удерживающей квант магнитного потока.В последние годы были успешно реализованы π -контакты на основе слабых ферромагнетиков: Pd_{1-x}Ni_x и Cu_{1-x}Ni_x.

В данной работе исследовались джозефсоновские переходы Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb с толщиной ферромагнитного слоя $30\div60$ нм. Сплав Pd_{1-x}Fe_x интересен тем, что остается ферромагнитным даже при очень малых концентрациях примесей железа

(вплоть до х ~10⁻⁶). Проведенные измерения аномального эффекта Холла в плёнках Pd_{0.99}Fe_{0.01} соответствующей толщины показали температуру Кюри ~10÷20К, что сопоставимо с критической температурной сверхпроводящих берегов.Для некоторых образцов наблюдались возвратные зависимости крититеского тока от температуры,

что может быть признаком перехода в π -состояние.Однако наиболее интересные явления наблюдались при изучении зависимости критического тока от магнитного поля. Во Зависимости I_c(H) сильно отклонялась от стандартной «фраунгоферовой» формы, что свидетельствует о неоднородности магнитной прослойки. Мы связываем эти явления с влиянием крупномасштабной (~10 mkm) доменной структуры с намагниченностью, лежащей в плоскости образца. Впервые наблюдались гистерезисные зависимости I_c(H), то есть зависимость критического тока образца от магнитной предыстории. Коэрцитивная сила прослойки PdFe составляла около ~±3Э. Обнаруженные явления дают возможность реализовать на основе SFS-контактов Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb джозефсоновский вентиль, переключающийся между двумя состояниями: логический 0 (с высоким критическим током) и логический «1» (с низким критическим током). Такие элементы сочетают преимущества джозефсоновских логических схем (быстродействие, низкое энергопотребление и т.д.) и стабильность элементов магнитной памяти, и могут быть использованы в схемах быстрой одноквантовой логики (БОК) в качестве элементов постоянной памяти.

E-mail: ff-max@narod.ru

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ГРАФЕНА И УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКИ ПРИ ОТНОСИТЕЛЬНОМ СДВИГЕ АТОМНЫХ ПОДРЕШЕТОК

Ю.С.Поздеева¹, М.J.Majid²,

¹Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия, ²University of Basrah /IRAQ-Basrah,

Многие перспективные направления в материаловедении и нанотехнологиях связывают сегодня с двумерными углеродными молекулярными структурами: графеном и углеродными нанотрубками. Как было показано в 1947 г. Воллесом [1], в зонной структуре графена отсутствует запрещённая зона, причём в точках соприкосновения валентной зоны и зоны проводимости энергетический спектр электронов и дырок линеен. Углеродную нанотрубку можно представить геометрически как результат склейки графеновой полосы, атомное строение краев которой идентично, условие периодичности волновой функции электрона в поперечном направлении полосы приводит к квантованию поперечной компоненты волнового вектора, в результате в зонной структуре нанотрубки образуется энергетическая щель, размер которой обратно пропорционален диаметру нанотрубки.

В докладе рассматривается возможность изменения электронного спектра графена и углеродной нанотрубки при относительном сдвиге атомных подрешеток (реконструкции) с использованием параметрического метода сильной связи. Для плоской структуры графена сдвиг подрешеток может быть реализован вдоль нормали либо в касательном направлении плоскости. Соответственно для углеродной нанотрубки может быть реализован продольный сдвиг, поворот либо сдвиг приводящий к гофрировке повехности.

Для исследования электронного спектра графена нами используется гамильтониан π-электронов в приближении сильной связи, матричные элементы которого в базисе атомных функций определяются через параметрические функции. В рассматриваемом приближении энергия π-электронов может быть представлена в виде:

$$E(k_x, k_y) = \pm \left| \beta_0 + \beta_2 \exp(-i(k_x a_{1x} + k_y a_{1y})) + \beta_1 \exp(-i(k_x a_{2x} + k_y a_{2y})) \right|$$
(1)

где $\beta_{0,1,2}$ матричные элементы оператора Гамильтониана, построенные на атомных волновых функциях ближайших соседей, k – волновой вектор, a₁ и a₂ – вектора базиса, решетка графена совпадает с плоскостью ху . В литературе для рассматриваемых структур используются различные параметрические функции определяющие зависимость матричных элементов от расстояний между атомами, среди них степенные и экспоненциальные функции, мы используем параметрические функции из работы [2]

$$\beta_i = \beta e^{-3.37(l_i/a_o-1)}$$

где индекс $i=0,1,2, a_0$ –равновесное расстояние между атомами, l_i -расстояние между ближайшими атомами, энергетический параметр $\beta=2,7$ eV. В случае углеродной нанотрубки энергия π -электронов в приближении сильной связи имеет вид аналогичный формуле (1), в которой нужно заменить декартовые координаты векторов базиса и волнового вектора на цилиндрические координаты в соответствии с геометрическим правилом получения нанотрубки из графеновой полосы.

1. P.K.Wallace // Phys.Rev.1947. 71.P.622-634.

2. Vitor M.Pereira, A.N.Castro // Neto - Phys.Rev. (B). 2009. No. P. 045401 (1-8).

ТУННЕЛЬНАЯ И АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДОПИРОВАННОГО ВИСМУТОВОГО КУПРАТА ВІ-2212: СКЕЙЛИНГ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЩЕЛИ И КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Пономарев Я.Г. Хоанг Хоай Ван, Вылевко Ю.В., Скипетров А.Е.

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

Критческая температура T_c допированных образцов Bi-2212 меняется с концентрацией примесных дырок р по параболическому закону [1]. В то же время существует противоречивая информация о зависимости от допирования сверхпроводящей щели Δ_s . В натоящей работе мы использовали данные туннельной (Рис. 1), внутренней туннельной и андреевской спектроскопии для определения зависимости щели Δ_s от р у Bi-2212. Пунктирные линии на Рис. 1 отмечают положение фононного резонанса, являющегося следствием нелинейного взаимодействия переменного джозефсоновского тока с фононной модой апикального кислорода O_{Sr} ($E_{phon} \approx 80 \text{ мэB}$) [2]. Этот резонанс служит надежной калибровочной меткой, позволяющей отличить одиночные SIS контакты от стопочных. Нами установлен скейлинг сверхпроводящей щели $\Delta_s(T = 4.2 \text{ K})$ и критической температуры T_c (Рис. 2) во всем интервале концентраций примесного кислорода (отношение $2\Delta_s / kT_c$ близко к 7). Похожая зависимость щели Δ_s от р получена в [3]. В то же время данные, полученные в настоящей работе, расходятся с результатами работы [4]. У слабо недодопированных и слабо передопированных образцов на ВАХ Ві-2212 стопочных наноконтактов обнаружена резкая дополнительная структура, которую мы связываем с присутствием протяженной сингулярности ван Хова вблизи уровня Ферми [5].





Рис.1. dI/dV-характеристики SIS контактов на базе Bi-2212.

Рис. 2. Влияние допирования на $\Delta_{\!s}$ и $T_c\,$ у Bi-2212.

Работа была выполнена при поддержки РФФИ, грант 08-02-00935. *E-mail*: <u>vylevko@gmail.com</u>

Литература

J.L. Tallon et al., Phys. Rev. B 51 (1995) 12911.
 Ya.G. Ponomarev et al., Sol. State Comm. 111 (1999) 513.
 M. Le Tacon et al., Nature Phys. 2 (2006) 537.
 N. Miyakawa et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1018.
 A.A. Abrikosov, Physica C 341-348 (2000) 97.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УПРОЩЕННОГО ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ ВТСП ПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ

Порохов Н.В.¹, Чухаркин М.Л.², Левин Э.Е.³,

¹РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, ²МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время кабели на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) 2-го поколения, работающие при температуре жидкого азота, представляют собой коммерческий продукт. Например, компания «SuperPower, Inc.» предлагает провода длинной до 1 км с хорошими техническими характеристиками: величиной критического тока I_C более 300 А при его плотности J_C достигающей 6,6 MA/см² [1].

Используемая технология их изготовления достаточно сложна и включает в себя получение текстурированного буферного слоя при помощи ионного пучка (Ion Beam Assisted Deposition (IBAD)) на металлических лентах-подложках, не имеющих собственной текстуры [2], а далее или химическое осаждение (Chemical Vapor Deposition (CVD)) [3] или импульсное лазерное осаждение (Pulsed Laser Deposition (PLD)) [4] для нанесения ВТСП слоя. Как и любая технология, она не является совершенной, поэтому представляет научный и практический интерес поиск более простых способов получения ВТСП проводников 2-го поколения.

К настоящему времени установились два основных подхода к изготовлению ВТСП-лент, различающихся свойствами подложки носителя. В случае если металлический носитель-подложка не обладает собственной текстурой, пригодной для осаждения YBCO пленки (подложки типа "Hastelloy"), необходимо создать промежуточный буферный слой с заданной текстурой, которая служит в качестве зародышевой для последующего формирования слоя YBCO. Альтернативный и упрощенный подход это использование в качестве носителя специальной текстурированной ленты-подложки, изготовленной по технологии Rolling-Assisted Biaxial Textured Substrate (RABiTS) из NiW сплава. В этом случае буферный слой может быть выращен без использования сложной IBAD технологии на более простом оборудовании.

В данной работе представлены результаты по разработке физических основ упрощенной технологии получения ВТСП-проводников 2-го поколения методом лазерного осаждения (абляции) на NiW подложки малых размеров. Метод лазерной абляции имеет ряд преимуществ по сравнению с другими используемыми технологиями. Наличие большой доли возбужденных атомов и ионов позволяет понизить температуру эпитаксиального роста [4]. Этот метод позволяет гибко контролировать стехиометрию переносимого вещества на подложку при напылении многокомпонентных веществ. Лазерное напыление очень технологично, так как позволяет использовать мишени почти любого размера и формы.

В ходе работы по технлогии RABiTs были изготовлены NiW ленты и проанализированы их свойства, изготовлены мишени для лазерного напыления буферных и ВТСП слоев, отработаны режимы напыления буферных слоев YSZ, CeO₂, обеспечивающих рост ВТСП-пленки с высокими электрофизическими параметрами. Были исследованы свойства напыленных золотых контактных слоев, измерены температуры перехода в сверхпроводящее состояние и оценен критический ток магнитным и транспортным способом.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта № 01.648.12.3014 Федеральной целевой программы "Развитие инфраструктуры наноиндустрии в Российской Федерации на 2008 - 2010 годы" и Государственного контракта № Н.4Г.44.03.08.080 от 15.02.08 Федеральной целевой программы «Национальная технологическая база на период 2012 -2016 года».

Выражаем благодарность своему научному руководителю Снигиреву О.В. за всестороннюю поддержку во время выполнения работы и благодарность Варлашкину А.В, Ракову Д.Н., Воробьевой А.Е за помощь в проведении экспериментов.

E - mail: <u>nporokhov@gmail.com</u>

Литература

1. Xie Y.Y., Knoll A., Chen Y., Li Y., Xiong X., Qiao Y., Hou P., Reeves J., Salagaj T., Lenseth K., Civale L., Maiorov B., Iwasa Y., Solovyov V., Suenaga M., Cheggour N., Clickner C., Ekin J.W., Weber C., Selvamanickam V. Progress in scale-up of second-generation high-temperature superconductors at SuperPower Inc. // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2005. T. 426-431. № II. C. 849-857.

2. Iijima Y., Kimura M., Saitoh T., Takeda K. Development of Y-123-coated conductors by IBAD process // Physica C 335_2000.15–19

3. Singer P. Chemical vapor deposition (CVD) // Semiconductor International. 2003. T. 26. № 2. C. 86

4. Iijima Ya., Matsumoto K. High-temperature-superconductor coated conductors: technical progress in Japan // Superconductor Science and Technology. 2000. T. 13. № 1. C. 68-81.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ОБОГАЩЕННЫХ СУЛЬФИДНЫХ РУД ЦИНКА И СВИНЦА МЕСТОРОЖДЕНИЯ АКЖАЛ

Таймасова Ш.Т.¹, Айранбаев А.М.²

¹Институт проблем комплексного освоения недр, Караганда, Казахстан, ²AO "Казакмыс", Джезказган, Казахстан

Сфалерит (ZnS) и галенит (PbS) основные рудные минералы цинка и свинца. Сфалерит известен как самый плохой проводник электричества среди обычных сульфидов, а галенит во всех случаях ведет себя как весьма хороший проводник [1,2]. В данной работе исследуется электропроводность обогащенных сульфидных руд цинка и свинца месторождения Акжал, которое находится в Центральном Казахстане.

Основной частью лабораторной установки является электрический нагреватель, внутри которого помещались образец и термопара. Термоизоляция практически исключала теплообмен с окружающей средой. Температура внутри нагреваемого объема измерялась хромель-алюмелевой термопарой. Конструкция нагревателя и способ управления им позволяли при необходимости повысить точность измерений, делая несколько (до 5-6) температурных остановок в интервале 350-600°С. Скорость нагрева составила около 5 град./мин. Погрешность измерений напряжения и тока при использовании приборов с цифровой индикацией не превышала 0,1%.

Очевидно, если уравнение $\delta = \delta_0 \exp(-\Delta E/2\kappa T)$ построить графически в координатах $\ln \delta$ от T^{-1} , т.е., $\ln \delta/\delta_0 = (-\Delta E/2k)^* (1/T)$ по ширине запрещенной зоны значение ΔE может быть определено из наклона этой линейной зависимости. Действительно, тангенс угла наклона этой прямой $tg\alpha = |d \ln \delta/d(T)| = \Delta E/2k$ и $\Delta E = 2k |\Delta \ln \delta/\Delta(1/T)| = 2k |[\ln \{\delta(T_1)/\delta(T_2)\}]/[(T_1 - T_2)/(T_1 * T_2)]|$

На рисунках 1 и 2 представлены экспериментальные результаты в виде графиков зависимости $\ln \delta/\delta_0$ от 1/Т для образцов PbS и ZnS. Увеличение электропроводности с ростом температуры, однозначно свидетельствует о полупроводниковом характере электропроводности.



Проведенный расчет показал, что ширина запрещенной зоны для PbS составляет 0,45 эВ, а для ZnS – 1,8 эВ, что согласуется с литературными данными. Сфалерит показал себя как слабый проводник. Причиной этого являются примеси в данном образце, наличие которых подтверждается рентгенофазовым анализом.

E-mail: shynar.taimassova@mail.ru, knb 89-89@mail.ru

Литература

1. Уткин Н.И., Производство цветных металлов. М.: «Интермет Инжиниринг», 2002

2. Шуи Р.Т., Полупроводниковые рудные минералы. Изд. «Недра», 1979

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ НА МИКРОТРЕЩИНЕ В МНОГОЩЕЛЕВОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ TL₂BA₂CA₂CU₃O₁₀₋₈ (T_C=118K)

Усольцев А.С. ^{3,4}, Кульбачинский С.В. ^{1,2}

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва ² Всероссийский электротехнический институт, Москва, ³ ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва ⁴ МФТИ(ГУ), Москва

Исследованы I(V)- и dI/dV- характеристики наноконтактов на микротрещине в допированных монокристаллах трехслойного сверхпроводника оптимально $Ta_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10-d}$ с критической температурой $T_c = (118 \pm 3)$ К. На ВАХ Ta-2223- наноконтактов в андреевском режиме (ScS- тип) при T = 4.2 К впервые обнаружены три независимые субгармонические щелевые структуры, являющиеся следствием многократных андреевских отражений в контакте (Рис. 1). Указанные структуры соответствуют трем сверхпроводящим щелям: $\Delta_{OP1} = 50$ meV, $\Delta_{OP2} = 45$ meV и $\Delta_{IP} = 5.5$ meV (Рис. 2). Согласно теоретическим исследованиям [1], щели Δ_{OP1} и Δ_{OP2} относятся к внешним плоскостям, а малая щель Δ_{IP} относится к внутренней плоскости. У Та-2223наноконтактов в джозефсоновском режиме (SNS- тип) исследованы зависимости критического джозефсоновского тока I_c от магнитного поля В (Рис. 3) и геометрические резонансы Фиске (Рис. 4) [2-5]. Зависимость критического тока I_c от магнитного поля В (Рис.3) определяется формулой [2, 3]: $I_c(B)/I_c(0) = |\sin(\pi \Phi/\Phi_0)/(\pi \Phi/\Phi_0)|$, где $\Phi =$ B•S.

 $Φ_0 = hc/2e$ - квант потока ($Φ_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$ Γаусс · см²), $S = L(2 λ + d_I) ≃ 2Lλ$ - эффективное сечение контакта, λ - глубина проникновения ($λ_{4.2} = 2.5 \cdot 10^{-5}$ см), d_I -толщина диэлектрического слоя, L - ширина контакта. Из Рис.3 следует, что период осцилляций I_c в магнитном поле ΔB = 3.8 Гаусс. <u>Отсюда сечение контакта S = $Φ_0/ΔB$ = 5.45·10⁻⁸ см² и ширина контакта L = S/2 λ = 10.9 мкм.</u>

Джозефсоновский контакт на высоких частотах обладает свойствами сверхпроводящего резонатора. В слабом внешнем магнитном поле на ВАХ контакта наблюдаются ступеньки Фиске (Рис.4) при смещениях: $V_n = hv_n/2e$, где $v_n = n\hat{c}/2L$ - резонансные моды контакта, \hat{c} - скорость Свихарта, L - ширина контакта. Для исследованного контакта (Рис.4) фундаментальная частота резонанса Фиске: $v_1 = 2eV_1/h$, где V_1 - напряжение первого резонанса: $V_1 = 282 \ \mu V$. Отсюда фундаментальная частота: $v_1 = 136.5 \ \Gamma \Gamma \mu$ и скорость Свихарта у исследованного джозефсоновского ТВССО контакта (Рис.4) $\hat{c} = 2v_1L \simeq 3.10^6$ м/сек ($\hat{c}/c = 0.01$).

В пренебрежении потерями электродинамика джозефсоновского контакта описывается уравнением [2, 3]: $\partial^2 \varphi / \partial x^2 + \partial^2 \varphi / \partial y^2 - (1/\hat{c}^2) \cdot \partial^2 \varphi / \partial t^2 = (1/\lambda_J^2) \cdot \sin \varphi$, где скорость Свихарта $\hat{c} = c(d_I/\epsilon_I d)^{1/2}$, ϵ_I – относительная диэлектрическая проницаемость барьера, $d=2\lambda + d_I$ - эффективная толщина контактной области. Для "электрической" толщины исследованного контакта получим $d_I / \epsilon_I \cong 2(\hat{c}/c)^2 \lambda = 0.5$ Å. При условии $\epsilon_I \cong 5$, получим для толщины диэлектрического слоя $d_I \cong 2.5$ Å.



Рис. 1. dI/dV-характеристика TBCCO андреевского наноконтакта при T = 4.2 K.



Рис.3. Зависимость I_c от магнитного поля.

<u>vasil@mig.phys.msu.ru</u> E-mail: <u>ru@pop3.ru</u> <u>pudalov@sci.lebedev.ru</u>



Рис. 2. Зависимости напряжений $V_n = 2\Delta/en$ от (1/n) при T = 4.2K.



Рис.4. Резонансы Фиске в поле В=1.8 Гаусс.

Литература

1. G.P. Malik, U. Malik, J. Supercond. Nov.Magn., DOI:10.1007/s10948-010-1009-0(2010).

2. К.К. Лихарев, Введение в динамику джозефсононвских переходов, Москва, 1985.

3. А. Бароне, Дж. Патерно, Эффект Джозефсона, Москва, МИР, 1984.

4. D. Winkler et al., Phys. Rev. Lett. 72, 1260 (1994).

5. M. A. Navacerrada et al., Phys. Rev. B 74, 024507 (2006).

ГЕНЕРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КАНАЛЕ ГРАФЕНОВОГО ТРАНЗИСТОРА ПРИ СИЛЬНЫХ ТЯНУЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

*Целыковский А.А.

НИЯУ «МИФИ», Москва, Россия

Уникальные свойства графена, среди которых двумерная структура и большая подвижность носителей заряда, обеспечили ему повышенное внимание как перспективному материалу наноэлектроники будущего.

Остается неясной природа зависимости тока в канале графенового транзистора от тянущего электрического поля. На экспериментальных выходных характеристиках наблюдаются необычные особенности. При увеличении V_D за участком насыщения тока следуют излом и быстрый рост (рис. 1 [1, 2]). В точке электронейтральности насыщение отсутствует [3], а зависимость тока от напряжения на стоке носит суперлинейный характер. При этом ток в точке электронейтральности с ростом смещения на стоке быстро обгоняет по своей величине ток, измеренный при наличии на затворе смещения, что сложно объяснить собственной проводимостью графена. Из экспериментальных выходных характеристик [2] нами извлечена зависимость тока от длины канала в точке электронейтральности, имеющая характер $1/L^{1/2}$, а не 1/L, характерная для существующих транзисторов.

В данной работе сделана попытка объяснения ключевых особенностей выходных характеристик графенового транзистора генерацией носителей заряда в графене при сильных тянущих электрических полях в канале. Этот эффект аналогичен туннелированию в обратно смещенном *p-n*-переходе в случае нулевой ширины запрещенной зоны.

Для скорости генерации на единице площади канала путем интегрирования вероятности туннелирования по углам, образованным векторами электрического поля и импульса электрона, получена формула

$$U_{gen} = v_0 \left(\frac{eE}{\pi\hbar v_0}\right)^{3/2} I_0 \left(\frac{\pi}{2}\frac{\varepsilon_F^2}{eE\hbar v_0}\right) \exp\left(-\frac{\pi}{2}\frac{\varepsilon_F^2}{eE\hbar v_0}\right),\tag{1}$$

где $I_0(x)$ – функция Бесселя, ε_F – уровень Ферми в графене, E – тянущее электрическое поле, v_0 – скорость Ферми в графене. Полный генерационный ток можно приближенно определить, умножая скорость генерации на площадь канала:

$$I_{Dgen} = eWLU_{gen}, \tag{2}$$

где L – длина канала, W – ширина. Поскольку электрическое поле обратно пропорционально L, из (1) и (2) следует, что генерационный ток $I_{Dgen} \sim L^{-1/2}$.

С ростом напряжения на стоке и увеличением поля в канале ток полевой генерации подавляет насыщение. Это позволяет описать излом выходной характеристики и

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

дальнейший быстрый рост тока при больших V_D (рис. 2). Увеличение затворного напряжения приводит к появлению участка насыщения и исчезновению точки излома и второго участка роста в исследуемом диапазоне напряжений на стоке.

Модель полевой генерации позволяет объяснить быстрый рост тока в точке электронейтральности, где генерационный ток приближенно равен полному току канала (рис. 1 (б), 3). Увеличение напряжения на затворе приводит к уменьшению тянущего электрического поля в канале и уменьшению генерационной составляющей полного тока.

Рис. 2 демонстрирует зависимости тока от длины канала в точке электронейтральности при различных напряжениях на стоке. Здесь в экспериментальных данных хорошо прослеживается отличительная особенность генерационного тока – пропорциональность $1/L^{1/2}$.

На рис. 3 приведено сравнение экспериментальной выходной характеристики графенового транзистора в точке электронейтральности и результатов моделирования. В зависимости тока от V_D прослеживается суперлинейность, характерная для преобладания генерационной составляющей.



Рис. 1. Выходные характеристики (эксперимент [2] (а) и результаты моделирования (б)) при $d_{ox} = 8,5$ нм, $\varepsilon_{ox} = 3.9, L = 0,44$ мкм, подвижности 10713 см²/(В×с), емкости поверхностных состояний $C_{it} = 0$, напряжениях на затворе (снизу вверх) 0,2, 0,5, 1, 1,5, 2 В, $v_{opt} = 2,1 \times 10^7$ см/с, сопротивлении контактов $R_C = 450$ Ом



Рис. 2. Плотность генерационного тока как функция $l/L^{1/2}$ при $V_G = 0$, $d_{ox} = 8,5$ нм, $\varepsilon_{ox} = 3,9$, $C_{it} = 0$ и различных V_D : 1,5 В (синяя кривая), 1,0 В (красная), 0,5 В (желтая), 0,25 В (зеленая). Точками показаны экспериментальные данные [2]



Рис. 3. Сравнение экспериментальной выходной характеристики графенового транзистора [2] и результатов моделирования с учетом генерации носителей при $d_{ox} = 8,5$ нм, $\varepsilon_{ox} = 3.9$, L = 3 мкм, $V_G = 0$ В, подвижности 10713 см²/(В×с), $C_{it} = 0$, $R_C = 2000$ Ом

Автор выражает благодарность Г.И. Зебреву за научное руководство.

E-mail: atsel@ya.ru

Литература

1. Meric, I. et al., «Current saturation in zero-b andgap, top-gated graphene field- effect transistors», Nature Nanotech., 2008, 3, 654–659.

2. Meric, I. et al., "Graphene field-effect transistors based on boron nitride gate dielectrics," International Electron Devices Meeting, 2010, pp. 23.2.1-23.2.4.

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОЩЕЛЕВОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В GDO_{1-x}F_xFEAS МЕТОДОМ АНДРЕЕВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Шаныгина Т.Е.^{1,2}, Дормидонтов А.С.², Кузьмичёв С.А.¹, Садаков А.В.², Усольцев А.С.^{1,2,3}

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия, ² ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия, ³ МФТИ(ГУ), Долгопрудный, Россия

Соединение GdO_{1-x}F_xFeAs [¹] относится к новому классу слоистых сверхпроводящих оксипниктидов ReOFeAs (где Re = La, Sm, и т.п.; система 1111), открытых в 2008 году [²]. Поверхности Ферми оксипниктидов [³] состоят из квазидвумерных электронных и дырочных зон, в которых при T < T_C могут образовываться несколько сверхпроводящих конденсатов. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что соединения системы 1111 относятся к классу многощелевых сверхпроводников.

В наших исследованиях использовались поликристаллические образцы $GdO_{0.88}F_{0.12}FeAs$ с критической температурой $T_C = 53$ K (рис. 1). Для определения энергий сверхпроводящих щелей использовалась андреевская спектроскопия; SnS-наноконтакты на микротрещине (сверхпроводник-металл-сверхпроводник) создавались с помощью техники "break-junction" [⁴].

Как известно, в **SnS**-контакте на производных вольтамперных характеристик (BAX) возникает субгармоническая щелевая структура – серия минимумов дифференциальной проводимости на смещениях $V_n = 2\Delta/ne$, где n=1,2... [⁵], связанная с эффектом многократных андреевских отражений в **SnS**-интерфейсе (в случае двухщелевого сверхпроводника будут наблюдаться две такие структуры, соответствующие каждой из целей). Особенности, наблюдаемые нами на dI(V)/dV-характеристиках **SnS**-контактов, не описываются в рамках однощелевой модели: на характеристиках более 30 SnS-контактов мы воспроизводимо наблюдали две серии минимумов дифференциальной проводимости [6], соответствующих, предположительно, двум сверхпроводящим щелям, открывающимся на различных листах поверхности Ферми (см. рис. 2). Серия андреевских особенностей от малой щели представлена на рисунке 3.

Используя данные измеренных при гелиевой температуре dI(V)/dVхарактеристик, мы построили зависимости положений андреевских рефлексов от 1/n и получили две прямые линии (рис. 4), по углу наклона которых можно определить значения сверхпроводящих щелей с хорошей точностью: при T = 4.2 К энергия большей щели составляет в среднем $\Delta_L = (10.5 \pm 2)$ мэВ, а малой щели – $\Delta_S = (2.3 \pm 0.4)$ мэВ. Проведённые исследования подтверждают, что в GdO_{1-x}F_xFeAs реализуется двухщелевая сверхпроводимость.

Взяв для оценки критическую температуру $T_C = 53$ К, получим для большей щели значение характеристического отношения $2\Delta_L/kT_C = (4.8 \pm 1)$. Напротив, $2\Delta_S/kT_C \approx 1.1$, что заметно ниже БКШ-предела 3.52 и говорит о наведённом характере сверхпроводимости в этих зонах. В заключение авторы выражают благодарность Ельцеву Ю.Ф., Михееву М.Г., Омельяновскому О.Е., Пудалову В.М., Хлыбову Е.П. и Чеснокову С.Н и особую благодарность руководителю нашей лаборатории туннельных исследований профессору Пономарёву Я.Г.



Рис. 1. Резистивная зависимость (точки) и её производная (линия) для поликристаллического образца $GdO_{0.88}F_{0.12}FeAs$ с критической температурой $T_C = 53$ K (определялась по максимуму производной).



Рис. 3. dI/dV-характеристика SnS-контакта при T = 4.2 K. Вертикальными линиями отмечены положения андреевских рефлексов от малой щели $\Delta_S \approx 2.15$ мэB.

e-mail: tatiana.shanygina@gmail.com



Рис. 2. I(V)-, dI/dV- и d²I/dV²-характеристики SnS-контакта при T = 4.2 К. Сплошными и пунктирными вертикальными линиями отмечены минимумы субгармонических структур от большой $\Delta_L \approx 11$ мэВ и малой щелей $\Delta_S \approx 2.5$ мэВ соответственно.



Рис. 4. Зависимость $V_{nL,S}$ от 1/п для исследованных SnS-контактов. Сплошные линии соответствуют средним значениям щелей $\Delta_L = 10.5$ мэВ и $\Delta_S = 2.3$ мэВ.

Литература

1. P. Cheng, L. Fang, H. Yang et al. // Science in China G. 2008, № 51(6), p. 719.

2. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, H. Hirano, et al. // J. Am. Chem. Soc. 2008, №130, p. 3296.

3. A.I. Coldea, J.D. Fletcher, A. Carrington, et al. // Phys. Rev. Lett. 2008, №101, p. 216402.

4. J. Müller, J.M. van Ruitenbeek, L.J. de Jongh, Physica C. 1992, №191, p. 485.

5. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky // Phys. Rev. B. 1990, № 42, p. 3992.

6. T.E. Shanygina, Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev et al., Pis'ma v ZhETF. 2011, №93, p.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель подсекции проф. Тимошенко Виктор Юрьевич

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Аль-Шедиват М.Ф.

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

Управление распространением света на нанометровых масштабах является одной из важнейших задач современной оптики и лазерной физики. Одним из решений, связанным с обработкой оптического сигнала на субдлинноволновых масштабах, является использование поверхностных плазмонов, которые представляют собой коллективные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля, распространяющиеся вдоль границы раздела металл-диэлектрик. Наноструктурирование среды, в которой может возбуждаться такая поверхностная волна, способно оказывать значительное воздействие на состояние проходящего через нее света, в том числе, на состояние поляризации [2]. В ряде работ было показано изменение профиля фемтосекундного импульса при прохождении через наноструктурированную металлическую пленку, связанное с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов [3,4].

В данной работе для теоретического обоснования экспериментальных данных была построена математическая модель, описывающая явление отражения фемтосекундного импульса от металлической поверхности с периодическим рельефом. Резонанс поляризуемости был описан моделью резонанса Лоренца. Центральная длина волны падающего на поверхность образца светового импульса была положена равной 1560 нм, что приблизительно совпадает с периодом излучаемой структуры (1.5 мкм), а его длительность взята равной 130 фс. Коэффициент затухания релаксации поверхностных плазмонов варьировался в пределах от $5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ до 10^{13} c^{-1} , что соответствует экспериментально полученным значениям.

Численный расчет показал временную задержку фемтосекундного импульса и его временное затягивание при частотах падающего излучения близких к резонансным частотам образца, что также было обнаружено в работах [3, 4]. Также было установлено, что плазмон-поляритоны отсутствуют в спектре s-поляризованного излучения, а потому влияют лишь на p-компоненту выходного импульса [1]. Этот факт тоже был учтен в модели, в которой рассматривался импульс, линейно поляризованный под 45° к оптической оси образца. Была получена и визуализирована временная эволюция поляризации отраженного импульса, в которой наблюдается поворот на 90° плоскости поляризации, а также различные эллиптические состояния поляризации.

PoccuяE-mail: alshedivat.maruan@gmail.com

Литература

1. П.П. Вабищевич, В.О. Бессонов, Ф.Ю. Сычев, М.Р. Щербаков, Т.В. Долгова, А.А. Федянин, Письма в ЖЭТФ 92, 639-643 (2010)

2. R. Gordon, A.G. Brolo, A. McKinnon, A. Rajora, B. Leathem and K.L. Kavanagh, Phys. Rev. Lett. 92, 037401 (2004)

3. A. Dogariu, T. Thio and L.J. Wang, Opt. Lett. 26, 450 (2001)

4. D.S. Kim, S.C. Hohng, V. Malyarchuk at al. Phys. Rev. Lett. 91, 143901 (2003)

АДСОРБЦИОННАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НАНОКОМПОЗИТА «ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ - НИКЕЛЬ» К МЕТАНУ.

** Антропов И.М.

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

Нанокомпозиты «пористый кремний – ферромагнитный металл» обладают уникальными магнитными и магнитооптическими характеристиками [1-3] и весьма перспективны с точки зрения возможности их использования в устройствах кремниевой микроэлектроники. Вместе с тем известно, что микрогранулы никеля в диэлектрической матрице при повышенных температурах являются катализаторами разложения метана [4,5] и поэтому весьма важно выяснить, каковы сенсорные возможности нанокомпозита «пористый кремний – никель» по отношению к метану. Существенно, что газовый сенсор на базе этого нанокомпозита вместе с сопутствующей микросхемой в принципе можно было бы изготовить по современной кремниевой технологии. Использующиеся в настоящее время датчики на метан изготавливаются на основе оксидов [6] и не сопрягаются со стандартной кремниевой технологией.

Поэтому в настоящей работе поставлена задача выяснить принципиальную возможность создания на основе нанокомпозита «пористый кремний – никель» газового сенсора, способного обнаруживать в окружающей среде присутствие метана.

Для изготовления исследуемых структур использовались монокристаллы кремния р-типа КДБ-0.03 (кремний с дырочной электропроводностью, легированный бором с удельным сопротивлением 0.03 Ω ·cm), на поверхности (111) которых методом анодирования в 24% растворе плавиковой кислоты в спирте (1:1) формировался слой пористого кремния (ПК). Время анодной обработки при плотности тока 20 mA/cm² составляло 20 минут. При этих условиях толщина пористого слоя достигала ~ 20 µm, а средний размер пор ~ 30 nm [7]. По окончании анодной обработки образец тщательно промывался в дистиллированной воде.

Никель в количестве 10^{17} - 10^{18} атомов на 1 cm² видимой поверхности внедрялся в слой ПК электрохимически из спиртового раствора NiCl₂. Ранее было показано, что при такой концентрации ферромагнитного металла сформированные нанокомпозиты характеризуются оптимальными магнитооптическими свойствами [2]. Исследования методами Оже-спектроскопии и электронной микроскопии показали, что при такой методике внесения ферромагненика в слое ПК формируются микрогранулы металла, размеры которых варьируют в пределах от единиц до десятков нанометров. Распределение микрогранул по слою ПК неравномерное, в основном они сосредоточены в поверхностном слое толщиной 10 - 20 nm [2]. После электрохимического внедрения в слой ПК микрогранул никеля на его поверхности методом термического распыления в вакууме создавались проницаемые для молекул газа контакты из нихрома площадью $3 \cdot 10^{-2}$ cm².

Напуски метана на сформированые структуры осуществлялись при температурах от комнатной до 120°С. Было установлено, что метан вплоть до температуры 55°С практически не оказывает влияния на ВАХ экспериментальных структур. Однако при температурах более 75°С ВАХ исследованных структур при адсорбции метана существенно изменялись (рис.1). При этом общий характер ВАХ – симметрия относительно знака напряжения и сублинейность – после напуска метана сохранялись, однако величина тока как при положительном, так и при отрицательном напряжении на металлическом затворе существенно уменьшалась по сравнению с вакуумом. Видно, что с повышением температуры величина изменения проводимости структуры при адсорбции метана заметно увеличивалась. Это коррелирует с возрастанием темпа каталитического разложения метана на микрогранулах металла при повышении температуры [4].

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.



Рис.1. Влияние метана на ВАХ исследуемой структуры. Температура образца T=120°С, давление метана P=9 Torr. 1-до напуска, 2-спустя 1 минуту после напуска, 3-спустя 6 минут после напуска, 4спустя 25 минут после напуска

Симметричный характер ВАХ структур металл – пористый кремний кристаллический кремний в структурах с достаточно толстым слоем ПК свидетельствует о том, что ток в таких структурах ограничивается не контактными явлениями, а объемной проводимостью ПК. Ранее симметричные сублинейные ВАХ таких систем связывались со спецификой прыжкового переноса носителей заряда (дырок в p-Si) между отдельными нанокристаллами кремния в слое ПК[8].

Молекулы метана при повышенных температурах диссоциируют на нанокластерах никеля, и образующийся атомарный водород, обладая высокой проникающей способностью, проникает вглубь нанокомпозита. Водород на поверхности нанокристалов кремния заряжается положительно [9], связывая свободные дырки и обеспечивая, вследствие этого, снижение проводимости слоя нанокомпозита.

Таким образом, в настоящей работе обнаружена существенная чувствительность нанокомпозитов «пористый кремний – никель» к адсорбции молекул метана при повышенных температурах. Показано, что такие структуры могут служить основой для создания твердотельного газового сенсора на метан.

E-mail: ant-ily@yandex.ru

Литература

[1]. Виноградов А.Н., Ганьшина Е.А., Гущин В.С., Демидович Г.Б., Козлов С.Н., Перов Н.С.// Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 13. С. 84-89.

[2]. Ганьшина Е.А., Кочнева М.Ю., Подгорный Д.А., Демидович Г.Б., Козлов С.Н. // Физика твердого тела. 2005. Т. 47. В. 7. С. 1333-1337.

[3]. *Rumpf K., Granitzer P., Polt P., Simic S., Krenn H.* // Phys. Stat. Sol. 2008. V. 5. №12. P. 3798-3801.

[4]. Lu Y., Li J., Lin J. // Catalysis Letters. 2001. V. 76. No3. P. 167-175.

[5]. Reshetenko T.V., Avdeeva L.B., Ismagilov Z.R., Chuvilin A.L. // Carbon. 2004. V. 42. P. 143-148.

[6]. Malyshev V.V., Pislyakov A.V. // Sensors and Actuators. 2003. V. B. 96. P. 413-434.

[7]. Lehmann V., Stengl R., Luigart A. // Materials Science and Engineering. 2000. B. 69-70. P. 11-22.

[8]. Chorin M., Kux A. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. No4. P. 481-483.

[9]. Давыдов С.Ю. // ЖТФ. 2005. Т. 75. №1. С. 141-142.

КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ КАК ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ МЕТКИ

Галкин Р.А.

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

Методы, позволяющие осуществлять адресную доставку медицинских препаратов и в общем случае детектировать их местоположение в организме, на сегодняшний день являются крайне востребованными. Преимущества использования для этих целей кремниевых наночастиц связаны с огромной адсорбционной активностью их поверхности, достигающей величины 800 м²/г, а также обнаруженным свойством их фотолюминесценции (ФЛ) в широком интервале длин волн [1]. Также следует особо отметить свойства биосовместимости и биодеградации кремниевых наночастиц [2].

В представленной работе наночастицы кристаллического (nc-Si), мезо- (nc-mesoPSi) и микропористого (nc-microPSi) кремния были получены высокоэнергетичным измельчением их пленок в планетарной мельнице FRITSCH «Pulverisette 7 premium line» в присутствие дистиллированной деонизованной воды. Пленки пористого кремния получены стандартным методом электрохимического травления пластин с-Si (100) в растворе HF(50%):C₂H₅OH при плотности тока 60 mA/cm² в течении 60 минут. Удельное сопротивление с-Si составляло 25 m Ω •cm и 10 m Ω •cm для пленок мезо-и микропористого кремния, соответственно. ФЛ образцов возбуждалась азотным лазером (длина волны источника 337 нм). Спектр ФЛ детектировался ССD камерой. Размер кремниевых наночастиц был измерен на просвечивающем электронном микроскопе LEO912 AB OMEGA.

Согласно данным микроскопии, nc-Si представляли собой кристаллы с размерами около 100 нм, а nc-mesoPSi и nc-microPSi – пористые 50÷200 нм агломераты слипшихся в процессе помола наночастиц с размерами 2÷5 нм.

На рисунке 1 представлены спектры ФЛ полученных водных суспензий кремниевых наночастиц. Отметим, что ФЛ кремниевых наночастиц при комнатной температуре обусловлена изменением электронного энергетического спектра вследствие квантового размерного эффекта (КРЭ) в кремниевой наноструктуре. При этом с уменьшением размера наноструктуры полоса ФЛ становится более интенсивной и сдвигается в область больших энергий фотона [1]. Из рис.1 видно, что nc-Si не обладают ФЛ свойствами (кривая а), что связано с их размерами, слишком большими для возникновения КРЭ. Спектры nc-mesoPSi и nc-microPSi характеризовалась широкими полосами ФЛ в видимой области, с максимумом в области энергии фотонов 1,3 эВ и 1,7 эВ, соответственно. Подобный спектр можно объяснить рекомбинационным излучением экситонов, находящихся в nc-Si размером от 3 до 6 нм. Меньшая интенсивность ФЛ nc-mesoPSi и сдвиг максимума их ФЛ в область меньших энергий фотона, можно объяснить [1] большими размерами кремниевых наночастиц в nc-mesoPSi, по сравнению с ncmicroPSi, а также наличием дефектов, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации экситонов.

На основании представленных данных можно сделать вывод о возможности использования кремниевых наночастиц в качестве ФЛ меток при диагностике и лечении различных заболеваний, а также при адресной доставке лекарств. При этом наночастицы микропористого кремния здесь обладают большим потенциалом, так как они характеризуются более интенсивной ФЛ по сравнению с наночастицами кристаллического и мезопористого кремния.



Рис. 1 Спектр ФЛ nc-Si(a), nc-mesoPSi (b) и nc-microPSi (c).

В заключении автор выражает благодарность своему научному руководителю к.ф.м.н. Осминкиной Л.А. за помощь в организации и проведении всех указанных в работе измерений и Гонгальскому М.Б. за помощь в измерении спектров ФЛ.

E-mail: galkinrost@gmail.com

Литература

1. Canham L.T., "Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers" //Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, №10, pp.1046-1048.

2. Canham L.T. "Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive"// Nanotechnology, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКИХ СРЕДАХ

Ерошова О.И.¹, Перминов П.А.²

¹ МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия

Изготовление и изучение полупроводниковых наночастиц являются приоритетным направлением для микроэлектроники, нанофотоники и биотехнологий. Одним из наиболее эффективных способов получения таких наноструктур является лазерная абляция поверхности твёрдого тела. К неоспоримым преимуществам данного метода можно отнести его простоту, дешевизну, контроль размера частиц путём варьирования параметров лазерного излучения и состава окружающей среды в ряде случаев. Метод даёт возможность создания сверхчистых наночастиц без участия вредных химических реагентов [1]. Получение кремниевых наночастиц и их коллоидных растворов представляет большой интерес в связи с возможностью их использования в устройствах нелинейной и интегральной оптики.

Данная работа посвящена получению кремниевых наночастиц методами пикосекундной лазерной абляции в деионизованной воде и фемтосекундной абляции в жидком азоте, а также изучению их структурных и оптических свойств.

Анализ распределения по размерам наночастиц, полученных методом пикосекундной абляции в воде, выявил существование двух типов наночастиц – кристаллических и аморфных. Кристаллические частицы обладают небольшим размером и могут находиться как внутри больших агломератов аморфных частиц, так и отдельно в кол-



Рис.1. Данные ПЭМ для кремниевых наночастиц, полученных методом пикосекундной лазерной абляции в воде

лоидном растворе. В свою очередь, аморфные частицы делятся на маленькие, со средним размером 23 нм, и большие, с размером около 200 нм. На рис. 1 представлены данные просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) для кремниевых наночастиц, полученных в процессе пикосекундной лазерной абляции в дистиллированной деионизованной воде.

В работе было обнаружено эффективное светорассеяние в водных суспензиях, содержащих

в результате фемтосекундной лазерной абляции в жидком азоте. Эти данные свидетельствуют о

наличии большого числа крем-

ниевых наночастиц с размером меньшим 5 нм. Такие нанострук-

туры являются квантовыми точ-

ками и могут иметь практическое применение благодаря фотосен-

сибилизации молекулярного ки-

слорода, адсорбированного на их

[2].

тально установлено (см. рис.2),

что спектр фотолюминесценции

имеет пик на длине волны 750 нм.

кремниевых

Эксперимен-

наночастиц

E-mail:

поверхности

таких

наночастицы кремния. Рассеяние носит нерэлеевский характер. Получено распределение по высотам кремниевых наночастиц, сформированных



Рис.2. Спектр фотолюминесценции кремниевых наночастиц, полученных методом фемтосекундной лазерной абляции в жидком азоте

eroshovaolesya@yandex.ru

Литература

1. S. Besner et al., Appl. Phys. A, 93: 955-959 (2008)

2. A.V. Kabashin et al., Journal of Biomedical Optics 14(2), 021010 (2009)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ТУННЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНЫХ ДИОДАХ

Заворотний А.А.

Липецкий государственный педагогический университет, Липецк, Россия

Теоретическое исследование физических основ приборов и структур наноэлектроники, как правило, основывается на методах квантовомеханического моделирования [1]. При изучении свойств твердотельных наноструктур электроники одними из основных параметров, характеризующих работу устройства полагают энергетический спектр носителей заряда и распределение электронной плотности в соответствующих приборам квантовых ямах [2, 3].

Представленная работа посвящена исследованию энергетического спектра носителей в квантовых ямах сложной формы. Нами была сформулирована квантовомеханическая задача, позволяющая описать положение электрона в области сложной ямы:

 $\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2 \psi_i(x)}{\partial x^2} + (E - U_i)\psi_i = 0.$



Рис. 1. Схема дна зоны проводимости в гетероструктуре, образующей квантовую яму со сложным профилем [4]. Здесь m_i –эффективная масса носителей заряда в каждом из материалов структуры; U_1 и U_2 – положения дна зон проводимости, a_1 , a_2 , b – толщины нанопленок, образующих среднюю область туннельно-резонансной структуры.

Решение уравнений Шредингера для каждой из пяти областей представимо в виде:

 $\begin{cases} \psi_1 = A_1 \exp(k_1 x), \\ \psi_2 = A_2 \cos(k_2 x) + B_2 \sin(k_2 x), \\ \psi_3 = A_3 \cos(k_3 (x - a_1)) + B_3 \sin(k_3 (x - a_1)), \\ \psi_4 = A_4 \cos(k_2 (x - N)) + B_4 \sin(k_2 (x - N)), \\ \psi_5 = B_5 \exp(-k_1 (x - C)). \end{cases}$

где $k_1 = \sqrt{2m_1E}/\hbar$, $k_2 = \sqrt{2m_2(E-U_1)}/\hbar$, $k_3 = \sqrt{2m_3(E-U_2)}/\hbar$, $N = a_1 + b$, $C = a_1 + b + a_2$.

Граничные условия следуют из требований непрерывности волновой функции и плотности потока. Полученное выражение для определения энергии связанных состояний удобно представить в виде:

$$\begin{pmatrix} I & 0 & 0 & -\frac{m_{I}\cdot k_{2}}{m_{2}\cdot k_{1}} & 0 & 0 \\ \cos(k_{2}\cdot a_{1}) & -I & 0 & \sin(k_{2}\cdot a_{1}) & 0 & 0 \\ 0 & \cos(k_{3}\cdot b) & -I & 0 & \sin(k_{3}\cdot b) & 0 \\ 0 & 0 & \cos(k_{2}\cdot a_{2}) - \frac{m_{I}}{m_{2}}\cdot\frac{k_{2}}{k_{1}}\cdot\sin(k_{2}\cdot a_{2}) & 0 & 0 & \sin(k_{2}\cdot a_{2}) + \frac{m_{I}}{m_{2}}\cdot\frac{k_{2}}{k_{1}}\cdot\cos(k_{2}\cdot a_{2}) \\ \frac{-k_{2}}{m_{2}}\cdot\sin(k_{2}\cdot a_{1}) & 0 & 0 & \frac{k_{2}}{m_{2}}\cdot\cos(k_{2}\cdot a_{1}) & \frac{-k_{3}}{m_{3}} & 0 \\ 0 & \frac{-k_{3}}{m_{3}}\cdot\sin(k_{3}\cdot b) & 0 & 0 & \frac{k_{3}}{m_{3}}\cdot\cos(k_{3}\cdot b) & \frac{-k_{2}}{m_{2}} \end{pmatrix}$$

2	23						
4	23						
4	23						
	1	0	0	$\frac{m_1 \cdot k_2}{m_2 \cdot k_1}$	0	0	
	$cos(k_2 \cdot a_l)$	-1	0	$sin(k_2 \cdot a_1)$	0	0	-
	0	$cos(k_3 \cdot b)$	-1	0	$sin(k_3 \cdot b)$	0	
	0	0	$\cos(k_2 \cdot a_2) - \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{k_2}{k_1} \cdot \sin(k_2 \cdot a_2)$	0	0	$sin(k_2 \cdot a_2) + \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{k_2}{k_1} \cdot cos(k_2 \cdot a_2)$	= 0.
	$\frac{-k_2}{m_2} \cdot \sin(k_2 \cdot a_1)$	0	0	$\frac{k_2}{m_2} \cdot \cos(k_2 \cdot a_1)$	$\frac{-k_3}{m_3}$	0	
	0	$\frac{-k_3}{m_3} \cdot \sin(k_3 \cdot b)$	0	0	$\frac{k_3}{m_3} \cdot \cos(k_3 \cdot b)$	$\frac{-k_2}{m_2}$	

Показано, что смещение дополнительного провала относительно центра ямы приводит к уменьшению разности между основным и первым возбужденным уровнями, следовательно, к снижению контрастности вольтамперных характеристик туннельнорезонансных структур. Наиболее заметно, смещение положения энергетических уровней по отношению к простой яме (без провала в средней области), происходит для энергии основного состояния и первого возбужденного уровня.

E-mail: <u>aazavorotny@rambler.ru</u>

Литература

1. Ибрагимов И.М., Ковшов А.Н., Назаров Ю.Ф. Основы компьютерного моделирования наносистем. СПб: Лань. 2010

2. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники. М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига. 2006

3. Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос. 2000

4. Дымников В.Д.,. Константинов О.В. Уровни энергии в квантовой яме с прямоугольными стенками сложной формы // ФТП. 1995, Т. 29, вып.1.

КУЛОНОВСКИЕ ЛЕСТНИЦЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ КРЕМНИЙ-ГЕРМАНИЙ

Иннокентьев Д.Е.

Северо-Восточный федеральный универ. им. М.К.Аммосова, Якутск, Россия

Явление одноэлектронного туннелирования впервые предложено в 1986 г. академиком Лихаревым К.К. [1]. Особенностью одноэлектронного туннелирования является появление кулоновской блокады, что вызывается отсутствием тока при приложении напряжения к туннельному переходу из-за невозможности туннелирования электронов вследствие их кулоновского отталкивания. Вольт-амперная характеристика такого туннельного перехода имеет ступенчатый вид, называемый кулоновской лестницей.

Создание одноэлектронных приборов открывает новые перспективы в цифровой одноэлектронике, в которой бит информации будет представлен одним электроном. Эффект одноэлектронного туннелирования используется в приборах на основе скани-

рующего туннельного микроскопа, в квантовых одноэлектронных транзисторах, в приборах на основе массивов квантовых точек и т.д. [2].

В данной работе показана возможность наблюдения резонансного туннелирования носителей через уровни в квантовой яме в гетероструктуре Si/SiGe/Si при относительно высоких температурах (80-100К), которые проявляются в виде ступенек на вольт-амперных характеристиках при протекании тока поперек структуры.





Рис. 2. Вольт-амперная характеристика структур Si/SiGe/Si с 15% Ge, измеренные при температуре 80К

Исследованы три гетероструктуры Si/SiGe/Si с различным содержанием германия в слое SiGe — 15%, 10% и 7%. (рис. 1). Эти структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке зонного Si (100) n-типа при температуре 400С. Чтобы обеспечивать низкий поверхностный заряд и высокую концентрацию носителей в приповерхностных слоях и квантовых ямах SiGe была использована пассивация поверхности органическими монослоями 1-остоdecene.

На рис. 2 показана вольт-амперная характеристика гетероструктуры Si/SiGe/Si. На этих характеристиках обнаружены петли гистерезиса, которые свидетельствует о наличии квантовых ям в таких структурах. Кулоновские лестницы на структурах Si/SiGe/Si наблюдаются в интервале температур 80-110К.

Увеличение температуры приводит к росту величины тока и исчезновению ступенек. Предполагается, что ступеньки тока связаны с прямым туннелированием носителей из металлического электрода через уровни размерного квантования в яме. Проведено сравнение величин напряжений, при которых наблюдаются ступеньки с рассчитанной системой уровней в квантовой яме. Обнаружено хорошее согласие между теоретической системой уровней и экспериментально полученными напряжениями.

E-mail: sku089@gmail.com

Литература

1. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие.-М.: Университетская книга; логос; Физматкнига, 2006.

2. Щука А.А. Наноэлектроника.- М.Физматкнига, 2007.- 463с.

ИМПЕДАНС СПЕКТРОСКОПИЯ КАК ИНСТРУМЕНТ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ САМОДОПИРОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ПОЛИМЕРА И ЕГО ДЕДОПИРОВАНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОТЖИГА

Козлов О.В.

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

Перспективной альтернативой традиционных кремниевых солнечных фотоэлементов являются полимерные солнечные фотоэлементы. Их основным активным компонентом служит полупроводниковый полимер, работающий аналогично кремнию в неорганических солнечных батареях. Органические солнечные фотоэлементы обладают целым рядом привлекательных свойств – гибкостью, полупрозрачностью, простотой и дешевизной изготовления и т.д. Однако на сегодняшний день полимерные солнечные фотоэлементы не являются серьезным конкурентом традиционных кремниевых батарей, главным образом из-за невысокого КПД (большинство лабораторных образцов органических солнечных фотоэлементов на основе полупроводникового полимера имеют КПД менее 5%). В некоторых широко использующихся полупроводниковых полимерах КПД ограничено, в том числе, из-за самодопирования примесями акцепторного типа (в основном атмосферным кислородом) [1].

Допирование полупроводникового полимера кислородом приводит к появлению в нем дырочной проводимости. На контакте с металлическим электродом в солнечной батарее допированный полупроводник может обедняться носителями заряда с возникновением барьера Шоттки. Обратный квадрат емкости этого барьера линейно зависит от приложенного напряжения смещения:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_s - V)}{S^2 q N \varepsilon \varepsilon_0}$$

(здесь Vs – высота барьера, V – напряжение смещения, S – площадь образца, q – заряд электрона, N – концентрация допированных дырок) [2]. Это позволяет легко вычислить концентрацию допирующих примесей, измерив зависимость емкости от напряжения смещения с помощью импеданс спектроскопии. В частности можно проверить выдвинутое нами предположение, что отжиг плёнки полимера может сократить количество допирующих примесей в нём.

Для проверки этого предположения была изготовлена серия из четырех образцов. Были выбраны два полимера: P3HT, который широко используется в солнечных батареях, и новый перспективный полимер PEDOS-C12. Оба этих полимера склонны к самодопированию при контакте с атмосферным кислородом.

С каждым из полимеров было изготовлено по два образца, один из которых впоследствии отжигался, а другой использовался для контроля. Образцы готовились по методу, используемому обычно для изготовления солнечных батарей на основе полупроводникового полимера. На подложку с нанесенным прозрачным электродом ITO (оксиды индия и олова) методом центрифугирования наносилась пленка из раствора полимера. Далее на пленку в вакууме напылялся электрод – CaAl, на интерфейсе с которым должен возникать барьер Шоттки. Образцы готовились на воздухе, так что ожидалось самодопирование полимера атмосферным кислородом.

Для проверки предположения о влиянии отжига на степень допирования один образец из каждой пары подвергался термической обработке. Образец помещался на плитку с температурой 120°С и лежал на ней в течение 10 минут в инертной атмосфере (аргон). Оказалось, что отжиг уменьшает концентрацию допирующих дырок в 3,5 раза (см. Рис. 1).

Отожжёные образцы были подвергнуты контакту с воздухом в течение 5 суток. Импеданс спектроскопия показала, что концентрация дырок за это время выросла, что

объясняется самодопированием кислородом воздуха. Повторный отжиг при тех же условиях снова привёл к уменьшению концентрации допирующих дырок в 3,5 раза.

Таким образом, отжиг уменьшает степень допирования как свежеприготовленных образцов, так и дедопированных образцов проведших некоторое время в контакте с атмосферой.



Рис. 1: Зависимость обратного квадрата емкости образца на основе полимера РЗНТ от напряжения смещения. Линиями показана аппроксимация экспериментальной зависимости прямой в соответствии с вышеприведенной формулой. N – полученная концентрация допирующих дырок.

Автор выражает благодарность Запуниди Сергею Александровичу и Паращуку Дмитрию Юрьевичу за руководство работой, ценные советы и обсуждение полученных результатов

E-mail: <u>ov.kozlov@physics.msu.ru</u>

Литература

1. В. А. Труханов, Влияние легирования на параметры органических солнечных фотоэлементов – Дипломная работа: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2011

2. Meier M., Karg S., Riessa. W. Light-emitting diodes based on poly-p-phenylenevinylene: II. Impedance spectroscopy // J. Appl. Phys., Vol. 82, No. 4. 1997. 1961-1965

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПО ТРЕКАМ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CDSE/ZNS

*Козлова М.В., Григорьев Т.Ю.

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

Предложенный метод исследования нелинейного двухфотонного поглощения мощных пикосекундных лазерных импульсов по измеренным трекам фотолюминесценции (зависимости люминесценции коллоидного раствора квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS от расстояния) позволил определить значение коэффициента двухфотонного поглощения и выявить влияние безызлучательной Оже-рекомбинации. Этот метод был

^{*} Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

впервые применен в работе [1] по исследованию эффекта самоиндуцированной прозрачности при двухфотонном возбуждении полупроводников.

В случае пренебрежимо малого линейного поглощения зависимость прошедшей интенсивности лазерного пучка S_T от падающей интенсивности S_0 позволяет рассчитать коэффициент двухфотонного поглощения β , используя выражение

$$\frac{S_0}{S_T} = 1 + \beta z S_0 \tag{1}$$

При умеренных интенсивностях накачки (возбуждается менее одной электронно-дырочной пары в отдельной КТ - отсутствует безызлучательная Оже-рекомбинация [2,3]) интенсивность фотолюминесценции пропорциональна поглощенной энергии в слое Δz :

$$I(z) \approx \tau \left[S(z) - S(z + \Delta z) \right], \tag{2}$$

где τ - длительность импульса. В случае $\Delta z \rightarrow 0$

$$I(z) \approx \tau \frac{\beta \Delta z S_0^2}{1 + 2\beta S_0 z + (\beta z S_0)^2},$$
(3)

что позволяет определить коэффициент β при известном значении S_0 .

Двухфотонное поглощение измерялось в коллоидном растворе KT CdSe/ZnS. Для резонансного двухфотонного возбуждения основного оптического перехода KT 30 пс импульсами Nd:YAG лазера по измеренным спектрам пропускания и фотолюминесценции [4] были выбраны KT подходящего размера (2.6 ± 0.4 нм).

Зависимости интенсивности фотолюминесценции коллоидных КТ CdSe/ZnS (концентрация $10^{17} cm^{-3}$) от расстояния (треки фотолюминесценции в 1 см кювете) при двухфотонном поглощении цуга лазерных импульсов показаны на рис.1. Трек фотолюминесценции с боковой стороны кюветы с КТ фотографировался специальной камерой. Зависимость интенсивности люминесценции от продольной координаты измерялась только по центральной части трека.

На рис.1а представлена измеренная зависимость интенсивности люминесценции вдоль трека I(z) для энергии возбуждающего цуга импульсов W=1.7мДж с рассчитанным (с помощью уравнения 3) продольным распределением интенсивности люминесценции. Учитывался суммарный вклад в интенсивность люминесценции всех импульсов цуга. Сравнение экспериментальной зависимости с расчетной позволило определить коэффициент двухфотонного поглощения $\beta = (0.23 \pm 0.02) cm/\GammaBm$.

Для измеренной интенсивности люминесценции I(z) при большей энергии цуга (W=3.5мДж) не удается аппроксимировать экспериментальные результаты с помощью уравнения (3).

По-видимому, при таких уровнях возбуждения в начальной части трека люминесценции (часть I), отделенной вертикальной пунктирной линией на рис.1б, происходит тушение люминесценции за счет безызлучательной Оже рекомбинации. Рассчитанная по формуле (3) только для части I зависимость I(z) показана пунктирной линией. По оценкам число поглощенных фотонов достаточно для возбуждения более одной электронно-дырочной пары на одну КТ и таким образом для эффективной Ожерекомбинации.

На участке II трека люминесценции на рис.16, где интенсивность возбуждения уменьшается и безызлучательная Оже-рекомбинация не оказывает влияния, спад интенсивности люминесценции с расстоянием удается аппроксимировать с таким же коэффициентом двухфотонного поглощения $\beta = (0.23 \pm 0.02) cm / \Gamma Bm$.



Рис. 1 Измеренная зависимость интенсивности фотолюминесценции KT CdSe/ZnS от продольной координаты и рассчитанные зависимости для различных энергий возбуждающего цуга импульсов W=1.7мДж (а) и W=3.5мДж (б)

На рис.2 представлен рассчитанный с помощью формулы (3) профиль поперечного сечения части I трека фотолюминесценции на рис.1б в предположении, что безызлучательная Оже-рекомбинация отсутствует, и экспериментально измеренный профиль. При их сравнении видно характерное уменьшение интенсивности центральной части профиля трека фотолюминесценции, что также можно объяснить процессом безызлучательной Ожерекомбинации.

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 11-02-00424.



Рис. 2. Профиль поперечного сечения части I трека фотолюминесценции и расчетная кривая зависимости интенсивности фотолюминесценции от поперечной координаты при W=3.5мДж

E-mail: marija-kozlova@yandex.ru

Литература

1. Д.Груев, В.Днепровский, Е.Силина, Квантовая Электроника 2, 2350 (1975)

2. V.Dneprovskii, A.Efros, A.Ekimov, V.Klimov, I.Kudriavtsev, M.Novikov, Solid State Commun. 74, 555 (1990)

3. D.Chepic, A.Efros, A.Ekimov, M.Ivanov, V.Kharchenko and I.Kudriavtsev, J. Lumin. 47, 113 (1990)

4. В.С.Днепровский, Е.А.Жуков, М.В.Козлова, Т.Умайер, Дау Ши Хьеу, М.В.Артемьев, Физика Твердого Тела 52, 1941 (2010)

СВЕРХБЫСТРАЯ ДИНАМИКА СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУР

Комарова В.В.

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

Поверхностные плазмон-поляритоны – коллективные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля, распространяющиеся вдоль границы раздела по-

верхности металл-диэлектрик [1]. Такого рода колебания представляют интерес в связи с их использованием в задачах, связанных с контролем оптического излучения на микромасштабах. Существует несколько способов возбуждения поверхностных плазмонов. Один из них – это периодическое наноструктурирование металлической пленки, позволяющее при определенных условиях наблюдать возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, что в свою очередь приводит к изменению состояния поляризации излучения, прошедшего или отраженного от такой структуры [2]. Так как время затухания плазмон-поляритонов в оптическом диапазоне порядка нескольких сотен фемтосекунд, то такое изменение состояния поляризации света должно происходить на тех же временных масштабах. Поэтому представляет интерес исследование динамики сверхбыстрого изменения поляризации, индуцированного поверхностными плазмонполяритонами.

В качестве образца использовалась золотая пленка, напыленная на полимерную решетку с периодом 1,6 мкм. Спектроскопия отражения образцов показала, что в таких структурах возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, а, следовательно, и изменение состояния поляризации падающего излучения.

Исследование динамики поворота плоскости поляризации на фемтосекундных масштабах осуществляется с помощью кросс-корреляционной методики. Метод основан на генерации суммарной частоты в нелинейном кристалле при пересечении двух фемтосекундных импульсов. Исходный импульс лазера разделяется на два, в плечо одного из них вводится линия задержки, позволяющая изменять длину оптического пути, другой импульс отражается от образца, после чего импульсы пересекаются на нелинейном кристалле. Установка позволяет измерять кросс-корреляционные функции (КФ) для различных состояний поляризации и анализировать состояние поляризации, отраженной от образца. В качестве источника излучения использовался лазер с длительностью импульсов около 150 фс и длиной волны 1,56 мкм. В ходе измерений КФ было получено, что для р-поляризованного излучения, по сравнению с s-поляризованным наблюдается задержка КФ равная 150 фс, это подтверждает наличие поворота плоскости поляризации на масштабах нескольких сотен фемтосекунд в плазмон-поляритонных наноструктурах.

E-mail: komarova@nanolab.phys.msu.ru

Литература

T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al., Nature 391, 667 (1998).

M.R. Shcherbakov, M.I. Dobynde, T.V. Dolgova, D.-P. Tsai, and A.A. Fedyanin, Phys. Rev. B 82, 193402 (2010).

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК КРЕМНИЯ

Королев С.А., Гонгальский М.Б.

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

Фотолюминесценция (ФЛ) кремниевых нанокристаллов обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов (связанного состояния электронно-дырочной пары). Однако в объемном полупроводнике энергия связи экситонов меньше энергии теплового движения при комнатной температуре, поэтому экситоны нестабильны и эффективная ФЛ в таких материалах невозможна. В наноструктурах со средним размером менее 10 нм энергия связи экситонов существенно возрастает благодаря пространственным ограничениям, и время жизни экситонов при комнатной температуре достигает сотен микросекунд. Кремний является низкотоксичным, биосовместимым материалом, поэтому коллоидные квантовые точки кремния представляют интерес для использования в качестве люминесцентных меток в биомедицине. Другим потенциальным применением коллоидных квантовых точек кремния может стать использование их в качестве сенсибилизаторов генерации синглетного кислорода в фотодинамической терапии рака.

Использование пористого кремния в медицинских целях осложнено, т.к. его размеры не позволяют эффективно проникать в клетки организма. Цель настоящей работы заключалась в исследовании ФЛ свойств наночастиц кремния, полученных новыми способами и обладающими размерами менее 50 нм, достаточными для проникновения сквозь клеточную мембрану [1, 2].

В работе было использовано три типа образцов.

1.Коллоидный раствор наночастиц кремния в додекане. Наночастицы получены пиролизом силана с последующим дотравливанием плавиковой и азотной кислотами [1]. Далее наночастицы пассивировались соединением C₁₈H₃₇. Такая пассивация поверхности препятствовала образованию агломератов наночастиц. Средний размер наночастиц в растворе составляет 2-4 нм.

2. Суспензии наночастиц кремния, полученные лазерной абляцией кремниевой мишени в жидкости (в хлороформе, либо в изопропаноле) с последующим дотравливанием в смеси плавиковой и азотной кислот. Размер наночастиц составляет 3-10 нм.

3. Суспензии пористого кремния в воде. Кремний помещался в хлороформ, затем хлороформ выпаривался, а кремний помещался в воду. Затем производилось центрифугирование и обработка ультразвуком.



Рисунок 1. Спектр образца типа 1.

Рисунок 2. Кинетики образца типа 2.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что наилучшими люминесцентными свойствами обладают наночастицы первого типа. При этом образцы обладают стабильным ФЛ спектром, типичным для экситонной ФЛ в нанокристаллах кремния с размерами 3-4 нм (рис. 1.). Наблюдаемые кинетики ФЛ и зависимость времен релаксации ФЛ от длины волны также убедительно указывает на то, что ФЛ имеет экситонную природу (рис. 2.). В то же время, для коллоидных частиц кремния, полученных методом 2, максимум спектра ФЛ сдвинут в фиолетовую область, а интенсивность свечения на малых временах (десятки микросекунд) заметно выше, чем на больших (миллисекунды), из чего можно сделать вывод, что доминирующую роль в ФЛ, по-видимому, играют излучательные процессы в молекулярных группах на поверхности нанокристаллов. Образцы типа 3 исследовались с точки зрения кинетики деградации ФЛ, т.к. в перспективе предполагается их использование в качестве биодеградируемых ФЛ меток с контролируемой кинетикой. Эксперимент показал, что интенсивность ФЛ падает в 2 раза за 6 часов, такие времена являются оптимальными для примений *in vivo*. В перспективе планируется работа по совмещению свойств всех трех типов образцов, т.е.
получение биосовместимых частиц размером менее 50 нм с необходимыми временами деградации ФЛ.

E-mail: sa.korolev@physics.msu.ru

Литература

1. С.Г. Дорофеев, Н.Н, Кононов, А.А. Ищенко, Р.Б. Васильев, М.А. Гольдитрах, К.В. Зайцева, В.В. Колташев, В.Г. Плотниченко, О.В. Тихоневич, Оптические и структурные свойства тонких пленок, осажденных из золя наночастиц кремния, Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 11, С. 1460

2. D. Rioux, M. Laferrière, A. Douplik, D. Shah, A. V. Kabashin and M. M. Meunier, Silicon nanoparticles produced by femtosecond laser ablation in water as novel contamination-free photosensitizers, Journal of Biomedical Optics 14(2) 021010 (March/April 2009)

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С ПОТЕНЦИАЛОМ МОРСА

Котанджян Т.В.

Российско-Армянский (Славянский) государст. универ., Ереван, Армения

Прогресс современных полупроводниковых технологий сделал возможным производство низкоразмерных полупроводниковых структур, в которых движение носителей заряда ограничено в одном, в двух и в трех направлениях. К первому классу низкоразмерных полупроводников относятся размерно квантованные пленки, ко второму – размерно квантованные проволоки различных сечений, а к третьему – квантовые точки, выращенные в различных диэлектрических матрицах [1-3]. Важной особенностью низкоразмерных полупроводниковых систем, по сравнению с массивными полупроводниками, является коренное изменение происходящих в них физических процессов, из-за влияния размерного квантования. В частности, благодаря перестройке энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в этих структурах меняются оптические и кинетические свойства последних.

Изобретение и приложение современных методов выращивания РК систем, таких как молекулярно лучевая эпитаксия, лазерное напыление, способ роста Странски– Крастанова, металлоорганическая паровая эпитаксия и т.д., создали широкие возможности для выращивания квантовых точек различных размеров и геометрий (шарообразные, цилиндрические, эллипсоидальные, линзообразные, кольцеобразные, пирамидальные и т.д.)[1].

Важным аспектом является необходимость правильной аппроксимации возникающего ограничивающего потенциала на границе перехода полупроводникдиэлектрик конкретно взятого образца. Наиболее распространенные модели аппроксимации ограничивающего потенциала следующие: бесконечно глубокая потенциальная яма, яма конечной глубины, параболическая яма и эллиптическая яма и т.д.

Предлагаемая дипломная работа посвящена изучению электронных и примесных состояний в сферической КТ с потенциалом Морса [2,4] (См. Рис. 1). Выбор такого ограничивающего потенциала обусловлен тем, что чаще всего во время роста реальных структур из-за неравномерной диффузии по различным геометрическим направлениям ограничивающий потенциал становится не симметричным. С другой же стороны, при достаточно глубоких потенциальных ямах, потенциал Морса хорошо аппроксимируется параболическим потенциалом, что дает возможность максимально приблизить рассматриваемую нами модель наноструктуры к реальной.

Предлагаемая работа посвящена изучению электронных и примесных состояний в сферической КТ с потенциалом Морса. Выбор такого ограничивающего потенциала обусловлен тем, что чаще всего во время роста реальных структур из-за неравномерной диффузии по различным геометрическим направлениям ограничивающий потенциал становится не симметричным. С другой же стороны, при достаточно глубоких потенциальных ямах, потенциал Морса хорошо аппроксимируется параболическим потенциалом, что дает возможность максимально приблизить рассматриваемую нами модель наноструктуры к реальной.

В рамках вариационной теории получены электронные состояния и волновые функции в сферической квантовой точке с потенциалом Морса. Показано, что зависимость энергии от квантового числа *n* квадратично. Для нижних энергетических уровней спектр становятся эквидистантными, а для высоких возбужденных уровней спектра эквидистантность нарушается из-за разности ходов параболического потенциала и потенциала Морса. При наличии примеси электрон имеет более глубокое локализация в квантовой точке, чем при отсутствии примеси, что является следствием кулоновского взаимодействия между электроным и примесным центром. При отсутствии примесного центра для энергии электрона получается выражение

$$E = -A_{\rm l} \left[1 - \frac{\alpha \hbar}{\sqrt{2\mu A_{\rm l}}} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right]^2,$$

где A_1 и α характеризуют, соответственно, глубину и ширину потенциальной ямы, μ – эффективная масса электрона.

При при наличии примесного центра энергия электрона расчитывается численными методами в рамках вариационного метода.



Рис. 1. Потенциал Морса для различных значений глубины A_1 и ширины ямы α

Выражаю благодарность научному руководителю К.Г. Двояну и преподавателью Д.Б. Айрапетяну за поставленную задачу и помощь в работе.

E-mail: 8888tigran@rambler.ru

Литература

1. Harrison P. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics. University of Leeds, Leeds, United Kingdom, 2005.

2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1989.

3. Галицкий В.М., Карнаков Б.М., Коган В.И. Задачи по квантовой механике. М.: Наука, 1981.

4. Флюгге З. Задачи по квантовой механике. Т.1, М., Мир, 1974.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ПЕРЕЗАРЯДКИ КВАНТОВЫХ УРОВНЕЙ В МНОГОЯМНЫХ ГЕТЕРОСТРУКУТРАХ.

Куркина И.И., Саввинов С.А.

Северо-восточный федеральный универ. им. М.К.Аммосова, г. Якутск, Россия

В последнее время гетероструктуры Si/SiGe/Si привлекают к себе внимание в связи с возможностью их применения в различных оптоэлектронных приборах, таких как фотоприемники и лазеры, излучающие в терагерцовом диапазоне.

Целью данной работы было исследование процессов перезарядки квантовых уровней в структурах Si/SiGe/Si методом зарядовой спектроскопии глубоких уровней (Q-DLTS) и электрофизических измерений.

В работе рассматривались структуры с тремя квантовыми ямами, выращенными молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке Si (100) птипа при температуре 400 . Содержание Ge в слое SiGe, толщиной 19,5 нм, составляло 15%. Между квантовыми ямами расстояние было 30 нм. Буферный, верхний и слой SiGe были δ-легированы бором в середине с концентрацией легирования разной для трех структур:

A: $(7-10)*10^{18}$ cm⁻³; B: $3*10^{18}$ cm⁻³; C: $(1.5-3)*10^{19}$ cm⁻³.

Поверхность исследуемой структуры была пассирована монослоем 1-октадецен для нейтрализации поверхностного заряда [2]. Схематическое изображение структуры представлено на рисунке 1.



Рис.1. Схематическое изображение исследуемой структуры



Рис.2. Зависимости энергий активаций E_a от напряжений U в трех интервалах температур, E_{a0} – аппроксимация к нулевому напряжению энергии активации [1].

Исследования проводились на автоматической системе электрофизических измерений ASEC-03, с помощью которой можно измерить Q-DLTS – зарядовую спектроскопию глубоких уровней с разверткой по скоростному (временному) окну: $\tau_m = \frac{\epsilon_m - \epsilon_m}{\ln \epsilon_m}$, где t₁ и t₂ - моменты записи Q-DLTS сигнала $\Delta Q = Q(t_2) - Q(t_1)$ и, в нашем случае, $\tau_m = 10^6$ мкс; I-V – квазистатические вольт-амперные характеристики (BAX). Из полученных данных найдены зависимости Аррениуса и вычислены энергии активации. Теоретические значения энергии были оценены по формуле $E_n = \frac{\hbar^2 \kappa_n^2}{2m}$, где $K_n = \frac{\pi m}{W + \frac{K_n}{2} + \frac{K_n}{2}}$; $K_n - \frac{\pi m}{W + \frac{K_n}{2} + \frac{K_n}{2}}$

разрешенные значения волнового вектора; n=1,2,3,... соответствует разрешенным значениям К и Е; m – эффективная масса электрона; $G_1 = \sqrt{2mU_1/\hbar}$; U – глубина ямы (U=136мэB [1]) [3].

В работе определены зависимости энергий активаций E_a от напряжений U, вычисленные из вольт-амперных характеристик в трех интервалах температур: до 240 K, до 200 K и до 160 K (рис.2). В тех же интервалах температур найдены и экспериментальные значения энергий активаций, вычисленные из BAX и QDLTS.

В проведенном исследовании получены экспериментальные значения центров захвата заряда, которые в целом согласуются с теоретическими значениями.

Выражаем благодарность за помощь в исследовании Неустроеву Е.П. и Смагуловой С.А.

E-mail: volkiraly@mail.ru

Литература

1. Антонова И.В. Локализованные состояния в гетеросистемах на основе кремния, сформированные в деформационных полях, Докторская диссертация, Новосибирск, 2009. – С. 238.

2. Винокуров П.В., Неустроев Е.П., Смагулова С.А., Антонова И.В., Каган М.С. Исследование нестационарных процессов в структурах Si/SiGe/Si с тремя квантовыми ямами// Вестник ЯГУ, 2011г.

3. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие.-М.: Логос. 2006. – С. 30

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В АНСАМБЛЯХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ СУБВОЛНОВЫХ ОТВЕРСТИЙ

Ле Антон Тханевич

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

Поверхностные плазмон-поляритоны (ПП) представляют собой специальный класс электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы раздела металла и диэлектрика. В этом взаимодействии свободные электроны коллективно реагируют на внешнее электромагнитное поле, осциллируя в резонансе со световыми волнами. Таким образом, резонансное взаимодействие между осцилляциями поверхностных зарядов и электромагнитным полем образует ПП [1].

Оптический отклик металлических пленок с хиральными наноотверстиями, т.е. отверстиями, которые не являются их зеркальным изображением на любой прямой в плоскости пленки, представляет особый интерес. Свет с различной поляризацией может иметь различное распределение электромагнитного поля вблизи таких структур. При падении на нее света с правой круговой поляризацией электромагнитное поле фокусируется в центре отверстия, а при падении света с левой круговой поляризацией эффекта фокусировки не наблюдается [2].

В данной работе проведено моделирование пространственной структуры электромагнитного поля вблизи металлической пленки с ансамблем эллиптических субвол-

новых отверстий при падении света с правой или левой круговой поляризацией с использованием метода конечных разностей во временной области.



Рис.1 Исследуемый образец. Рис.2 Распределение поля при левой круговой поляризации. Интенсивность отложена в ло-гарифмической шкале.

Рис.3 Распределение поля при правой круговой поляризации. Интенсивность отложена в логарифмической шкале.

В работе исследовалась пленка золота размерами 4*4 мкм и толщиной 150 нм. Три равноудаленных отверстия имели эллиптическую форму с размерами полуосей 50 и 150 нм и были удалены от центра на расстояние 250 нм (рис.1). Распределение электромагнитного поля снималось на расстоянии 20 нм от образца, что соответствует экспериментальным условиям работы ближнепольного оптического микроскопа. На рис. 2 и 3 представлены расчетные распределения напряженности электромагнитного поля вблизи исследуемой структуры при падении света с левой и правой круговой поляризацией, соответственно.

В результате моделирования сделаны выводы, что, во-первых, распространяющиеся вдоль металла волны являются ПП. Во-вторых, при левой и правой круговой поляризации ПП распространяются в различных направлениях. В-третьих, отношение интенсивностей в точке на рис.2 и рис.3 составляет не менее 10⁴, что говорит о высокой чувствительности исследуемой плазмонной структуры к направлению вращения вектора электромагнитного поля в падающей электромагнитной волне.

E-mail: <u>le@nanolab.phys.msu.ru</u>

Литература

1. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона. 2. A.V. Krasavin et al., Appl. Phys. Lett. 86, 201105 (2005)

КРЕМНИЕВЫЕ НАНОКРИСТАЛЛЫ КАК ЭФФЕКТИВНЫЕ КОНВЕРТЕРЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ФОТОВОЛЬТАИКИ

**Миргородский И.В.

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

Главные преимущества солнечной энергетики заключаются в том, что это прямой способ получения чистой и практически неиссякаемой энергии. Фотовольтаика – один из основных претендентов для замены традиционных источников энергии, запасы которых ограничены в природе. Использование наноструктурированных материалов в фотовольтаике является в настоящее время одним из самых эффективных способов понижения стоимости солнечных элементов и повышения их эффективности.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Для улучшения характеристик солнечных элементов, основанных на тонкопленочных технологиях и использующих поликристаллический, аморфный кремний и другие полупроводниковые материалы, можно использовать эффект преобразования частоты падающего излучения. При этом эффективность таких солнечных элементов, которая уже сейчас достигает 20%, может быть увеличена на 2-5%, что дает значительный экономический эффект при их использовании. Механизм преобразования частоты заключается в том, что фотоны, энергия которых ниже или существенно выше ширины запрещенной зоны поглощающего вещества солнечной батареи, поглощаются специально введенными частицами, а затем переизлучаются со сдвигом энергии в рабочую область. Для преобразования высокоэнергетичной части спектра можно эффективно использовать нанокристаллы кремния. Размер нанокрисатллов определяет свойства излучаемого ими света: длину волны и интенсивность. Покрытие, содержащее нанокристаллы способно повысить эффективность солнечных элементов на несколько процентов.

В данной работе был исследован эффект понижения частоты падающего излучения с помощью нанесения кремниевых нанокристаллов на поверхность солнечного элемента. Для этого на неоптимизированный кремниевый солнечный элемент наносились нанокристаллы тонкими слоями и исследовались изменения основных характеристик: тока короткого замыкания и напряжения холостого хода.

Было установлено, что в результате конвертации излучения из ультрафиолетовой части спектра в видимую часть спектра мощность тока возрастала в 8 раз. Для определения диапазона конвертированного излучения проводились измерения спектров люминесценции кремниевых нанокристаллов.

Таким образом, показано, что кремниевые нанокристаллы могут выступать эффективными конвертерами ультрафиолетового излучения. Для существенного повышения эффективности солнечных элементов необходимо тщательное исследование толщины наносимого слоя и концентрации нанокристаллов на поверхности. Это поможет сформировать покрытие, которое будет обладать, как антиотражающими свойствами, так и выступать в роли активного элемента, преобразовывающего непоглощаемое солнечное излучение.

E-mail: <u>mirgorodskij@physics.msu.ru</u>

Литература

[1] Loucas Tsakalakos. Materials Science and Engineering R. 62 (2008) 175-189

[2] Peter Wurfel. Physics of Solar Cells. From Principles to New Concepts. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2005)

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

Морозов М.О.

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

Монокристаллический кремний обладает высокой фоточувствительностью, что позволяет преобразовывать световую энергию в электрическую. На базе этого свойства создаются фотоэлементы, которые служат основой для солнечных батарей. Однако обратный процесс преобразования электрической энергии в видимый свет в монокристаллическом кремнии невозможно. Это связано с особенностями электронных свойств кремния.

Электронные свойства кремния можно изменить путем формирования нанокристаллов на его основе, размеры которых составляют несколько нанометров. Тогда будет реализовываться квантовый размерный эффект для электронов и дырок. $y = A_0 exp$

Данный эффект ведет к увеличению ширины запрещенной зоны наноструктуры по сравнению с монокристаллом этого материала. При этом становится возможным процесс люминесценции, заключающийся в излучательной рекомбинации электронов и дырок с испусканием фотонов. Образование электрона и дырки, связанных кулоновским взаимодействием, называют экситоном. Данные процессы представляют собой повышенный интерес из-за широких перспектив использования нанокристаллов кремния, например, при создании новых типов светоизлучающих устройств, таких как светодиоды и лазеры, а также применение в биомедицинских целях (транспортировка лекарств до клеток, диагностика и лечение раковых заболеваний). Однако широкого применения нанокристаллы кремния пока не получили, т.к. их свойства до конца не изучены. В данной работе рассматриваются зависимости времени жизни фотолюминесценции кремниевых нанокристаллов от их размеров, а также температуры. Исследуемыми образцами являются наноструктуры на поверхности пленок SiO_x, полученные отжигом в атмосфере азота N₂.

Для изготовленных образцов были проведены измерения спектров и кинетик фотолюминесценции (ФЛ) в интервале температур от 15 до 160 К. Установлено, что спектр ФЛ имеет максимум в районе 850 нм, что указывает на средний размер нанокристаллов около 5 нм. На рисунке 1 представлена характерная для всех образцов зависимость затухания интенсивности фотолюминесценции от времени при температуре 35 К на длине волны 850 нм.

Для экспериментальных данных проведена численная аппроксимация по функции, так называемой длинной экспоненты:



Рис. 1. График зависимости затухания фотолюминесценции на длине волны 850 нм при температуре 35 К.

Анализ был проведен в интервале температур от 15 до 160К, была найдена характерная константа т, называемая временем жизни люминесценции. На рисунке 2 представлена зависимость времени жизни от температуры на длине волны 850нм. Данную зависимость можно объяснить с позиции экситонной теории. Помимо излучательного пути распада экситона возможна безизлучательная рекомбинация составляющих его носителей заряда, когда энергия электронов целиком переходит в тепло за счет эмиссии большого числа фононов (квантов колебательного движения). При понижении температуры уменьшается вероятность этих процессов, что приводит к увеличению времени жизни.



Рис. 2. График зависимости времени жизни люминесценции на длине волны 850 нм от температуры.

Автор выражает благодарность проф. В. Ю. Тимошенко за поставленную задачу, представленные образцы и обсуждение полученных результатов. *E-mail: mormaks@mail.ru*

ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕМТ СТРУКТУРАХ IN $_{0.52}$ AL $_{0.48}$ AS/IN $_{0.53}$ GA $_{0.47}$ AS/IN $_{0.52}$ AL $_{0.48}$ AS НА ПОДЛОЖКЕ INP ПРИ ОСВЕЩЕНИИ

Овешников Л.Н., Юзеева Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Москва, Россия

Последнее время для роста HEMT структур используют подложки InP. На таких подложках, в отличие от подложек GaAs, можно формировать квантовые ямы In_xGa_1 . _xAs с содержанием In *x* немного выше 50%, так как параметр решётки InP близок к параметру решётки InAs. Эффективная масса электронов в InAs меньше, чем эффективная масса электронов в GaAs. Это повышает подвижность электронов в квантовой яме InGaAs. Кроме того, из-за значительного разрыва зон проводимости барьеров InAlAs и квантовой ямы InGaAs квантовая яма получается достаточно глубокой для того, чтобы достигалась сильная локализация электронов [1].

В данной работе изучались НЕМТ структуры с одиночной изоморфной, то есть согласованной по параметру решетки подложкой, квантовой с ямой In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As, выращенные на InP (100). На них исследовались температурная зависимость сопротивления, эффект Шубникова – де Гааза (рис. 1), квантовый эффект Холла как в темноте, так и при освещении светом с длиной волны λ = 668 нм. Температурная зависимость сопротивления измерялась в интервале температур от гелиевой до комнатной. Эффект Шубникова – де Гааза и квантовый эффект Холла измерялись при температуре 4,2 К в магнитных полях до 6 Тл. Кроме того изучалась релаксация фотопроводимости при температуре 4,2 К. Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии, электроны в 2D канале были обеспечены дельта-легированием кремнием. Образцы отличались уровнем легирования и шириной квантовой ямы. Данные о параметрах образцов приведены в таблице.

Таблица. N_{Si} – концентрация доноров, d – ширина квантовой ямы, n_H и μ_H – Холловская концентрация и подвижность при температуре 4,2 К, $n_1 u n_2$ – концентрации электронов в первой и второй подзонах, определённые из эффекта Шубникова – де Гааза (рис. 2)

N_{Si} 10 ¹² · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	<i>d</i> нм	n_H 10 ¹² · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	n_H 10 ^{12 ·} см ⁻² (освеще- ние)	μ_H cm ² /(B [·] c)	<i>μ_H</i> см ² /(В [·] с) (освеще- ние)	$n_1(n_2)$ 10 ¹² · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	$n_1(n_2)$ 10 ¹² · см ⁻² (освеще- ние)
6,3	26	3,3	_	41600	_	2,5 (0,7)	_
4,9	18, 5	2,6	3,0	45800	46900	2,0 (0,6)	2,2 (0,7)
2,1	17, 4	2,0	2,4	53500	60200	1,7 (0,3)	1,9 (0.5)
1,7	14, 5	1,6	2,1	45200	52400	1,6 (-)	2,1 (-)

Из таблицы видно, что с уменьшением уровня легирования концентрации электронов понижаются. Для каждого образца значения концентраций электронов в первой подзоне превосходят значение концентраций во второй подзоне. Подвижность электронов растёт с уменьшением ширины квантовой ямы до 17,4 нм, а затем уменьшается. При освещении и концентрации, и подвижности электронов возрастают.



Рис. 1. Осцилляции магнетосопротивления в образце 2 при T = 4,2 К в темноте (сплошная линия) и под освещением (пунктирная линия)



Рис. 2. Спектр Фурье-преобразований для осцилляций Шубникова – де Гааза для образца 2 в темноте (сплошная линия) и под освещением (пунктирная линия)

Зонные структуры, транспортные и квантовые подвижности носителей заряда были рассчитаны теоретически для всех образцов по методике [2]. Значения подвижностей находятся как подгоночные параметры при минимизации среднеквадратичного отклонения графика Фурье-преобразования экспериментальных осцилляций Шубникова – де Гааза от получаемой кривой – Фурье-преобразования теоретических осцилляций Шубникова – де Гааза. Значения квантовых подвижностей составляют тысячи $cm^2/(Bc)$, а транспортных – десятки тысячи $cm^2/(Bc)$. Максимальные расчетные подвижности электронов у образца 3, что согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, для данной серии образцов для получения максимальной подвижности оптимальная концентрация доноров около 2 10^{12} см⁻², а ширина квантовой ямы примерно 17 нм.

Также в данных структурах изучалась проводимость и ее релаксация при освещении при температуре жидкого гелия. Во всех образцах наблюдалась замороженная фотопроводимость с зависимостью от времени $\sigma(0) - \sigma(t) = A \ln(1 + t/\tau)$, что характерно

для пространственного разделения зарядов [3]. Из подгонки релаксации фотопроводимости находились времена релаксации т. Характерные времена релаксации составляют десятки секунд.

e-mail: ragnos@list.ru

- 1. I. Vurgaftman, Meyer J. R., L. R., Ram-Mohan, J. Appl. Phys., 89, 5815 (2001)
- 2. В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин, и др., ФТП, 33, 839 (1999)
- 3. H. J. Queisser and D. E. Theodorou, Phys. Rev. B 33, 4027 (1986)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОЕВ ОКСИДА КРЕМНИЯ, СОДЕРЖАЩИХ НАНОКРИСТАЛЛЫ ГЕРМАНИЯ

Олейникова О.О.

Северо-Восточный федеральный универ. имени М. К. Аммосова, Якутск, Россия

Создание диэлектрических слоев, содержащих германиевые нанокристаллы является одним из перспективных направлений разработки оптоэлектронных приборов на основе кремния [1]. Такие слои интересны благодаря их интенсивному излучению в видимой области при комнатной температуре. Использование фотонов для передачи информации в схемах вместо электронов предлагается как одно из перспективных решений проблем наноразмерной электроники [2]. Германиевые нанокристаллы создают глубокую квантовую яму в SiO₂, что может использоваться в качестве элементов памяти.

Исследования проводились на нанокомпозитных слоях Ge:SiO₂, созданных методом магнетронного распыления из двух источников (Ge и SiO_x), расположенных на расстояний около 100 мм друг от друга. Последующий высокотемпературный отжиг приводил к формированию германиевых нанокристаллов, концентрация которых меняется вдоль образца в широких пределах. В работе использовались следующие методики измерений: вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики, частотные характеристики емкости и проводимости, зарядовая спектроскопия глубоких уровней, атомная силовая микроскопия, спектры комбинационного рассеяния.

Измерения вольт-фарадных характеристик в точках с разным содержанием германия позволили определить диэлектрическую проницаемость слоя в зависимости от содержания германия. Из вольт-фарадных характеристик также определен заряд в слое Ge:SiO₂ и его изменение вдоль образца. В случае малой концентрации нанокристаллов германия проводимость слоев маленькая. По мере увеличения концентрации нанокристаллов германия в слое оксида кремния проводимость плавно растет. Предполагается, что этот рост обусловлен появлением перколяционной проводимости через квантовые точки. Были проведены исследования образцов, отожженных при разных температурах, методом комбинационного рассеяния света. Методом зарядовой спектроскопии обнаружено, что выброс носителей с нанокристаллов германия в матрице SiO₂ является термически активируемым процессом. С помощью атомно-силового микроскопа исследованы поверхности оксида кремния, содержащие нанокристаллы германия, которые представляет собой зернистую поверхность с равномерным распределением частичек размером 15 нм.

E-mail: <u>olenikovov@mail.ru</u>

Литература

1. L.Pavesi, J.Phys.Condens. Matter 15, R1169 (2003).

2. S.K.Moore, Spectrum IEEE, 39, 25 (2002).

СОНОСЕНСИБИЛИЗАЦИЯ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Свиридов А.П.

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

В последнее время огромную популярность приобретает совместное использование ультразвука и разнообразных наночастиц. Подобное сочетание находит широкое применение в медицине, например, для адресной доставки лекарств, борьбы со злокачественными опухолями и патогенными микроорганизмами. В связи с этим активно исследуется поведение и свойства наночастиц, подверженных воздействию ультразвука различной мощности и частоты. Одним из перспективных объектов исследования является пористый кремний, который имеет очевидные преимущества в использовании: не требует больших затрат, малотоксичен для организма, эффективен для использования в фотодинамической терапии. Данная работа посвящена изучению степени нагрева водных суспензий наночастиц пористого кремния с целью проведения дальнейших биологических экспериментов *in vitro* и *in vivo*.

Получение образцов пористого кремния (*por*-Si или ПК) проводилось посредством электрохимического травления пластин монокристаллического кремния (*c*-Si) в этаноловом растворе плавиковой кислоты HF с последующим помолом их в планетарной мельнице. Исходные растворы большой концентрации были разбавлены дистилированной водой в разных пропорциях для приготовления набора суспензий с целью изучения зависимости эффекта нагрева от концентрации. Размеры частиц были определены с помощью методов просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и динамического рассеяния света (ДРС) и варьировались от 100 до 300 нм (рис. 1).

Первая часть эксперимента проводилась с использованием обычной очистительной ультразвуковой ванны, работающей на частоте излучения 330 кГц при средней мощности 2 Вт/см². В центр ванны (область максимальной кавитации) при одинаковой начальной температуре помещались сосуды, содержащие суспензии наночастиц и воду. Измерения температуры проводились каждые пять минут в течение одного часа (рис. 2).

Больший нагрев суспензий по сравнению с водой может быть обусловлен как тем, что кремниевые наночастицы могут выступать в качестве центров возникновения кавитации, так и трением между кремниевыми наночастицами и водой. Данные эффекты трансформации энергии ультразвука позволяют говорить об их возможном использовании в терапевтических приложениях, в частности, для локального гипертермического уничтожения раковых клеток. [1]

Вторая часть исследований связана с изучением эффекта тепловыделения в специально изготовленном ультразвуковом резонаторе, способном работать на медицинских частотах 1 и 2 МГц как в линейном, так и нелинейном режимах. Предварительный теоретический расчет коэффициентов поглощения для одной наночастицы был осуществлен по формуле [2]:

$$2\alpha = \frac{4}{9}k^{4}a^{4} \cdot \pi a^{2} + \frac{4}{3}\pi a^{3}k(\sigma - 1)^{2}\frac{s}{s^{2} + (\sigma + \tau)^{2}},$$

где $s = \frac{9}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a}\right), \tau = \frac{1}{2} + \frac{9}{4\beta a}, \sigma = \frac{\rho_1}{\rho_0}, \beta = \left(\frac{\omega}{2\mu}\right)^4, a$ – размер частицы, $k = \frac{2\pi f}{c}$ –

волновое число, ω – частота, $c = 1,5 \times 10^5 cm/ce\kappa$ – скорость звука в воде, $\mu = 0,01012cm^2/ce\kappa$ – коэффициент кинематической вязкости воды, $\rho_0 = 1c/cm^3$ – плотность воды, $\rho_1 = 2,3c/cm^3$ – плотность кремния. Коэффициент поглощения напрямую связан с концентрацией раствора частиц, а именно: $n = \rho/z$, где $z = 3\alpha/4\pi a^3$.



Рис. 1 Определение размеров частиц с помощью ПЭМ и ДРС



Рис. 2 Температурные зависимости воды (1), суспензий с-Si (2) и мезо-ПК (3), молотых в воде. Разности температур воды и суспензии с-Si (4) и мезо-ПК (5)

В ходе работы была снята зависимость мощности ультразвукового излучателя от частоты, непосредственный же эксперимент по эффективному тепловыделению в резонаторе планируется провести в ближайшее время. После этого станет возможным подобрать оптимальные концентрации суспензий наночастиц, а также рабочий диапазон ультразвукового излучения для проведения опытов с реальными биологическими системами.

E-mail: sviridov@automationlabs.ru

Литература

1. Осминкина Л.А., Лукьянова Е.Н., Гонгальский М.Б., Кудрявцев А.А., Гайдарова А.Х., Полтавцева Р.А., Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю., Сухих Г.Т., Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, том 151, № 1 (2011)

2. R. J. Urick, JASA, vol. 20, № 3 (1948)

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

Тамаров К. П.

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

Применение наночастиц кремния (nc-Si) 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 nc-Si. 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 nc-Si могут выступать как сенсибилизаторы активных форм кислорода [4], а, следовательно, применяться при фотодинамической терапии онкологических заболеваний. В [5] представлены данные по уничтожению раковых клеток с помощью сочетанного действия nc-Si и ультразвука. Следует, однако, отметить, что актуальным вопросам по адресной доставке кремниевых наночастиц, их взаимодействию с биологическими объектами, функциализации их поверхности, в настоящее время уделяется недостаточно внимания. В то же время высокая удельная поверхность nc-Si, достигающая величины 800 м²/г, обуславливает возможность их использования для локальной доставки лекарств.

В настоящей работе исследовалось взаимодействие nc-Si с аргинином, альбумином и пептидом (NC-769). Аргинин – аминокислота, содержащаяся основных белках гистонах и протаминах (до 85 %). В настоящее время входит в состав лекарственных средств, используется для стимулирования иммунитета. Альбумин – белок, который составляет около 60 % от всех белков, содержащихся в плазме крови. Пептид NC-769 – последовательность аминокислот; пептиды регулируют физиологические процессы организма.

Для получения водных суспензий nc-Si осуществлялся тридцатиминутный помол пластин кристаллического и пленок мезопористого и микропористого кремния, в планетарной мельнице FRITSCH «Pulverisette 7 premium line» в присутствии дистиллированной воды. Пленки мезопористого и микропористого кремния формировались стандартным методом электрохимического травления пластин (100) p^{++} 25 мОм·см и (100) р 10 Ом·см, соответственно, в растворе HF(50%):C₂H₅OH при плотности тока травления 60 мA/см² и времени травления 60 минут. Плёнка отслаивалась кратковременным увеличением плотности тока до 600 мA/см². Распределение по размерам и дзета-потенциал полученных nc-Si оценивались с помощью анализатора Malvern Instruments Zetasizer Nano ZS. Состав поверхностного покрытия nc-Si определялся из спектров ИК-пропускания на ИК-спектрометре Bruker IFS 66v/S.

В работе были получены стабильные водные суспензии nc-Si со средними размерами наночастиц порядка 70 нм. Согласно данным ИК-спектроскопии, поверхность nc-Si преимущественно покрыта кислородом, о чем свидетельствует присутствие поглощения ИК-излучения на деформационных (800 см⁻¹) и валентных (1050-1200 см⁻¹) колебаниях Si-O-Si. Кислородное покрытие поверхности обуславливает гидрофильные свойства nc-Si, что делает возможным изготовление их стабильных водных суспензий. При этом показано, что наночастицы в водных суспензиях (pH \approx 6,5) имеют отрицательный дзета-потенциал, равный -41.5, -29.8 и -28.1 мВ для частиц кристаллического, мезо- и микропористого кремния, соответственно. При этом измеренные значения дзета-потенциалов аргинина, альбумина и пептида составляли -43.3, -23.6, 18.2 мВ, соответственно. При смешивании водных растворов nc-Si с исследуемыми биообъектами наблюдалось изменение заряда поверхности nc-Si, которое составило -41.4 мВ для nc-Si+ ангинин, -38.2 мВ для nc-Si+ альбумин, 24.7 мВ для nc-Si+ пептид для образцов ме-

зопористого кремния. Согласно полученным данным, nc-Si не связывались с аргинином и альбумином. На рис. 1 представлены измерения распределения по размерам и дзетапотенциалы наночастиц мезопористого кремния в дистиллированной воде (кривая 1), и наночастиц после взаимодействия с пептидом. Увеличение размеров nc-Si, повидимому, связано с их агломерацией, которая происходит при перезарядке их поверхности.



Рис.1. Распределение по размерам и дзета-потенциалы nc-Si в их водных растворах (кривая 1) и при взаимодействии с пептидом (кривая 2).

Таким образом, показано, что ключевую роль при взаимодействии кремниевых наночастиц с биологическими объектами имеет значение их поверхностного заряда. Показан способ управления зарядом поверхности nc-Si с помощью их взаимодействия с пептидом NC-769, что может найти применение в осуществлении адресной доставки в клетки живого организма как самих наночастиц, так и различных лекарств, адсорбированных на их поверхность.

В заключение автор выражает благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любови Андреевне; к.х.н. Иткису Даниилу Михайловичу за помощь в проведении экспериментов; отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу и заведующему кафедрой проф. Кашкарову Павлу Константиновичу.

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.

6. Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова, Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих "Влияние

наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2011, том 151, №1, стр. 91-96.

ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В Р-НЕМТ СТРУКТУРАХ

Черноглазов К.Ю., Юзеева Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Москва, Россия

Полевые транзисторы с двумерным электронным газом высокой подвижности и высокой плотности широко используются для создания современных приборов CBЧ электроники. P-HEMT (pseudomorphic high electron mobility transistor) наногетероструктуры типа AlGaAs/InGaAs/GaAs, с большой подвижностью μ_e электронов и большой концентрацией n_s двумерного электронного газа по сравнению с гетероструктурой Al-GaAs/GaAs, в настоящее время широко используются для создания современных приборов CBЧ электроники.

В данной работе исследовалось влияние расстояния до поверхности L_b на оптические и электрофизические свойства P-HEMT структур с квантовой ямой $In_{0,21}Ga_{0,79}As$ на подложке GaAs с ориентацией (100). Исследуемые образцы гетероструктур были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и δ -легированы кремнием. В работе были получены спектры фотолюминесценции. Так же были измерены холловские концентрации n_{Hall} , подвижности μ_{Hall} электронов. Некоторые параметры образцов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Расстояния L_b от поверхности до дельта-слоя, концентрации электронов *n* из расчёта по осцилляциям магнетосопротивления, холловские концентрации n_{Hall} и подвижности μ_{Hall} при T = A > K

 7,2 15								
образец	L _b , нм	n, 10^{12} cm^{-2}	$n_{\text{Hall}}, 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$\mu_{\text{Hall}}, c M^2 / (B c)$				
1	18	1,53	1,54	21380				
2	15	1,55	1,55	35500				





Рис.2 Расчеты зонной структуры. Энергия отсчитывается от уровня Ферми

Наблюдаемое увеличение подвижности электронов при приближении КЯ к поверхности связано с ограничением проникновения электронов из квантовой ямы в б-

слой, и также обусловлено увеличением встроенного электрического поля в области спейсера. На спектрах фотолюминесценции (рис. 1) при уменьшении L_b возрастает интенсивность пика, отвечающего рекомбинации электронов второй подзоны размерного квантования и тяжелых дырок e2-h1. Определяющую роль в изменении соотношения интенсивностей оптических переходов играет встроенное поле и симметрия квантовой ямы. В образцах наблюдается немонотонная зависимость холловской подвижности от толщины барьерного слоя L_b , обусловленная изменениями профиля зоны проводимости в области V-образного потенциала δ -слоя. Методом самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [1] были рассчитаны зонные диаграммы структур, которые приведены на рис. 2.

e-mail: experimentator27@mail.ru

Литература

1. Р.А. Хабибуллин, И.С. Васильевский и др., ФТП 45, 666 (2011)

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАМАТЕРИАЛОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МЕТОДОМ Z-СКАНИРОВАНИЯ

Шорохов А.С.

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

Одной из важнейших задач современной лазерной физики и квантовой электроники является исследование и оптимизация параметров материалов, имеющих особенности структурирования, сравнимые или меньшие длины волны оптического излучения. Подобные структуры, относящиеся к классу так называемых метаматериалов, способны оказывать значительное воздействие на состояние проходящего через них света, что находит широкое применение в различных приложениях [1].

Для исследования нелинейно-оптических свойств метаматериала типа «fishnet» [2] с эффективным отрицательным показателем преломления в области телекоммуникационных длин волн была собрана схема Z-сканирования – методика, позволяющая быстро и эффективно измерять нелинейные добавки к показателям поглощения и преломления среды [3]. В качестве источника излучения использован инфракрасный фемтосекундный лазер с длиной волны 1.56 мкм. Лазерный импульс разделялся на два канала, один из которых представлял собой канал сравнения, а второй – систему из фокусирующих оптических элементов, электромеханического транслятора, в котором фиксировался образец, фильтров и полупроводникового детектора. В качестве исследуемой структуры для оптимизации и наладки схемы была выбрана золотая пленка толщиной 50 нм, напыленная на кварцевую подложку.

Экспериментально установлено, что собранная схема способна измерять нелинейные коэффициенты поглощения с точностью $4.3*10^{-5}$ см/Вт для образцов толщиной 50 нм. Для исследуемого образца, представляющего собой золотую пленку, полученный нелинейный коэффициент поглощения составил $8.2*10^{-3}$ см/Вт. Изучаемый метаматериал представляет собой наноструктурированную золотую пленку примерно той же толщины, поэтому можно ожидать, что нелинейные эффекты окажутся того же порядка величины и будут доступны измерению. *E-mail: shorohov@nanolab.phys.msu.ru*

Литература

- 1. D.R. Smith, J.B. Pendry, M.C.K. Wiltshire, Science 305, 788 (2004).
- 2. M. Kafesaki, I. Tsiapa, N. Katsarakis, Phys. Rev. B 75, 235114 (2007).
- 3. M. Sheik-bahae, A.A. Said, E.W. Van Stryland, Op. Lett. 14, 955 (1989).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНДАКТАНСА В НАНОПРОВОЛОКАХ С ФРАКТАЛЬНЫМ БЕСПОРЯДКОМ

Шулежко В.В.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

В работе рассчитывается распределение кондактанса квантовой проволоки с беспорядком Леви-типа, который предполагает фрактальное распределение рассеивателей. Недавно беспорядок такого типа наблюдался в полупроводниковых нанопроволоках SiC [1], выращенных с помощью процессов самоорганизации. Вариации диаметра этих нанопроволок могут быть не только периодическими, но и обладать сложной непериодической структурой, и характеризоваться корреляционными функциями с "тяжёлыми" хвостами. В другой экспериментальной работе, Бартелеми и соавт. [2] сообщили об оптической среде, в которой фотоны совершают блуждания Леви, характеризующиеся распределением пробегов асимптотически степенного типа. Такая система была названа "Леви-стеклом". Рассматриваемая в предлагаемой работе система, по сути, является его одномерным аналогом.

В теоретическом исследовании [3] Биннейкер и соавт. получили асимптотические формулы для моментов распределения кондактанса в режиме последовательного некогерентного туннелирования. С помощью этих формул они вычислили относительные флуктуации, средний спектр дробового шума и фактор Фано. В другой работе Фальчето и Гопар [4] рассмотрели более общий режим проводимости. Они вычислили распределение кондактанса. При этом они пользуются решением уравнения Дорохова-Мелло-Перейра-Кумара (ДМПК-уравнения), модифицируя его лишь заменив число рассеивателей согласно фрактальному распределению. Как известно, реализуемый режим является частным случаем одномерной многоканальной системы с фрактальным беспорядком, для которой неприменимо ДМПК-уравнение. В работе [5] предложено дробно-дифференциальное обобщение ДМПК-уравнения:

$$l^{\alpha}D_{L}^{\ \alpha}\omega(\lambda;L) = K\frac{2}{N+1}\sum_{j=1}^{N}\frac{\partial}{\partial\lambda_{j}}\left[\lambda_{j}(1+\lambda_{j})J(\lambda)\frac{\partial}{\partial\lambda_{j}}\frac{\omega(\lambda;L)}{J(\lambda)}\right] + \frac{(L/l)^{-\alpha}}{\Gamma(1-\alpha)}\delta(\lambda), \qquad L \to \infty, (1)$$

где D_L^{α} - дробная производная Римана-Лиувилля.

В настоящей работе сравниваются и анализируются решения, полученные на основе этого дробно-дифференциального обобщения с решениями Фальчето и Гопара:

$$p_{s}(G) = \frac{s^{-\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-\frac{s}{4}}}{G^{2}} \int_{y_{0}}^{\infty} dy \frac{y e^{-\frac{y^{2}}{4s}}}{\sqrt{\cosh y + 1 - 2/G}} , \text{ rge } y_{0} = ar \cosh(1/G - 1), \quad s = L/l \quad (2)$$

$$P_{\xi}(G) = \int_{0}^{\infty} p_{s(\alpha,\xi,z)}(G) g^{(\alpha)}(z) dz, \qquad s(\alpha,\xi,z) = \Gamma(1+\alpha) \cdot \xi / z^{\alpha}$$
(3)

Здесь $\xi = \langle -\ln G \rangle_L$, *L* - длина квантовой проволоки, $g^{(\alpha)}(x)$ - односторонняя устойчивая плотность Леви с показателем α . Решения Фальчето и Гопара хорошо согласуются с решениями обобщённого ДМПК-уравнения (1):

Также сравниваются моменты, рассчитанные на основе распределений в режиме последовательного некогерентного туннелирования:

$$\omega_G(y,L) = \frac{cL}{\alpha\rho y^2} (y\rho)^{1+1/\alpha} g^{(\alpha)} (cL(y\rho)^{1/\alpha}), \quad 0 < y > \rho^{-1} \quad (4)$$

$$\omega_{R}(r,L) = \frac{cL}{\alpha\rho} \left(\frac{r}{\rho}\right)^{-1-1/\alpha} g^{(\alpha)} \left(cL\left(\frac{r}{\rho}\right)^{-1/\alpha}\right)$$
(5)

с асимптотическими формулами Биннейкера и соавт. [3]. Здесь ρ - сопротивление одного барьера, *с* и α - параметры степенного распределения свободного пробега *l*:

$$P(l > x) = \frac{(c x)^{-\alpha}}{\Gamma(1-\alpha)}.$$

Частный случай из работы [1] с α =1/2 (плотность Леви-Смирнова) и ξ =1.1 представлен на рис. 1. На графике видно, что имеются особенности в точках *G*=0 и *G*=1, причем одновременно проявляются режимы баллистической и диэлектрической проводимости, чего не было в случае регулярного распределения рассеивателей рис. 2. Интеграл (3) рассчитывался методом Монте-Карло с помощью генерации односторонних устойчивых случайных величин.

С фундаментальной точки зрения важно то, что проявление нового вида универсальности определяется показателем степени закона распределения беспорядка и средней по ансамблю $\langle \ln G \rangle$.



В работе также показано, что в режиме некогерентного туннелирования среднее значение кондактанса уменьшается с увеличением длины проволоки по степенному закону, а относительные флуктуации $\sqrt{\operatorname{Var} G} / \langle G \rangle$ растут $\propto L^{\alpha/2} / \ln L$.

Далее планируется вычислить распределение кондактанса в случае комбинированного распределения (фрактального и регулярного) рассеивателей двух типов.

Автор благодарен Сибатову Р. Т. за обсуждение вопроса.

E-mail: vadim_uln@mail.ru

Литература

1. H. Kohno and H. Yoshida, Phys. Rev. E 70, 062601 (2004)

2. P. Barthelemy et al., Nature 453, 495 (2008)

3. C. W. J. Beenakker et. al., Phys. Rev. B 79, 024204 (2009)

4. F. Falceto and V.A. Gopar, Europhys. Lett. 92, 57014 (2010)

5. R. Sibatov, Fractional generalization of DMPK-equation for multichannel disordered conductors with self-similar distributions of scatterers. Preprint, <u>www.arxiv.org</u>.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции проф. Жуковский Владимир Чеславович

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СИГМА-МОДЕЛИ И ТЕМНАЯ ЭНЕРГИЯ

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 полями, однако они не дали окончательного ответа на вопрос о природе темной энергии. По этой причине в настоящей работе используются два скалярных поля нелинейной сигма-модели. Отправной точкой в наших исследованиях является монография [1], в которой представлены аналитические методы решения уравнений, и работа [2], в которой была предложена двухкомпонентная космологическая модель с пространственно-плоской метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ), 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 проводится анализ модели, состоящей из двух полей нелинейной сигма-модели и материи, включающей в себя барионную и темную материю. Уравнения модели решаются численными методами, делается вывод о характере расширения и составе Вселенной, описываемой такой моделью.

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 // arXiv:hep-th/0603057.

СПОСОБ ВВЕДЕНИЯ ДРОБНОГО ИНТЕГРО - ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ В КВАНТОВУЮ ТЕОРИЮ МНОГИХ ЧАСТИЦ

Алисултанов 3.3.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

В последнее время при исследовании нелинейных динамических систем особый интерес представляет аналитический подход, основанный на использовании математического аппарата дробного интегро - дифференцирования. В связи с этим возникает вопрос о введении данного аппарата в ту или иную область.

В системе многих частиц, взаимодействие между ними может привести к появлению квазичастиц. Взаимодействие между последними приводит, вообще говоря, к изменению зависимости кинетической энергии от импульса[1,2], в частности может привести к дробно степенной зависимости,

$$E \sim p^{\alpha}$$
, (1)

где $1 < a \le 2$, *p* - безразмерная переменная, связанная с размерной соотношением $p = {}^{q}/_{q_{0}}$, q_{0} - некоторый характерный импульс системы.

Если найти Фурье образ от (1), то мы приходим к следующему оператору Гамильтона

$$\widehat{\mathcal{H}} = -\frac{\partial^{\alpha}}{\partial x^{\alpha}}$$
,

где $\frac{\partial^{\alpha}}{\partial x^{\alpha}}$ есть дробная производная Рисса, которая определяется как [3]

$$\frac{\partial^{\alpha}}{\partial x^{\alpha}}f(x) = \frac{1}{\Gamma(2-\alpha)\cos\left(\frac{\pi}{2}[2-\alpha]\right)}\frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}}\int_{-\infty}\frac{f(\xi)d\xi}{|x-\xi|^{\alpha-1}}$$

Задача сводится к установлению связи между взаимодействием квазичастиц и зависимостью (1). Непосредственно с функцией взаимодействия квазичастиц связана вершинная функция, которую можно найти с помощью уравнения Дайсона [1].

Таким образом, между зависимостью (1) и функцией взаимодействия квазичастиц имеется неявная связь.

Проведенное исследование позволяет понять физику процесса в системе многих частиц, описываемого уравнениями дробного порядка.

E-mail: *zaur0102@mail.ru*

Литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика, часть 2. – М.: Наука, 1978.

2. Каданов, Г. Бейм. Квантовая статистическая механика. - М.: Мир, 1964.

3. Самко С.Г. Килбас Ф.Ф. Маричев О. И. Интегралы и производные дробного порядка. - Минск: Наука и техника, 1987.

ДИФФУЗИЯ В ТРУБАХ С АЛЬТЕРНИРУЮЩИМ ДИАМЕТРОМ

**Антипов А.Е.

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

В трубах постоянного сечения наличие стенок никак не сказывается на продольной диффузии частиц. Любая неоднородность сечения замедляет диффузию: расширения, способствуя увеличению посещаемого частицей объема, играют роль энтропийных ям, тогда как сужения, затрудняя переходы частицы из одной области в другую, – энтропийных барьеров. Учет энтропийных эффектов в диффузионном транспорте приводит к ряду неожиданных, ярких результатов, представляющих интерес при изучении миграции частиц в пористых материалах, каналах биологических и синтетических мембран, нанотрубках, а также ряда других физико-химических и биологически значимых процессов.

Рассмотрена простая, важная для приложений модель, в которой энтропийные эффекты ярко выражены: частица диффундирует в трубе, состоящей из периодически

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

чередующихся широких и узких участков. На больших временах оправдано огрубленное описание, при котором движение частицы рассматривается как свободная диффузия вдоль оси трубы с эффективным коэффициентом диффузии D_{eff} , зависящим от параметров трубы. В случае достаточно длинных широких участков (и произвольных узких) D_{eff} находится с помощью метода гомогенизации граничных условий. Если же широкие участки малы, по сравнению с узкими, то они играют роль «застойных зон» и расчет D_{eff} основан на теории, предложенной в работе [2]. Обсуждена зависимость D_{eff} от параметров модели и найдено их значение, при котором имеет место предельное замедление диффузии, обусловленное энтропийными эффектами.

Полученные формулы находятся в хорошем согласии с результатами компьютерного моделирования, выполненного методом броуновской динамики. Также с хорошей точностью с результатами моделирования совпадают полученные аналитические выражения для функции распределения времени прохода частицей одного периода трубы и моменты данной случайной величины.

E-mail: 89636941963antipov@gmail.com

Литература

1. Makhnovskii Yu.A., Berezhkovskii A.M., Zitserman V.Yu. Diffusion in a tube of alternating diameter. Chemical Physics Vol. 370, pages 238-243. 2010.

2. В. Ю. Зицерман, Ю. А. Махновский, Л. Дагдуг, А. М. Бережковский. // Диффузия в пористой среде с застойными зонами: анализ методами теории диффузионноконтролируемых реакций. Журнал физической химии т.82, №12, сс. 2265–2270. 2008.

КАКОВА ТОЧНОСТЬ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ДУАЛЬНОСТИ ДЛЯ УПРУГОГО ПИОННОГО ФОРМ ФАКТОРА?

*Балакирева И.А.

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

Цель данной работы – исследовать точность пионного форм фактора, извлеченного из версии правил сумм КХД локальной дуальности [1]. Это правило:

а) основано на дисперсионном трехточечном правиле сумм при бесконечно большом борелевском параметре (τ =0). В этом случае степенные поправки исчезают, и форм фактор задается только пертурбативным спектральным представлением, обрезанным на эффективном пороге континуума seff(Q);

b) использует модель для эффективного порога континуума $s_{eff}(Q)$, основанную на гладкой интерполяции между его значениями в нуле (определенным тождеством Уорда) и на бесконечности (определенным факторизацией). В работе [2] представлена простая интерполяционная формула для $s_{eff}(Q)$, которая используется и в данной работе.

Модель локальной дуальности не принимает в рассмотрение детали динамики конфайнмента. Важно понять, какова точность этой модели.

Единственное свойство, которым должна обладать теория, чтобы к ней можно было применить приближение локальной дуальности - факторизация жестких форм факторов. Следовательно, точность модели может быть исследована в квантовой механике для потенциалов, содержащих кулоновское взаимодействие и конфаймент. Соответствующие результаты опубликованы в работе [3].

Основные результаты:

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

1. Для $Q^2 < 1\Gamma \Rightarrow B^2$ точный эффективный порог, найденный из экспериментальных данных, сильно зависит от Q^2 [4, 5]. Точность приближения локальной дуальности для пионного форм фактора в этой области не очень высокая.

2. Для $Q^2>4-6\Gamma ext{9B}^2$ для описания пионного форм фактора ожидается точность, большая, чем 20% [3]. Причем она растет с ростом Q^2 .

E-mail: iraxff@mail.ru

Литература

1. A.V.Radyushkin, Acta Phys. Polon. B26, 2007 (1995).

2. V.Braguta, W.Lucha, and D.Melikhov, Phys. Lett. B661, 354 (2008); W.Lucha and D.Melikhov, arXiv:0812.0323.

3. I.Balakivera, arXiv:4140.

4. W.Lucha, D.Melikhov, and S.Simula, Phys. Rev. D76, 036002 (2007); Phys.Lett. B657, 148 (2007); Phys. Atom. Nucl. 71, 1461 (2008); Phys. Lett. B671, 445 (2009);

5. D.Melikhov, Phys. Lett. Rev. B671, 450 (2009); W.Lucha and D.Melikhov, Phys. Rev. D73, 054009 (2006); Phys. Atom. Nucl. 70, 891 (2007).

6. W.Lucha, D.Melikhov, H.Sazdjian, and S.Simula, Phys. Rev. D80, 114028 (2009); W.Lucha, D.Melikhov, and S.Simula, Phys. Rev. D79, 096011 (2009); J. Phys. G37, 035003 (2010); Phys. Atom. Nucl. 73, 1770 (2010); arXiv: 1003.1463; Phys. Lett. B687, 48 (2010); arXiv: 1008.2698.

ЭЛЕКТРООСМОС НА АНИЗОТРОПНЫХ СУПЕРГИДРОФОБНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

**Беляев А.В.

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

В последнее время развитие микрофлюидики стимулирует интерес к разработке новых эффективных методов транспорта жидкости, управления течениями и перемешивания в микро-каналах [1]. В таких системах поддержание требуемой скорости течения (0.1-1 см/сек) требует колоссальной разности давлений (порядка 10⁷ Па в канале диаметром 100 нм). Как известно, в растворах электролитов, находящихся в контакте с электрически заряженной стенкой, при приложении электрической разности потенциалов возникает течение. Использование этого эффекта, названного электроосмосом, является одним из путей из решений данной проблемы.

Ранние исследования [2, 3] показали, что эффект электроосмоса может быть усилен при наличии гидрофобного скольжения жидкости на стенке. Скольжение характеризуется величиной *b*, которая имеет размерность длины (длина скольжения) и фигурирует в качестве коэффициента пропорциональности в граничном условии Навье:

$$u=b\cdot\frac{\partial u}{\partial n},$$

где u – скорость жидкости на стенке, а n означает производную по нормали к границе твердой и жидкой фаз [4]. В этом случае скорость электроосмотического течения электролита с длиной Дебая κ^{-1} увеличивается в $(1+b\kappa)$ раз по сравнению с нескользкой (гидрофильной) стенкой. Для гладких гидрофобных поверхностей величина b обычно не превышает 10 нм, поэтому усиление незначительно.

Супергидрофобные поверхности (текстуры) создают, комбинируя эффекты шероховатости (на микро- и наномасштабе) и гидрофобности материала [5]. Важным свойством супергидрофобных покрытий является необычайно высокая подвижность

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

жидкостей на такой поверхности, что достигается наличием газовой фазой в углублениях текстуры (состояние Касси). Длина скольжения на такой композитной поверхности представляет собой некоторую усредненную (эффективную) величину, которая может достигать нескольких десятков микрон [5], приводя к значительному (на масштабах микрофлюидики) усилению ряда гидродинамических явлений, в том числе электроосмотического течения. Таким образом, комбинация явлений электроосмоса и супергидрофобного скольжения позволит достичь гигантского эффекта в очень тонких (< 10 мкм) каналах. Кроме того, особые свойства геометрии текстуры (например, выраженная анизотропия) могут привести к физически новым результатам (анизотропии электроосмотического течения, перекрёстным кинетическим эффектам и др.) [6]

В данной работе рассматривается электроосмотическое течение симметричного электролита, возникающее вблизи супергидрофобной плоскости в состоянии Касси, представляющей собой периодический массив скользких и нескользких участков-полос (т.н. «страйп-текстуры»), заряженных соответственно с поверхностной плотностью q_2 и q_1 . Таким образом, в общем случае поверхность анизотропная с неоднородным распределением заряда.

Электроосмос вблизи анизотропной поверхности характеризуется с помощью тензора М электроосмотической подвижности [7], который связывает скорость электроосмоса и тангенциальную компоненту напряженности электрического поля: $U_{eo}=M\cdot E_t$. В отличие от предшествующих работ [7, 8] рассматривается случай неидеального скольжения на участках контакта жидкости и газа.

В рамках используемой модели распределение электрического потенциала подчиняется линеаризованному уравнению Пуассона-Больцмана. Динамика жидкости описывается с помощью уравнений Стокса. Рассматриваются две ситуации: когда электрическое поле параллельно и ортогонально полосам супергидрофобной текстуры, т.е. приложено в главных направлениях тензора М.

Нами получены аналитические выражения для главных значений тензора электроосмотической подвижности в пределах тонкого и широкого (по сравнению с периодом текстуры) двойного электрического слоя. В общем случае произвольного ДЭС решение найдено численно. В зависимости от соотношения зарядов q_2 и q_1 , локальной длины скольжения *b* и доли скользкой фазы на поверхности ϕ_2 течение может быть как анизотропным, так и проявлять эффективный изотропный характер (несмотря на анизотропную геометрию текстуры). Показано, что усиление электроосмотического течения по сравнению с гладкой поверхностью невозможно, если скользкие участки не заряжены ($q_2=0$). С другой стороны, наличие скольжения может приводить к возникновению ненулевого среднего течения, даже если средний заряд поверхности ($\phi_1q_1+\phi_2q_2$) равен нулю. В случае, когда заряды скользкой и нескользкой фазы имеют противоположный знак, вблизи супергидрофобной поверхности возникают вихри, характерный размер и структура которых определяется соотношением зарядов q_2/q_1 , величиной радиуса Дебая и параметрами текстуры.

Результаты данной работы показывают, что комбинация электроосмоса и супергидрофобного скольжения является эффективным способом преобразования электрической энергии в механическую энергию жидкости в микроустройствах. Кроме того, возникновение вихрей и генерация поперечного течения вблизи неоднородно заряженных анизотропных поверхностей могут быть одним из путей решения проблемы перемешивания жидкости в микрофлюидике.

E-mail: al belyaev@inbox.ru

Литература

1. Squires T. M., Quake S. R. Microfluidics: Fluid physics at the nanoliter scale// Rev. Mod. Phys. 2005, 77, p. 977–1026.

2. Муллер В.М., Сергеева И.П., Соболев В.Д., Чураев Н.В. Учет граничных слоев в теории электрокинетических явлений. // Коллоид.журн. 1986. Т. 48, N 4, C. 718 - 727.

3. Joly L., Ybert C., Trizac E., Bocquet L. Hydrodynamics within the electric double layer on slipping surfaces// Phys. Rev. Lett., 2004, 93, 257805.

4. Vinogradova O.I. Drainage of a thin liquid film confined between hydrophobic Surfaces// Langmuir. 1995, 11, p. 2213-2220.

5. Rothstein J. P. Slip on Superhydrophobic Surfaces// Annu. Rev. Fluid Mech. 2010, 42, p. 89-109.

6. Brunet E., Ajdari A. Generalized Onsager relations for electrokinetic effects in anisotropic and heterogeneous geometries.// Phys. Rev. E. 2004, 69, 016306.

7. Squires T.M. Electrokinetic flows over inhomogeneously slipping surfaces. // Phys. Fluids. 2008, 20, 092105.

8. Bahga S.S., Bazant M. Z., Vinogradova O. I. Anisotropic electro-osmotic flow over superhydrophobic surfaces.// J. Fluid Mech. 2008, 613, 125-134.

НАРУШЕНИЕ ЗАКОНА ЦИПФА-МАНДЕЛЬБРОТА В РАНГОВОМ АНАЛИЗЕ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ

Валежанина Е. В., Дятлова М.В.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

В работе исследовались ранжированные распределения теплопроводности и модуля Юнга металлов, построенные с помощью [1, 2] и представленные на Рис. 1 и 2. Показано, что эти распределения отличаются от универсального рангового закона Ципфа [1]: $w(r) = A/r^{\alpha}$. Здесь r – ранговый номер, w(r) – соответствующие значения ранжируемого параметра, α – скейлинговый показатель. Отличие проявляется в появлении излома и наличии двух степенных участков рангового распределения. В работе исследуются статистические и связанные с ними физические причины этого различия. Обсуждается возможность применения методов рангового анализа в материаловедении.

Ципф вывел свой закон в количественной лингвистике при анализе частоты появления слов определенной длины в большом тексте [3]. Этот же закон появляется при анализе размеров городов, численности популяций, различных экономических показателей и т. д. [4, 5]. В настоящее время этот закон претендует на роль универсального рангового распределения при анализе сложных замкнутых систем, поэтому представляет интерес выяснение причин этой универсальности и механизмов отклонения от закона для конкретных систем.

Перлин [6] связал обратный степенной закон Ципфа для $\alpha = 1$ с двумя ключевыми вопросами теории вероятностей: центральной предельной теоремой (ЦПТ) и задачей о случайном разбиении единичного интервала. Таким образом, отклонение от закона Ципфа с $\alpha = 1$ может быть вызвано нарушением (ЦПТ) или неравномерностью случайного разбиения интервала. Важнейшие условия ЦПТ заключаются в независимости суммируемых случайных величин и конечности дисперсии (ограниченности флуктуаций). Следовательно, ее нарушение может быть вызвано наличием корреляций или расходимостью второго момента.

Специалисты-физики заинтересовались законом Ципфа благодаря одной из работ Мандельброта [7]. Он ввел модификацию этого закона с учетом иерархических (фрактальных) свойств системы: $w(r) = A/(1+Cr)^{\alpha}$, где C – дополнительный подгоночный параметр.

Примечателен тот факт, что распределение Ципфа-Мандельброта удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению [8]

$$\frac{dw}{dr} = -\lambda w^q.$$

Решением этого уравнения является функция,

$$w(r) = \frac{1}{\left[1 + (q-1)\lambda \ r\right]^{1/(q-1)}}$$

которая имеет степенную асимптотику $w(r) \propto r^{-1/(q-1)}$. Это нелинейное уравнение является важнейшим в термодинамике неэкстенсивных систем [8, 9] и его решение связано с обобщенной энтропией Цаллиса. В термодинамике неэкстенсивных систем вводится обобщение центральной предельной теоремы для коррелированных случайных величин.

С другой стороны, хорошо известно, что распределения со степенными хвостами (например, устойчивые и дробно-устойчивые) являются решениями уравнений с дробными производными [10]. При этом устойчивые распределения являются предельными для суммы независимых случайных величин с расходящейся дисперсией.



Рис. 1. Ранговое распределение 28 металлов по модулю Юнга, где W-модуль Юнга, 10^{10} , H/m^2 ; r – ранговый номер металла. a) График W(r); r = 1 – осмий; r = 28 –свинец; A= 56; β =0,6; R = 0,91; б) График ln W= f(ln r): β =0,94; R = 0,82.



Рис.2. Ранговое распределение 52 металлов по теплопроводности; r – ранг; a) график W (r); A= 511; β = 0,6; R= 0,92; б) график ln W =f (ln r); β = 1; R = 0,79.

Наличие излома в ранговом распределении может быть объяснено в рамках модели [8], основанной на эволюционном уравнении с двумя нелинейными слагаемыми, или с помощью концепции усеченных распределений Леви [11].

E-mail: Kat-valezhanina@yandex.ru

Литература

1. Таблицы физических величин. Справочник. / Под ред. акад. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат (1976).

2. Волков А.И., Жарский И.М. Большой химический справочник. – Минск: Современная школа (2005).

3. George K. *Zipf, Human Behavior and the Principle of least Effort*. Addison–Wesley (1949).

4. Gabaix, X. Zipf's law for cities: An explanation. *Quart. J. Econ.* 114, 739–767 (1999).

5. Zanette D. H. Zipf's law and the creation of musical context. *Musicae Scientiae* 10, 3–18 (2006).

6. Perline R. Zipf's law, the central limit theorem, and the random division ... *Phys Rev. E* 54, 220 (1996).

7. B. Mandelbrot, Information Theory and Psycholinguistics: A Theory of Words Frequencies, in Readings in Mathematical Social Science. P. Lazafeld and N. Henry, Editors, Cambridge MA, MIT Press (1966).

8. Montemurro M. A. Beyond the Zipf-Mandelbrot law in quantitative linguistics. arXiv0104066v2 (2001)

9. C. Tsallis, J. Stat. Phys., 52, 479 (1988)

10. Сибатов Р. Т., Учайкин В. В. Успехи физ. наук 10, 1079 (2009).

11. Mantegna R. N., Stanley H. E. Stochastic process with ultraslow convergence to a Gaussian: The truncated Levy flight. Phys. Rev. Letters 73, 2946 (1994).

НЕМАТИЧЕСКОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ ЖЕСТКОЦЕПНЫХ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТОВ, ИНДУЦИРОВАННОЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ЭФФЕКТ ДИСКРЕТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА ВДОЛЬ ЦЕПИ.

Венев С.В.

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

Исследование жесткоцепных молекул (и жидких кристаллов), которые будем далее называть «стержнями», привело к созданию «надежных» теорий, объясняющих явления упорядочения как для жидких кристаллов, так и для жесткоцепных полимеров с различными механизмами гибкости. В то же время теории нематического упорядочения полиэлектролитных стержней (диссоциирующих на заряженный макроион и мобильные противоионы в растворе) предлагали различные физические интерпретации явления. Неполный учет электростатических взаимодействий между заряженными компонентами системы приводил порой к качественно неверным результатам. Детальный учет многочастичного электростатического взаимодействия между заряженными компонентами системы¹, позволил заключить, что эти взаимодействия между стержнями соответствуют эффективному притяжению и более того, способствуют нематическому упорядочению во всех рассмотренных режимах.

Однако одним из приближений этой теории является предположение о непрерывном распределении заряда вдоль стержней (заряд равномерно «размазан» по стержню), однако такое приближение неудовлетворительно² в случае высокой концентрации стержней или их слабой заряженности. В данной работе нами предложена модель³, точно учитывающая расположение зарядов вдоль стержней, а так же их «точечность» (Рис. 1). Был посчитан вклад электростатических взаимодействий в свободную энергию системы:

$$\frac{\Delta F_{corr}}{k_B T} = \frac{V}{2} \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \left[\ln \left(1 + \tau \rho \ell \frac{1 + m \tau b_{\vec{q}}}{q^2} \right) - \tau \rho \ell \frac{1 + m \tau b_{\vec{q}}}{q^2} \right]$$
$$b_{\vec{q}} = \int d\vec{n} f(\vec{u}, \vec{n}) \frac{\sin^2(\vec{q}\vec{n} \cdot L/2)}{(m\tau)^2 \sin^2(\vec{q}\vec{n} \cdot L/(2m\tau))},$$

здесь m - полное число звеньев стержня, τ - доля заряженных звеньев, ρ - концентрация стержней, V - полный объем системы, $f(\vec{u}, \vec{n})$ - это ориентационная функция распределения с директором \vec{u} . Проведены численные вычисления для случаев изотропного и полностью упорядоченного распределения стержней, было продемонстрировано усиление роли электростатики в системе, а так же значительное усиление ориентирующего действия электростатических взаимодействий по сравнению с непрерывной моделью (получаема предельным переходом $m\tau \rightarrow \Box$).



Рис. 1 Схематическое изображение системы, в целом она - электронейтральна.

Литература

1. I.I. Potemkin and A.R. Khokhlov., J. Chem. Phys. 120, 10848 (2004)

2. I.I. Potemkin and V.V. Palyulin., Phys. Rev. E 81, 041802 (2010)

3. D. Yang, S.V. Venev et al., J. Chem. Phys. 134, 074901 (2011)

ДИНАМИКА СВЯЗЫВАНИЯ ТРЕХ ИДЕНТИЧНЫХ АТОМОВ В МОЛЕКУЛУ В УСЛОВИЯХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Жуков Е.В.

Государственный университет Молдовы, Кишинев, Молдова

В данной работе представлены основные результаты исследования динамики образования бозе-конденсированных тримеров (трехатомных молекул) в условиях рамановского процесса взаимодействия атомов и молекул с двумя импульсами когерентного лазерного излучения. Актуальность этих исследований является несомненной. Они затрагивают такие вопросы, как рассмотрение квантовых процессов и волн материи на макроуровне, образование новой формы материи, возникновение новых научных направлений, таких как «суперхимия» и атомтроника; создание квантовых компьютеров и атомных лазеров и т.д.

Предполагается, что три одинаковых свободных бозе-конденсированных атома с нулевой кинетической энергией (нулевая температура) и полной энергией $E_i = 3\hbar\omega_0$ переходят в молекулярное состояние с энергией $E_m = \hbar\Omega_0$ через возбужденное молекулярное состояние E_u , поглощая и излучая кванты света с энергиями соответственно $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ (рис. 1). При этом используются два фазово-когерентных импульса с частотами ω_1 и ω_2 и определенными значениями амплитуд полей и фаз. Связывание атомов в молекулу приводит к переносу одного фотона от первого импульса ко второму. Поэтому усиление одного из импульсов и ослабление другого в процессе атомномолекулярной конверсии могло бы быть указанием на существование когерентности



процесса. Что касается промежуточного возбужденного уровня с энергией E_u , то его можно исключить из рассмотрения, используя принцип адиабатического следования. В ряде работ было показано, что населенность верхнего возбужденного уровня исчезающе мала по сравнению с населенностями нижних уровней.

Рис.1 Схема процесса индуцированной рамановской атомномолекулярной конверсии. Уровень *a a a* соответствует энергии трех свободных атомов, уровень *b* — энергии свободной молекулы.

Предложен модельный гамильтониан \hat{H} , который описывает процесс атомнотримерной конверсии как единый процесс:

$$\hat{H} = \hbar g \left(\hat{a} \hat{a} \hat{b}^{\dagger} \hat{c}_1 \hat{c}_2^{\dagger} + \hat{a}^{\dagger} \hat{a}^{\dagger} \hat{a}^{\dagger} \hat{b} \hat{c}_1^{\dagger} \hat{c}_2 \right) + \hbar \omega_0 \hat{a}^{\dagger} \hat{a} + \hbar \Omega_0 \hat{b}^{\dagger} \hat{b} + \hbar \omega_1 \hat{c}_1^{\dagger} \hat{c}_1 + \hbar \omega_2 \hat{c}_2^{\dagger} \hat{c}_2,$$

где \hat{a} и \hat{b} (\hat{a}^{\dagger} и \hat{b}^{\dagger}) - бозонные операторы уничтожения (рождения) соответственно атомного и тримерного состояний, \hat{c}_1 и \hat{c}_2 (\hat{c}_1^{\dagger} и \hat{c}_2^{\dagger}) – операторы уничтожения (рождения) фотонов с частотами ω_1 и ω_2 , а g — константа конверсии.

Исходя из этого гамильтониана, была получена система нелинейных эволюционных уравнений для амплитуд a, b, c_1, c_2 , используя которые удалось получить систему нелинейных уравнений для плотностей атомов $n = a^{\dagger}a$, молекул $N = b^{\dagger}b$, фотонов $f_{1,2} = c_{1,2}^{\dagger}c_{1,2}$, а также для двух «компонент поляризации» $Q = i(aaab^{\dagger}c_1c_2^{\dagger} - a^{\dagger}a^{\dagger}a^{\dagger}bc_1^{\dagger}c_2)$, $R = aaab^{\dagger}c_1c_2^{\dagger} + a^{\dagger}a^{\dagger}a^{\dagger}bc_1^{\dagger}c_2$. Из этих уравнений видно, что если в начальный момент отсутствуют две какие-либо компоненты системы, то эволюция оказывается невозможной. В приближении среднего поля получены точные аналитические решения системы нелинейных уравнений, а также решения в различных приближениях через эллиптические функции, которые описывают динамику плотностей атомов, молекул и фотонов в процессе стимулированной атомно-молекулярной конверсии в бозе-эйнштейновском конденсате.

Показано, что процесс конверсии может быть как периодическим, так и апериодическим во времени, причем скорость протекания процесса существенно определяется начальными плотностями частиц и начальной разностью фаз. В зависимости от начальных условий возможно установление различных режимов процесса конверсии. Предсказывается возможность установления особого состояния системы — покоя — при ненулевых значениях начальных плотностей частиц, так как процессы связывания атомов в молекулы и распада молекул сбалансированы.

В приближении заданных начальных плотностей фотонов обоих импульсов $(f_{10}, f_{20} \gg n_0, N_0)$ показано, что имеет место апериодический режим превращения атомов в молекулы. На начальном этапе плотность молекул медленно убывает, причем, чем больше отношение n_0/N_0 , тем быстрее происходит это убывание. Затем плотность молекул достигает минимума, после чего начинает расти и асимптотически стремится к величине $N_0 + \frac{n_0}{3}$. Имеет место также другой апериодический режим, когда плотность

В случае заданных начальных плотностей атомов n_0 и фотонов второго импульса f_{20} ($n_0, f_{20} \gg N_0, f_{10}$) имеет место периодический режим превращения атомов в молекулы, причем период осцилляций плотности молекул монотонно убывает с ростом n_0 и f_{20} .

В случае, если $f_{10}, N_0 \gg f_{20}, n_0$, то имеет место снова апериодический режим превращений атомов в молекулы.

Изученные процессы представляют собой пример новой химии — «суперхимии», в которой имеет место когерентное стимулирование химических реакций. Коллективные осцилляции плотностей атомов и молекул свидетельствуют о существовании когерентности в системе. Стимулированная квантовая динамика может заменить обычную при сверхнизких температурах, давая полностью новый тип коллективного поведения системы. В будущем специфика бозе-стимулированной химической динамики может открыть путь для новых типов квантово-контролируемых химических реакций.

E-mail: logarifmus@gmail.com

ЛАМИНАРНОЕ ПЛАМЯ И ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ДВУМЕРНОМ ПОТОКЕ

Зайцев М. Л.

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва, Россия

Большой научный интерес представляет поиск единого уравнения, описывающего химическое равновесие и движение фронта реакции [1-3]. Прямое численное моделирование процесса горения сильно затруднено разностью характерных химических и гидродинамических размеров [1]. Уравнение фронта горения сначала было получено в приближении слабо искривленного пламени и/или малого теплового расширения при горении [4-6]. В последнее время появились работы, где это ограничение в некоторых случаях снимается [7-9].

В данной работе выводятся соответствующие уравнения пламени в двумерном (2D) потоке с минимальными ограничениями, позволяющими учесть влияние звука на развитие (или затухание) неустойчивости Дарье-Ландау, методом, отличным от уже существующих. Полная система гидродинамических уравнений, описывающих развитие неустойчивости фронта реакции в двумерном потоке сведена к замкнутой системе поверхностных уравнений, с использованием переменных Лагранжа и интегралов движения. Полученная система позволяет исследовать процессы внутри фронта, не решая при этом полную систему уравнений гидродинамики и химической кинетики. Понимание динамики распространения пламен позволило бы глубже понять механизм их развития и обнаружить новые эффекты и явления.

В работе [10] была выведена аналогичная система в трехмерном случае. Но в двумерном потоке развитый там метод не работал. Данная работа дополняет результаты той работы и позволяет в простом двумерном случае исследовать фронт реакции и все его основные свойства, важные в приложениях.

E-mail: <u>mlzaytsev@gmail.com</u>

Литература

1. Я.Б. Зельдович и др. Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука (1980)

2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика: Гидродинамика. Т. VI. - М.: Наука (1986)

3. F.A. Williams. Combustion Theory, Benjamin, CA. (1985)

4. G.I. Sivashinsky, Acta Astronaut. 4, 1177 (1977)

- 5. M. Frankel, Phys. Fluids A 2, 1879 (1990)
- 6. V. Bychkov, M. Zaytsev and V. Akkerman, Phys. Rev. E 68, 026312 (2003)
- 7. H. EL-Rabii, G. Joulin and K. Kazakov, Phys. Rev. Lett. 100, 174501 (2008)
- 8. G. Joulin G., H. El-Rabii and K. Kazakov, J. Fluid Mech, 608, 217 (2008)
- 9. K. A. Kazakov, Phys. Rev. Lett. 94, 094501 (2005)
- 10. М.Л. Зайцев, В.Б. Аккерман, ЖЭТФ. Т. 135, № 4, С. 800-819 (2009)

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЯВЛЕНИЯ НОВЫХ СОЛИТОННЫХ РЕШЕНИЙ В БОЗОН-ФЕРМИОННЫХ СМЕСЯХ.

Зезюлин К.В.

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

В последние годы появляется большое число работ, которые посвящены конденсату Бозе-Эйнштейна. В частности, актуальным является исследование солитонных решений. Так в работе [1] экспериментально изучаются некоторые свойства темного солитона в конденсате Бозе-Эйнштейна. А в работе [2] теоретически рассматривают возможность появления солитонов в смеси бозонов и фермионов.

В данной работе исследуется динамика возмущений малой амплитуды в бозонфермионной системе с короткодействующими потенциалами взаимодействия. В рассматриваемых условиях решения появляются только при учете третьего порядка по радиусу взаимодействия [3] и являются новыми типами солитонов в конденсате Бозе-Эйнштейна и бозон-фермионной смеси. За основу берутся уравнения непрерывности и баланса импульса (уравнение Эйлера), которые выводятся методами квантовой гидродинамики [3]. Все уравнения и их решения рассматриваются с точностью до третьего порядка по радиусу взаимодействия.

В данной работе используется метод, предложенный в работе [4]. Полученное таким образом уравнение для возмущения является уравнением Кортевега-де Фриза. А сами возмущения имеют вид солитонов:

$$n = n_{0b} + s \cdot n_{1b},$$

$$n_{1b} = -\frac{s}{3pv} \frac{1}{\left[sh\left(\sqrt{-\frac{vp}{4q}}\eta\right)\right]^2},$$

p,*q*, *s* – коэффициенты, которые находятся из исходных уравнений, и имеющие довольно сложный вид. Причем либо *p*, либо *q* принимает отрицательное значение (в зависимости от типа ветви решения – бозонной или фермионной).

v – скорость распространения волны.

Анализ решений показал, что учет третьего порядка по радиусу взаимодействия приводит к существованию солитонных решений, которые невозможно предсказать при рассмотрении только первого порядка (приближение Гросса-Питаевского). Новое решение появляется при рассмотрении фермионной ветви при условии на коэффициент фермион-фермионного взаимодействия (что соответствует отталкиванию между фермионами) $Y_{2ff} < -10^{-49}$ Джс · M⁵. В бозонной части получившихся решений также появляется новое солитонное решение.

Решения существуют при больших по модулю значениях констант взаимодействия, которые можно достигнуть по средствам резонанса Фешбаха [5], [6], а также концентрациях $n \sim 10^{14} \text{ см}^3$.

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. S. Burger, et al., Phys. Rev. Lett. 83, 5198(1999)

2. T. Karpiuk, et al., Phys. Rev. Lett. 93, 100401 (2004)

3. P. A. Andreev, L. S. Kuzmenkov, PhysRevA. 78, 053624 (2008)

4. B. C. Kalita, R. Das, Plasma Phys. 5, 3588 (1998)

5. Cheng Chin, et al., Rev. Mod. Phys. 82, 1225 (2010)

6. I. Bloch, et al., Rev. Mod. Phys. 80, 885 (2008)

О НЕКОТОРЫХ ПРИЛОЖЕНИЯХ МЕТОДА ОБОБЩЕННЫХ ПОДСТАНОВОК КОУЛА-ХОПФА К ЗАДАЧАМ ГАЗО-ГИДРОДИНАМИКИ

Зиновьев Д.А., Журавлев В.М.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

К настоящему времени известно сравнительно небольшое количество точных решений уравнений Эйлера и Навье-Стокса [1,2] для течений сжимаемой жидкости в двумерном и трехмерном случае, которые могут служить базой для решения конкретных прикладных задач. Поэтому в настоящее время при решении большинства прикладных задач приоритет отдается численным моделям динамики жидкости. Однако такой подход не позволяет решить целый ряд фундаментальных задач в этой области. Поэтому поиски методов построения точных решений уравнений Эйлера и активных направлений исследования Навье-Стокса остаются ОДНИМ ИЗ В математической физике и гидромеханике см., например, [3] и библиографию там. Обычно точные решения строятся на основе параметризации некоторого класса течений, исходя из каких-либо симметрийных условий или аналитических свойств функций, входящих в параметризацию. Такой подход особенно эффективен в случае двумерных течений несжимаемой жидкости, для которых можно ввести функцию тока [1,2] и использовать в явном виде дифференциальные законы сохранения см. например, [7]. В трехмерном случае методы параметризации иные, но по сути сводятся к аналогичным методам [3,4]. Достаточно универсальные методы для сжимаемой жидкости отсутствуют в настоящее время.

Для одномерных вязких течений классическим результатом является подстановка Коула-Хопфа, позволяющая свести уравнение Бюргерса к линейному уравнению теплопроводности [5]. Обобщение этого подхода было использовано в работах [8,9,10] для построения точных решений уравнений Эйлера и Навье-Стокса сжимаемой жидкости для одномерных течений. А в работе [11] в частном случае квазипотенциальных течений аналогичный результат был получен для двумерных результаты течений идеальной жидкости. Эти для одномерных течений интерпретируются с несколько иных позиций в данной работе, что позволяет получить еще еще более обобщенный результат, чем в [9,10]. Как оказалось, новый способ параметризации одномерных течений может быть перенесен и на многомерный случай. В работе на основе такого подхода получены общие представления для трехмерных течений сжимаемой идеальной и вязкой жидкости, которые связываются некоторым функциональным преобразованием с другим набором уравнений, вид которых зависит произвольных функций. Такое преобразование фактически является от преобразованием Бэклунда. Выбор произвольных функций позволяет строить новые классы точных решений уравнений динамики жидкости.

Метод обобщенных подстановок Коула-Хопфа (МОПКХ) [8,9,10] базируется на следующих общих соотношениях. Рассматривая пару дифференциальных соотношений:

$$T_t + V(x,t)T_x = 0, \ T_{xx} + U(x,t)T_x = 0, \ (1)$$

можно показать прямыми вычислениями [8,9,10], что вся совокупность их дифференциальных следствий оказывается замкнутой, если функции V(x,t) и U(x,t) связаны одним уравнением:

$$U_t = \frac{\partial}{\partial x} (V_x - UV). \tag{2}$$

Это означает, что любая производная функции Т может быть представлена в следующем виде:

$$T^{[k,n]} = \frac{\partial^{k+n} T}{\partial x^k \partial t^n} = A^{(k,n)} [U, V] T_x, \ k, n = 0, 1, 2, \dots,$$

где $A^{(k,n)}[U,V]$ - дифференциальные полиномы только и только функций U и V. Эти полиномы вычисляются рекуррентно из (2) по следующей схеме:

$$A^{(k+1,n)}[U,V] = \frac{\partial}{\partial x} A^{(k,n)}[U,V] - UA^{(k,n)}[U,V],$$

$$A^{(k,n+1)}[U,V] = \frac{\partial}{\partial t} A^{(k,n)}[U,V] - QA^{(k,n)}[U,V],$$

$$A^{(0,1)}[U,V] = V, \ A^{(1,0)}[U,V] = 1, \ A^{(2,0)}[U,V] = U,$$
(3)

где $Q = V_x - VU$. В этой схеме наиболее важным является то обстоятельство, что соотношения (2) и (3) выполняются при любой функции T. Пусть функции T выбираются из множества решений некоторого интегрируемого нелинейного уравнения в частных производных, например, линейного уравнения конечного порядка с постоянными коэффициентами:

$$\sum_{k=1}^{N} \sum_{n=1}^{L} C_{k,n} T^{[k,n]} + C_{01} T_{t} + C_{1,0} T_{x} = 0.$$
(4)

Тогда с помощью соотношений (3) интегрируемое уравнение для T преобразуется к нелинейному уравнению для функций U и V:

$$\sum_{k=1}^{N} \sum_{n=1}^{L} C_{k,n} A^{(k,n)} [U,V] - C_{01} V + C_{1,0} = 0.$$
(5)

Поэтому соотношения (1) можно рассматривать как обобщенные подстановки Коула-Хопфа, линеаризующие (5) к уравнению (4). В частном случае, когда функция *Т* удовлетворяет уравнению теплопроводности:

$$T_t = v T_{xx},$$

функция U удовлетворяет уравнению Бюргерса

$$U_t = v U_{xx} - 2v U U_x.$$

В этом случае соотношения (1) эквивалентны классической подстановке Коула-Хопфа [5,6], что оправдывает общее название данного подхода.

Данный метод обобщается на более широкий класс уравнений, в частности, на многомерные матричные уравнения в частных производных, а так же уравнения, в которых частные производные заменены на другие типы операций [10,11].

В работе построено общее представление решений уравнений одномерных течений вязкой сжимаемой жидкости, с помощью которого можно находить точные решения. Найдено общее представление решений уравнений Эйлера трехмерных

течений сжимаемой жидкости. По аналогии найдено представление для течений в равномерно-вращающейся системе отсчета. Данный подход распространен на случай трехмерных вязких течений сжимаемой жидкости с определенного вида объемными силами.

e-mail: ¹*zinovjev_d@mail.ru*, ¹*zhvictorm@mail.ru*

Литература

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. Л.: Гос. изд. техникотеоретической литературы, 1950

2. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. М.: Наука, 1963

3. Полянин А.Д., Аристов С.Н., ДАН, 420:2, 180-185

4. Броман Г.И., Руденко О.В., УФН, 180:1 2010, 97-104

5. J.M.Burgers. The nonlinear diffusion equation. Dordrecht, Holland: D. Reidel Publisher Company, 1974

6. Дж. Уизем. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1978

7. Журавлев В.М., ПММ, 58:6 1994, 60-67

8. Журавлев В.М., Никитин А.В., Нелинейный мир, 5, N 9, 603-611 2007

9. Журавлев В.М., Зиновьев Д.А., Письма в ЖЭТФ, 87, N 5, 314-319 2008

10. Журавлев В.М., ТМФ, 158:1 2009, 58-71

11. Журавлев В.М., Зиновьев Д.А., Письма в ЖЭТФ, 88:3 2008, 194

О РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТАХ В КВАНТОВОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

Иванов А.Ю.

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

В последние годы метод квантовой гидродинамики зарекомендовал себя как эффективный метод исследования во многих разделах физики: при исследовании спиновых волн, резонансного взаимодействия пучков нейтронов с веществом, волн в диэлектрических низкоразмерных структурах, а также ультрахолодных квантовых газов [1, 2, 3]. В исследованных ранее физических системах предполагалось, что потоки всех величин имеют скорость много меньшую, чем скорость света. Многие процессы, в частности, динамика пучков частиц, требуют для своего исследования релятивистскую квантовую теорию коллективных процессов в веществе. Такую теорию можно построить в рамках аппарата квантовой гидродинамики. В качестве первого этапа можно ограничиться слаборелятивистским приближением, которому соответствует гамильтониан Брейта и классический лагранжиан Дарвина [4].

Данная работа посвящена включению релятивистских слагаемых в уравнения квантовой гидродинамики. Эта система уравнений выводится из многочастичного микроскопического уравнения Шредингера. Тип рассматриваемой физической системы определяется заданием гамильтониана. При выводе системы уравнений квантовой гидродинамики мы ограничиваемся уравнениями баланса числа частиц, импульса и энергии, что соответствует известному из классической кинетики пятимоментному приближению. Как и в классической физике, эти уравнения являются незамкнутыми, и в общем случае мы получаем цепочку уравнений типа цепочки Боголюбова в физической кинетике.

На раннем этапе метод цепочки Боголюбова был развит для кулоновского взаимодействия. Позднее рассматривались его обобщения на случай слаборелятивистских систем [5], используя при этом лагранжиан Дарвина. В этой работе впервые выводится система уравнений квантовой гидродинамики для системы заряженных частиц, исходя из лагранжиана Дарвина и квантуя соответствующий ему гамильтониан.

В качестве первого шага, как и в нерелятивистском случаем, мы определяем плотность числа частиц через многочастичные волновые функции физической системы. Далее, дифференцируя её по времени и используя уравнение Шредингера, получается уравнение непрерывности, в котором возникает вектор плотности потока вероятности. Аналогично получаем уравнение эволюции потока вероятности, которое содержит в себе информацию о взаимодействии частиц между собой и внешнем полем. Это уравнение выражает локальное изменение импульса в системе многих частиц и является аналогом уравнения Эйлера. Следующим шагом мы выполнили вывод квантового неравновесного уравнения баланса энергии.

E-mail: alexiv0@mail.ru

Литература

1. П. А. Андреев, Л. С. Кузьменков, М. И. Труханова. Динамика сложных систем. Т. 4. №1. С. 32. 2010.

2. P. K. Shukla, YΦH, 180 55 (2010).

3. F. A. Asenjo, V. Muñoz, J. A. Valdivia, S. M. Mahajan. Phys. Plasmas 18, 012107 (2011).

4. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Квантовая электродинамика. М.: Физматлит, 2001.

5. И. П. Павлоцкий. Введение в слаборелятивистскую статистическую механику. М.: Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша АН СССР, 1987.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СУПЕРДИФФУЗИИ В БИЛЬЯРДАХ С ПОДВИЖНЫМИ СТЕНКАМИ

Краснова А.К.

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

Бильярдная динамическая система описывает движение материальной точки в некоторой ограниченной области многообразия с условием упругого отражения от границы по закону "угол падения равен углу отражения". Системы бильярдного типа служат полезными моделями в статистической физике, акустике и в некоторых других областях.

Бильярды с осциллирующими границами принадлежат к относительно новой области математической физики. Когда граница бильярда осциллирует, частица сталкивается как со стенками, которые движутся в ту же сторону, так и с теми, которые движутся навстречу. Суммарный эффект этих замедляющих и ускоряющих соударений приводит к неограниченному росту кинетической энергии частицы, называемое ускорением Ферми. Явление ускорения Ферми можно объяснить в терминах термодинамического рассмотрения [1]. Мы рассматриваем одну их хорошо известных бильярдных моделей - газ Лоренца, состоящий из бесконечного числа тяжелых рассеивателей, находящихся в узлах некоторой решетки.

Ускорения Ферми в бильярдах с открытым горизонтом вызывает супердиффузию, т.е. средний квадрат смещения квадратично возрастает со временем, т.е.

 $(|x|^2) \sim t^2$.

Этот результат был подтвержден численно. Вычисления производилось на языке Fortran. Получено численное соответствие ускорения Ферми аналитическому значению. Показано, что зависимость коэффициента диффузии от геометрических и динамических параметров соответствует аналитической формуле. Был получен график зависи-

мости среднего квадрата смещения частицы от времени, подтверждающий наличие супердиффузии. Было показано, что средняя длина траектории частицы до момента ее выхода их ячейки имеет экспоненциальное распределение. Найдены средние длины траекторий частиц при различных радиусах рассеивателей. Численные значения лучше согласуются с теоретическими при малой вероятности выхода [2]-[5].

E-mail: sasha_krasnova@yahoo.com

Литература

1. Лоскутов А.Ю., Краснова А.К., Чичигина О.А. Супердиффузия в бильярдах с подвижными стенками как результат ускорения Ферми // Актуальные проблемы статистической радиофизики. 2008. Т. 7. С. 3.

2. Лоскутов А.Ю., Рябов А.Б., Краснова А.К., Чичигина О.А. Бильярды с возмущаемыми границами и некоторые их свойства // Нелинейная динамика. 2010. Т. 7. С. 1-32.

3. Loskutov A.Yu., Chichigina O. A., Krasnova A. K. Superdiffusion in timedependent open horizon billiards // Proc. of the International Conference on Chaos and Nonlinear Dynamics "Dynamics Days South America 2010". INPE - National Institute for Space Research Sao Jose dos Campos - SP - Brazil - July 26-30. 2010.

4. Krasnova A. K. Numerical simulations of superdiffusion in Lorentz gas // Proc. Of the International School-Conference "Mathematics and Physics of Billiard-Like Systems". Universidade Estadual Paulista - UNESP - Campus de Rio Claro. Ubatuba - SP - Brazil. 07-10 February 2011. P.62-63

ФЕРМИОНЫ В КУЛОНОВСКИХ И ААРОНОВА-БОМА ПОТЕНЦИАЛАХ В 2+1 ИЗМЕРЕНИЯХ

Ли Киын

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

Интерес к физическим явлениям в квантовых системах релятивистских фермионов в присутствии интенсивных внешних полей в пространствах пониженных размерностей, проявляемый в последние годы, вызван открытием ряда эффектов физики конденсированных сред, возможностью применения полученных для этих моделей результатов для изучения эффекта Ааронова—Бома [1], квантового эффекта Холла [2], высокотемпературной сверхпроводимости [3], а также физических процессов в присутствии космических струн. В частности, поведение фермионов в поле космической струны можно описать решениями уравнения Дирака в потенциале Ааронова--Бома в 2+1 измерениях [4]. Решения уравнения Дирака для фермионов нулевой массы в 2+1 измерениях описывают состояния фермионов в графене [5].

Известно [6], что гамильтониан в уравнении Шредингера с потенциалом Ааронова--Бома сингулярен и поэтому требует дополнительного доопределения для того, чтобы его можно было трактовать как самосопряженный квантовомеханический оператор. Для этого необходимо указать его область определения в гильбертовом пространстве квадратично интегрируемых функций. Впервые самосопряженный гамильтониан для этой задачи был построен в [6]. В большинстве физически интересных задач квантовой механики гамильтонианы являются сингулярными операторами, а, в естественных областях определения, только симметрическими операторами. Поэтому возникает задача построения самосопряженного гамильтониана во всей области определения. Для решения этой задачи нужно найти все самосопряженные расширения данного симметрического оператора и затем выделить корректный самосопряженный гамильтониан с помощью физически приемлемых граничных условий в точке сингулярности гамильтониана.

Впервые задача построения самосопряженного дираковского гамильтониана в потенциале Ааронова--Бома в 2+1 измерениях была решена в [7]. Так, в [7] было показано, что область определения самосопряженного расширения гамильтониана может содержать, наряду с регулярными, сингулярные, квадратично интегрируемые при r=0 функции, а также было найдено формальное решение, описывающее связанное состояние фермиона в поле космической струны.

Другой интересный, с точки зрения физики, случай сингулярного гамильтониана – дираковский гамильтониан в сильном кулоновском поле точечного заряда (источника). Построение самосопряженного гамильтониана в этом поле во всей области позволит ответить на вопрос о стабильности вакуума квантовой электродинамики в присутствии сильного кулоновского поля. Важнейший вопрос о стабильности вакуума был всесторонне изучен в многочисленных работах (см. [8, 9] и ссылки там).

Впервые самосопряженные дираковские гамильтонианы в сильном кулоновском поле точечного источника построены в [10].

В работе [11] установлено, что радиальные гамильтонианы в кулоновском поле точечного источника в 3+1 измерениях и в кулоновских и Ааронова–Бома потенциалах в 2+1 измерениях, фактически, одинаковы за исключением того, что гамильтониан в 2+1 измерениях содержит параметр, характеризующий спин фермиона, явно. Это позволяет изучить влияние спина частицы на релятивистские связанные состояния фермиона в двумерных кулоновских полях и в потенциале Ааронова–Бома.

В предлагаемой работе мы представляем математически строгое квантовомеханическое описание движения фермиона в двумерных кулоновских (векторном и скалярном) полях и в потенциале Ааронова–Бома. Для этого мы находим все самосопряженные дираковские гамильтонианы в кулоновских и Ааронова–Бома потенциалах в 2+1 измерениях с учетом спина фермиона. Затем мы получаем уравнения, неявно определяющие спектры дираковских гамильтонианов в указанных внешних полях и обсуждаем вопрос о собственных функциях всех самосопряженных гамильтонианов. Решение этих задач проводится методами теории самосопряженных расширений (Дж. фон Неймана) симметрических операторов и направляющих функционалов Крейна. В нашей работе мы используем результаты статьи [10], в которой эти методы получили дальнейшее развитие.

Автор выражает благодарность научному руководителю В.Р. Халилову, за поддержку исследований.

E-mail: skyangel26@gmail.com

Литература

1. Y. Aharonov and D. Bohm, Phys. Rev., 115, 485 (1959)

2. The Quantum Hall Effect, 4th ed. Editors: R.E. Prange, S.M. Girvin, New York: Springer, 1990

3. F. Wilczek, Fractional Statistics and Anyon Superconductivity, World Scientific, Singapore, 1990

4. M.G. Alford and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett., 62, 1071 (1989)

5. Novoselov et al, Nature, 438, 197 (2005)

6. И.В. Тютин, Рассеяние электронов соленоидом, препринт ФИАН № 27 (1974)

7. Ph. Gerbert, Phys. Rev. D, 40, 1346 (1989)

8. Я.Б. Зельдович, В.С. Попов, УФН, 14, 673 (1971)

9. А.Б. Мигдал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978

10. Б.Л. Воронов, Д.М. Гитман, И.В. Тютин, ТМФ, 150(1), 41 (2007)

11. В.Р. Халилов, ТМФ, 158(2), 210 (2009)
ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ОСЦИЛЛЯТОРОМ

Макаров Д.Н.

Поморский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Архангельск, Россия

Рассмотрены потери энергии быстрых заряженных частиц с зарядом Z при столкновениях со скоростью v с трёхмерным осциллятором. Если задачу решать в дипольном приближении, то известны точные волновые функции для поставленной задачи [1]. В этом приближении задача решается точно, и находятся потери энергии быстрой заряженной частицы из начальных состояний осциллятора $|m\rangle = |0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$ в виде суммы одномерных интегралов. Следует сказать, что ранее потери энергии заряженных частиц из $|m\rangle = |0\rangle$ состояния осциллятора были подробно изучены в работах [2,3], но все расчёты проводились в рамках теории возмущения, что конечно ограничивает область применимости теории, в нашем рассмотрении ограничения Z/v <<1 нет. Также проведены предельные переходы в классическую физику, теорию возмущения и случай больших скоростей, результатом чего являются достаточно простые формулы. Также показано, что в случае больших скоростей потери энергии можно разделить в виде суммы поправок к теории Бете, которыми являются непертурбативная поправка, поправка Баркаса, оболочечная поправка. Кроме того, выписаны выражения для потерь энергии в виде сумм в первом порядке теории возмущений в широком диапазоне скоростей, для оболочечной поправки с $|m\rangle = |0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$ состояний. Проведено обобщение на случай столкновения заряженной частицы с N осцилляторами. Показано, что поправки к теории Бете имеют сходство с аналогичными поправками в других теориях, кроме непертурбативной оболочечной поправки [4], которая возникает, как было показано в [4] в области параметров удара $b \sim s$, где s - координата электрона мишени, что и должно быть т.к. в дипольном случае *b* >> *s*.

Следует сказать, что полученные выражения могут быть использованы для решения физических задач по расчёту потерь энергии описываемых уравнением Шредингера [1], кроме того, проведён анализ и представлены не только общие решения, но и их, более простые, частные решения. Кроме того, существует и методический интерес по выводу непертурбативной поправки, которая, неплохо согласуется с поправкой Блоха. Определены границы применимости представленной теории к потерям энергии на атомах. Подробно проанализирована каждая поправка к теории Бете. Также следует сказать, что развитая теория является точным решением уравнения Шредингера [1], что, несомненно, представляет теоретический интерес.

E-mail: makarovd0608@yandext.ru

Литература

[1] Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971.

[2] Sigmund P., Haagerup U.: Bethe stopping theory for a harmonic oscillator and Bohrs oscillator model of atomic stopping, Phys. Rev. A, V 34, p.892, 1986.

[3] Hennig H.M., Sigmund P.: Barkas effect in electronic stopping power: Rigorous evaluation for the harmonic oscillator, Phys. Rev. A, V 40, p.101,1988.

[4] Матвеев В.И., Макаров Д.Н., Гусаревич Е.С. К теории потерь энергии быстрыми заряженными частицами // Письма в ЖЭТФ, том 92, стр.317, 2010.

РОЖДЕНИЕ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ В АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ПОДХОДЕ К_т-факторизации квантовой хромодинамики

Малышев М.А.

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

В данной работе исследовались процессы инклюзивного и ассоциативного рождения прямых фотонов со струями в адронных столкновениях при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC в рамках k_T -факторизационного подхода. При энергиях современных коллайдеров такие процессы относятся к области малых значений бьёркеновской переменной *x*, а их сечения зависят от эволюционной динамики партонных распределений. В области малых *x* эволюционная динамика определяется уравнениями BFKL [1] для неинтегрированных партонных распределений, зависящих от поперечных импульсов начальных взаимодействующих партонов. Матричные элементы подпроцессов квантовой хромодинамики (КХД) также должны зависеть от поперечных импульсов партонов. Оба эти обстоятельства учитываются в k_T -факторизационном подходе КХД [2].

Исследование процессов рождения прямых фотонов дает возможность изучить эволюционную динамику, поскольку нет необходимости вводить дополнительные механизмы адронизации в конечном состоянии.

В данной работе были использованы неинтегрированные функции распределения KMR [3] и глюонные функции распределения, полученные с помощью уравнения ССFM [4]. Рассматривались следующие партонные подпроцессы в низшем порядке теории возмущений [5]:

$$q^{*} + \overline{q}^{*} \rightarrow g + \gamma$$
$$q^{*} + g^{*} \rightarrow q + \gamma$$
$$g^{*} + g^{*} \rightarrow q + \overline{q} + \gamma$$

где начальные кварки и глюоны находятся вне массовой оболочки с виртуальностью, пропорциональной квадрату их поперечного импульса. В численных расчетах ренормализационный и факторизационный масштабы КХД были выбраны равными $m_R^2 = m_R^2 = \xi^2 p_T^2$, где p_T поперечный импульс фотона. Для изучения теоретических неопределенностей, связанных с выбором масштабов, ξ варьировалось в пределах $1/2 < \xi < 2$.

Для вычисления дифференциальных и полных сечений была написана программа на языке программирования C++. Многомерное интегрирование проводилось с помощью подпрограммы VEGAS [6].

В рамках используемого подхода было получено достаточно хорошее описание экспериментальных данных коллаборации D0 [7] для рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера Tevatron. На основании этого впервые были описаны экспериментальные данные для процессов инклюзивного рождения прямых фотонов, недавно полученные коллаборациями CMS [8] и ATLAS [9] на коллайдере LHC.

E-mail: malyshev@theory.sinp.msu.ru

Литература

1. Э.А. Кураев, Л.Н. Липатов, В.С. Фадин, ЖЭТФ 71, 443 (1976), 72, 199 (1977); Ю.Ю. Балицкий, Л.Н. Липатов, ЯФ 28, 1597 (1978).

2. L.V. Gribov, E.N. Levin, M.G. Ryskin, Phys. Rep. 100, 1 (1983); Е.М. Левин, М.Г. Рыскин, Ю.М. Шабельский, А.Г. Шуваев, ЯФ 53, 1059 (1991); S. Catani, M. Cia-foloni, F. Hautmann, Nucl. Phys. B 366, 135 (1991); J.C. Collins, R.K. Ellis, Nucl. Phys. B 360, 3 (1991).

3. M.A. Kimber, A.D. Martin, M.G. Ryskin, Phys. Rev. D 63, 114027 (2001); G. Watt, A.D. Martin, M.G. Ryskin, Eur. Phys. J. C 31, 73 (2003).

4. H. Jung, arXiv:hep-ph/0411287.

5. A.V. Lipatov, N.P. Zotov, J. Phys. G 34, 219 (2007); S.P. Baranov, A.V. Lipatov, N.P. Zotov, Phys. Rev. D 77, 074024 (2008).

6. G.P. Lepage, J. Comput. Phys. 27, 192 (1978).

7. B. Abbott et al. (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 84, 2786 (2000).

8. CMS Collaboration, arXiv:1012.0799 [hep-ex] (2010).

9. ATLAS Collaboration, arXiv:1012.4389 [hep-ex] (2010).

СЛУЧАЙНО-ВОЗМУЩЕННЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ТИПА ВОЛЬТЕРРА-ЛОТКИ 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 [1-3]. В основе подхода лежит метод Рейнольдса для усреднения уравнений случайновозмущенной 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 стохастической модели Вольтерра-Лотки для двухвидовой популяции, а также для ее обобщений, таких как модель кинетики радиационного образования кластеров [4] и уравнения Эйлера для вращения твердого тела. Вычислены уравнения усредненной динамики и проанализированы условия устойчивости решений.

Литература

1. 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.

2. Журавлев В.М. Турбулентность течений несжимаемой жидкости вблизи локального равновесия и принцип вторичного максимума энтропии // ЖТФ. 2009. No 1. C. 16-27.

3. 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.

4. Светухин В.В., Голованов В.Н., Рисованый В.Д. Сборник статей. Моделирование поведения под облучением реакторных материалов. Ульяновск: УлГУ, 2007.

СПИН – ВОЛНОВОЕ ЗАТУХАНИЕ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ МАГНЕТИКАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ.

**Нухов А.К.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия.

Ранее [1] нами был получен спектр спиновых волн ферромагнетика с учётом «поверхностной» дисперсии. Общее смещение частотного спектра спиновых волн

$$\Delta \omega(k) = \Delta \omega_R(k) + i \cdot \Delta \Gamma(k) \tag{1}$$

отражает здесь только мнимое смещение, поскольку мы показывали, что $\Delta \omega_R(k) = 0$

Мнимая составляющая $\Delta\Gamma(k)$ позволяет найти выражение для времени «поверхностной» релаксации τ_s :

$$\tau_s = \frac{1}{B \cdot \lambda_n(k, \overline{\mathbf{r}})} \tag{2}$$

Переписав $\lambda_n(k, \bar{\mathbf{r}})$ в виде:

$$\lambda_{n}(k,\overline{\mathbf{r}}) = k^{j} \cdot \mathcal{I}_{j}(\overline{\mathbf{r}}) =$$

$$= \sum_{m,m_{2}} k^{j} \cdot (1+m) \cdot (1+\hat{\pi}(l,j)) \cdot \delta^{ll'} \cdot (\beta_{m_{1}})_{l} \cdot (\beta_{m_{2}})_{j} \cdot \widetilde{F} \begin{cases} m_{1},m_{2} \\ l,j \end{cases} (\mathbf{r})$$
(3)

обнаружим для времени релаксации следующую оценку:

$$\tau_s \sim \frac{\hbar}{6\pi A \mathcal{I}} \tag{4}$$

или в численной форме, с учётом того что $A \approx k_B \Theta$, $\Theta \sim 10^3 \ ^oK$ (Θ -температура Кюри ферромагнетика) для обычных ферромагнетиков, имеем:

$$\tau_s \cong 4,04 \cdot 10^{16} \cdot \mathcal{I}^{-1}c \tag{5}$$

Из (5) видно, что численное значение времени релаксации параметрически зависит от геометрического фактора Π , который определяется локальной геометрией поверхности.

Отметим что $\mathcal{I} < 10^{-3}$ между спиновыми волнами, благодаря наличию щели в спектре, может установиться корреляция в пространственном распределение. При этом непосредственное поверхностное взаимодействие приводит к опосредственному взаимодействию спиновых волн между собой за счёт виртуальных обменов между магнонами «поверхностных» фононов.

abduazim1@mail.ru

Литература

1. Казбеков К.К. Мусаев Г.Г. Спиновый гамильтониан Гейзенберга для ферромагнетика с поверхностью. Труды XVII Международной школы-семенара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Москва-2000.-с.87-90.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

ОСЦИЛЛЯЦИИ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВИХРЯ

Петрова Т.А.

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

Для расчета нестационарного течения в окрестности цилиндрического вихря в газе использована нелинейная система уравнений Навье-Стокса. Рассмотрен вихрь в полупространстве $z \ge 0$.

Нестационарные уравнения Навье-Стокса представляют собой параболическую систему, коэффициенты при старших производных зависят от неизвестных функций:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \vec{\nabla} \vec{v} = 0, \\ \frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1) \\ \rho C_v \frac{dT}{dt} = \phi - p \vec{\nabla} \vec{v} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right), \\ \phi = 2\mu \dot{s}_{ij} \dot{s}_{ij} - \frac{2}{3} \mu (\dot{s}_{kk})^2, \\ \dot{s}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \\ P_{ij} = 2\mu \dot{s}_{ij} - \frac{2}{3} \mu \dot{s}_{kk} \delta_{ij} - p \delta_{ijk} \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_j \frac{\partial}{\partial x} \end{cases}$$

Рассматривается газ, коэффициенты вязкости и теплопроводности которого зависят от температуры по степенному закону ($\mu = \mu_0 (T/T_0)^{0.75}$, $\lambda = \lambda_0 (T/T_0)^{0.75}$, T_0 =const – температура в начальный момент времени), C_V - теплоемкость при постоянном объеме, а давление, температура и плотность связаны уравнением Менделеева-Клапейрона $p = \frac{\rho RT}{M}$, где M – молярная масса.

Система (1) является параболической. Для ее решения использован метод параметрикса, ранее разработанный для линейной параболической системы. Суть предложенного метода состоит в том, что система сводится к системе интегральных уравнений типа Вольтерра и затем используется итерационная процедура, что позволять снять ограничения на число Рейнольдса задачи.



Рис. 1 Зависимость температуры от радиуса при различных значениях времени.

В работе исследована эволюция цилиндрического вихря в вязком теплопроводном газе. Получены результаты для температуры на второй итерации. Показано, что решение имеет осциллирующий характер. Особенность предложенного метода состоит в том, что не используются разностные схемы.

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА УПРАВЛЯЕМЫЙ 2D-ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Рудин В.А., Кревчик П.В.

Пензенский государственный университет, г. Пенза, Россия

Исследована проблема управляемости двумерного диссипативного туннелирования в системе «игла кантилевера ACM/ CTM – квантовая точка», или в системе взаимодействующих квантовых молекул моделируемых 2D - осцилляторным потенциалом, взаимодействующим с термостатом, во внешнем электрическом поле. Методом инстантонов рассчитана вероятность 2D- туннельного переноса и исследована ее зависимость от величины внешнего электрического поля, температуры и величины относительной диэлектрической проницаемости среды – термостата. Выявлены области реализации эффекта 2D – бифуркаций и численно проанализированы соответствующие «фазовые диаграммы», определяющие границы существования 2D – бифуркаций при изменении параметров управления (обратной температуры β, относительной диэлектрической проницаемости среды – термостата ε, и параметра асимметрии 2D – потенциала системы взаимодействующих квантовых молекул b, слабо нелинейно зависящего от величины напряженности внешнего электрического поля). Соответствующая «фазовая диаграмма» приведена на рисунке. Экспериментально наблюдаемыми и устойчивыми ока-



зываются предсказанные ранее 2D- туннельные бифуркации с диссипацией для параллельно туннелирующих случая взаимодействующих частиц. Одновременно теоретически разработан метод контролируемого роста КТ в системе с АСМ/ СТМ [2], который может реализовать новые уникальные возможности для выращивания достаточно больших массивов металлических КТ (например, из коллоидного золота) заданных размеров, что имеет перспективные приложения для создания прецизионных устройств для наноэлектроники, а также многообещающие приложения в области наномедицины.

Рис. Фазовая диаграмма реализации 2D- бифуркаций (область над поверхностью графика) в зависимости от параметров управления ε, β, b.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, выполненных в рамках тем. плана проведения фундаментальных научных исследований по заданию Рособразования, № 1.15.09.

E-mail: physics@pnzgu.ru

Литература

1. В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, К. Ямамото 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. В.Ч. Жуковский, О.Н. Горшков, В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, Е.В. Грозная, Д.О. Филатов, Д.А. Антонов Управляемое диссипативное туннелирование во внешнем электрическом поле// Вестник МГУ. Сер. 3 (Физика. Астрономия). – 2009. вып. 1.

3. Yu.I. Dahnovsky, V.D. Krevchik, A.A. Ovchinnikov, M.B. Semenov, K. Yamamoto// Physical Review B, vol. 68, 2003, P. 155426;

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЭЛЕЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ КАПЛИ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Самухина Ю.В., Русакова Н.Е.

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

Неустойчивость заряженных капель, открытая еще в 1882 году Рэлеем [1], до настоящего времени активно исследовалась как теоретически, так и экспериментально.

Прежде всего, это обусловлено заманчивой перспективой использования этого явления в различных физических приложениях [2]: для получения капель малого размера, управления кластерами коллоидных частиц в растворах, для струйной печати, а также капельная модель активно используется для описания ядер атомов.

Несмотря на то, что это явление исследуется уже в течение довольно продолжительного периода времени, многие вопросы, связанные с этой неустойчивостью, до настоящего времени остаются неясны. В данном сообщении показано, что вопреки утверждению, высказанному в ряде работ [3-5], при достижении критерия Рэлея неустойчивость осесимметричной эллипсоидальной капли может развиваться не вдоль главных осей эллипсоида, а по иному пути. Этот результат вытекает из анализа точного аналитического выражения для плотности суммарной поверхностной пондеромоторной силы. Для случая осесимметричного эллипсоида выражение для поверхностной плотности пондеромоторной силы может быть представлено в аналитической форме. Благодаря этому, можно показать, что в диапазоне параметров Рэлея 3.5 < W < 3.9 плотность пондеромоторной силы достигает максимального значения не в направлении главных осей эллипсоида. В частности при W = 3.7 плотность пондеромоторной силы будет максимальной при значении полярного угла, приблизительно равного 30° . Следовательно, в этом направлении будет возникать неустойчивость заряженной капли эллипсоидальной формы.

E-mail: juliesam2008@mail.ru

Литература

1. Lord Rayleigh. On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity // Phil .Mag. Ser. 5 1882, Vol. 14 p.184-186.

2. D. Duft, H. Lebius et al. Shape Oscillations and Stability of Charged Microdroplets // Phys.Rev.Lett. 2002. Vol. 89. N-8. p.1-4

3. Щукин С.И., Григорьев А.И. Устойчивость заряженной капли, имеющей форму трёхосного эллипсоида // ЖТФ 1998, Т68, вып.11, с.48-51.

4. Щукин С.И., Григорьев А.И Энергетический анализ возможных каналов распада заряженной капли на две части // ЖТФ 2000, Т70, вып.4, с.1-7. 5. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей //Изв. РАН. МЖГ. 1994. №3. с.3-22.

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ КВАНТОВЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМ НА РЕШЕТКЕ МЕТОДОМ РЕНОРМАЛИЗАЦИОННОЙ ГРУППЫ В РЕАЛЬНОМ ПРОСТРАНСТВЕ (RSRG).

Серов А.С.

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

На данный момент точное решение задачи о нахождении энергии основного состояния квантовых спиновых систем на решетке известно только для самых простых моделей. Для более сложных моделей необходимо использовать приближенные методы. Для получения оценок сверху на энергию основного состояния таких систем, в частности, пользуются методом ренормализационной группы в реальном пространстве (Real Space Renormalization Group, или RSRG).

Классический метод RSRG [2] заключается в том, чтобы исходную решетку разбить на блоки, каждому из которых ставится в соответствие узел новой решетки. После этого гамильтониан исходной системы разбивается на внутриблочную часть и часть, описывающую взаимодействие между блоками. Внутриблочный гамильтониан диагонализуется, для каждого блока выбирается несколько низших по энергии состояний, из которых составляется базис пространства состояний узла новой, ренормированной решетки. Взаимодействие между блоками проецируется на новое пространство состояний. Повторение подобных шагов позволяет получить оценку на энергию основного состояния системы.

В настоящей работе используется следующий способ: в качестве базисных векторов блока выбираются не те векторы, которые соответствуют самым низким по энергии состояниям, а векторы, которые позволят получить оптимальную оценку энергии. А именно, из исходных базисных векторов блока составляется несколько линейных комбинаций векторов с переменными коэффициентами, и эти линейные комбинации принимаются за базис пространства состояний узла новой решетки. Аналогично классическому методу указанные шаги повторяются, и в результате получается оценка на энергию основного состояния системы. Минимизацией полученной оценки по включенным параметрам, можно получить наилучший в определенном классе вид векторов для ренормировки для каждой конкретной модели, и, следовательно, более точную оценку сверху на энергию основного состояния системы.

Приведенный выше метод можно еще улучшить, если на разных шагах ренормировки включать разные параметры в базисные векторы. Тогда в конечной оценке на энергию системы будет больше параметров, минимизация по которым даст лучший результат. Однако расчеты для описанной ниже Xh-модели показывают, что увеличение числа параметров приводит к ограниченному улучшению оценки. При дальнейшем увеличении числа параметров точность оценки практически остается неизменной.

Для одномерной квантовой модели Изинга в поперечном магнитном поле (Xhмодель) были проведены расчеты для разного числа узлов в блоке и разного количества варьируемых параметров. Гамильтониан такой системы из N узлов имеет вид:

$$H = -J\sum_{j=1}^{N} S_{j}^{x} S_{j+1}^{x} - h \sum_{j=1}^{N} S_{j}^{z},$$

где J характеризует взаимодействие между соседними узлами; h характеризует взаимодействие с полем; S_i^x, S_i^z – проекции спина в j-ом узле на оси x и z соответствен-

но. Результаты расчетов сравнивались с точным ответом для энергии основного состояния системы [3]:

$$\mathcal{E}_0(J,h) = -\frac{J}{2\pi} \int_0^{\pi} \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{h}{J} \cos k} + \left(\frac{h}{J}\right)^2 dk \, .$$

Метод RSRG с варьируемыми параметрами был применен и к более сложным одномерным моделям. Сравнение относительных ошибок расчета энергии основного состояния Xh-, XX- и XXX- моделей классическим методом RSRG [1, 4] и методом RSRG с варьируемыми параметрами приведено в таблице. Относительная ошибка Δ вычислялась по формуле $\Delta = |(\varepsilon_{appr} - \varepsilon_{ex})/\varepsilon_{ex}|$, где ε_{ex} - точное значение энергии, а ε_{appr} - приближенное значение.

Модель	Число узлов в блоке	Δ_{RG} , % для классического метода RSRG	Число пара- метров	Δ _{<i>RG</i>,var} , % для RSRG метода с варьируемыми параметра- ми
Xh, h/J=1/2	2	3.87	1	3.89
	2		2	2.43
	2		4	1.22
	2		8	1.21
XX	2		1	11.09
	2		2	8.96
	3	11.15	16	6.88
	4		16	5.47
	5	8.04		
	7	6.29		
XXX	2		2	13.23
	2		4	13.09
	3	11.70	4	11.70
	3		16	11.04

Приведенные результаты показывают, что для Xh-модели метод RSRG на 2 узлах с одним варьируемым параметром дает такую же оценку, что и классический метод на 2 узлах, а увеличение количества параметров позволяет заметно повысить точность результата.

Для XX-модели метод RSRG с 2 узлами в блоке и 2 варьируемыми параметрами дает оценку лучше, чем стандартный метод на 3 узлах; с 4 узлами в блоке и 16 параметрами – лучше, чем классический метод с 7 узлами в блоке.

Для XXX-модели метод RSRG с 3 узлами в блоке и 4 варьируемыми параметрами дает такую же оценку, как и классический метод на 3 узлах, а увеличение числа параметров до 16 позволяет еще улучшить оценку.

Простота метода RSRG с варьируемыми параметрами позволяет надеяться, что с его помощью можно получить более точные оценки и для систем большей размерности.

E-mail: a.s.serov@gmail.com

Литература

1. Burkhardt T.W., van Leeuwen J.M.J. Real-Space Renormalization. N.Y.: Springer-Verlag, 1982.

2. Langari A. Phase Diagram Of The Anti-ferromagnetic xxz Model in The Presence of An External Magnetic Field // Phys. Rev. B. 1998, Vol. 58, p. 14467–14475.

3. Pfeuty P. The One-dimensional Ising Model with a Transverse Field // Ann. Phys., N.Y. 1977, 57, p. 79–90.

4. Langari A., Karimipour V. A Modified Quantum Renormalization Group for xxz Spin Chain // Mod. Physics B. 1998, Vol. 12, 23, p. 2359–2370.

ЧАСТИЦЫ ДИРАКА И ШРЕДИНГЕРА В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ С КУЛОНОВСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Хомовский Д.И.

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

Поведение заряженных частиц в квазиодномерных системах с кулоновским взаимодействием является в настоящее время объектом интенсивных исследований в связи с постоянно растущим количеством различных физических приложений [1,2]. В настоящей работе рассмотрена задача о стационарных состояниях квантовой частицы в потенциале $V(z) = -\alpha / (|z| + \delta)$, где δ - параметр регуляризации, и показано, что ее энергетический спектр при $\delta \rightarrow 0$ становится принципиально различным для дираковского и шредингеровского случаев.

Одномерное уравнение Шредингера с кулоновским потенциалом («одномерный атом водорода») детально исследовано [3,4]. Для этой задачи в пределе $\delta \to 0$ возникает существенная неоднозначность в выборе граничных условий при z = 0 и, соответственно, в структуре энергетических уровней, что находит применение в ряде актуальных приложений, в частности, при описании свойств экситонных возбуждений в углеродных нанотрубках [1]. «Каноническое» квантовомеханическое граничное условие $\psi(0) = 0$ при этом соответствует наиболее очевидной физической картине, когда кулоновская сингулярность фактически играет роль непроницаемой стенки. При этом спектры четных и нечетных уровней совпадают, а нижний четный уровень уходит в $-\infty$, причем ВФ уровня становится сингулярной с дельта-образной интегрируемой особенностью.

Уравнение Дирака, в отличие от уравнения Шредингера, для таких систем до настоящего времени практически не рассматривалось. Точное решение уравнения Дирака для регуляризованного потенциала, полученное в настоящей работе, показало нетривиальное различие этих задач при малых значениях параметра регуляризации. В частности, при $\delta \to 0$ точный энергетический спектр дираковской частицы обладает периодичностью по $\ln \delta$ - спектры совпадают при $\ln \delta \to \ln \delta - \pi/\alpha$, а при сдвиге $\ln \delta$ на $\pi/2\alpha$ четные и нечетные уровни меняются местами. При $\delta \to 0$ нижние уровни будут последовательно опускаться в отрицательный континуум с периодом $\pi/2\alpha$ по переменной $\ln \delta$, четность основного состояния будет все время меняться, а число нулей его ВФ увеличиваться. При этом скорость падения нижнего уровня дираковской частицы значительно меньше, чем в шредингеровском случае, а ВФ имеет конечную минимальную область локализации при нулевой энергии, после чего по мере приближения к отрицательному континууму она снова увеличивается до исходных размеров.

Проведённое исследование показывает, что при наличии в потенциале неинтегрируемой сингулярности такого типа уравнение Шредингера уже не может рассматриваться как нерелятивистское приближение соответствующего уравнения Дирака, так как в последнем случае возникают существенно релятивистские и спиновые эффекты, не имеющие нерелятивистского аналога. Найденные аналитические и численные методы позволяют также определить величину параметра δ (глубину ямы), для которой

уравнение Шредингера уже неприменимо с требуемой точностью для описания дираковской частицы. Следует подчеркнуть, что задача имеет не только чисто теоретический интерес, она естественным образом возникает в некоторых физических моделях квазиодномерных структур или как нулевое приближение для реалистических двух- и трехмерных задач [5].

E–mail: <u>lel0lel@mail.ru</u>

Литература

- 1. R.J. Elliott, R. Loudon, J. Phys. Chem. Solids 15, 196 (1960)
- 2. M.I. Dykman, P.M. Platzman, P. Seddighrad, Phys. Rev. B 67, 155402 (2003)
- 3. Loudon R Am. J. Phys. 27 649 (1959)
- 4. R.L. Hall, Phys. Lett. A 372 (2007)
- 5. R.V. Jensen, S.M. Susskind, M.M. Sanders, Phys. Rep. 201 (1991)

ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНОНОВ В ОРТОРОМБИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Шарафуллин И.Ф.

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

Поиск новых магнитоупорядоченных материалов, обладающих уникальными физическими характеристиками, стимулирует исследования физических систем, подверженных влиянию различных внешних воздействий. В работе исследуется орторомбический антиферромагнетик, помещенный в постоянное внешнее магнитной поле.

В гамильтониане антиферромагнетика будем учитывать однородное и неоднородное обменное взаимодействие, анизотропию, зеемановскую энергию. Гамильтониан в терминах операторов рождения и уничтожения магнонов будет содержать энергию невзаимодействующих друг с другом спиновых волн H_2 , а также энергию динамического взаимодействия спиновых волн H_4 .

$$H_2 = \sum_{k\alpha} \varepsilon_{k\alpha}^M c_{k\alpha}^+ c_{k\alpha}, \ H_{4M} = J^{\alpha\beta} \Delta (k_\alpha - k'_\alpha + k_\beta - k'_\beta) c_{k\alpha}^+ c_{k\alpha}^+ c_{k\alpha} c_\alpha.$$

Для того, чтобы определить вклад в свободную энергию, вызванный динамическим взаимодействием спиновых волн, введем функцию Грина, определив ее с помощью операторов рождения и уничтожения частиц. Одночастичная функция Грина определяется следующим образом:

$$G(\vec{k}_{1}\tau_{1};\vec{k}_{2}\tau_{2}) = -\langle T_{\tau}c_{k1}(\tau_{1})c_{k2}^{+}(\tau_{2}) \rangle,$$

где $c_{k1}(\tau_1)$ и $c_{k2}^+(\tau_2)$ операторы рождения и уничтожения в Гейзенберговском представлении. Ввиду громоздкости полученного соотношения приведем диаграммы для данного вклада (Рис. 1).

В работе показано, что динамическое взаимодействие спиновых волн в антиферромагнетике уменьшается под воздействием внешнего магнитного поля. Однако динамические эффекты вносят существенные поправки во взаимодействие магнитоупругой и магнитоэлектрической подсистем антиферромагнетика при низких температурах.



Рис. 1. Графический ряд для ΔF .

E-mail: SharafullinIF@yandex.ru

Литература

1. Барьяхтар В.Г., Криворучко В.Н., Яблонский Д.А. Функции Грина в теории магнетизма. Киев: Наукова думка. 1984.

2. Савченко А.М., Садовникова М.Б., Карчев И.Г. Вестник Московского университета. 2008, Серия 3, Физика. Астрономия, №6.

ПЕРЕРАССЕЯНИЕ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА АТОМАРНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНАХ

Юлкова В.М.

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия

Ультракороткие импульсы дают возможность изучать явления микромира (исследование движений и передачи энергий), которые происходят за времена сотен аттосекунд [1-4]. Способность контролировать движение электронов, которые являются основным компонентом в структуре любого материала, допускает возможность создания новых состояний материи и новые материалы. Определенным показателем актуальности научных исследований в этой области является присуждение нобелевских премий: А. Зевейл – за результаты исследований в области фемтохимии в 1999 г., Дж. Холл и Т. Хэнш – за разработку прецизионной метрологии оптических частот в 2005 г. [5].

Основной характеристикой отрицательных ионов (ОИ) является энергия связи электрона и захватившего его атома, называется энергией сродства к электрону. Значения сродства к электрону известны не для всех элементов; измерять их весьма трудно. Наиболее велики они у галогенов, имеющих на внешнем уровне по 7 электронов. Отрицательно заряженные ионы всегда имеют большие размеры, чем нейтральные атомы, а избыточный отрицательный заряд приводит к отталкиванию электронов и, следовательно, к ослаблению их связи с ядром. Учитывая слабосвязанность электрона в анионе, характерное время его движения существенно превышает таковое для атомов. Отрицательные ионы существенно влияют на свойства газоразрядной плазмы, выступают в роли ловушек, связывающих электроны. Заряженность этих комплексов позволяет достаточно легко ими управлять, а слабосвязанность с избыточным электроном дает возможность быстрого его высвобождения. Процессы с участием ОИ имеют важное значение в донорно-акцепторных взаимодействиях, окислительно-восстановительных реакциях [6]. ОИ используются в создании электронного и ионного транспорта, процессах перезарядки при управлении потоками частиц при транспортировке пучка в ускорителях и накопителях, при генерации пучков нейтральных частиц большой энергии для нагревания термоядерной плазмы.

Ранее были получены аналитические выражения для спектра переизлучения ультракороткого импульса молекулярным ионом водорода H_2^+ [7]. Авторами сделаны [8] расчеты спектра и сечения переизлучения на ОИ в приближении потенциала нулевого радиуса. Выявлена зависимость спектра переизлучения от частоты импульса, энергии сродства к электрону. В случае молекулярных ОИ появляется зависимость спектра переизлучения и от ориентации иона по отношению к налетающему ультракороткому импульсу. На рис.1 показана зависимость энергии переизлучения от частоты для ОИ металлов Na, Rb, Cu, Au при продолжительности импульса 1 аттосекунда и напряженности электрического поля, превышающей внутриатомное поле. Очевидно, что значительное различие в спектрах переизлучения для различных ОИ обусловлено значениями энергии сродства к электрону. Это можно использовать, например, для уточнения энергии сродства различных ОИ.



Рис. 1 Зависимость спектра переизлучения импульса на атомарных отрицательных ионах металлов от частоты. Штриховой линией обозначена зависимость для Na⁻, сплошной линией для Rb⁻, точечной линией для Cu⁻, штрихпунктирной линией для Au⁻.

Автор выражает благодарность профессору Матвееву В.И., доценту Есееву М.К. за научное руководство и помощь в составлении тезисов.

E-mail: ulkova.vika@gmail.com

Литература

1. Крюков П.Г. Фемтосекундные импульсы. М.: Физматлит, 2008.

2. Ким М.Ю., Рябикин А.М. // УФН. 1999. т. 169, № 1. с.58.

3. Krausz F., Ivanov M. // Rev.Mod.Phys. 2009, V. 81. p. 163.

4. Sansone G., Kelkensberg F., Pérez-Torres J. F. at al. // Nature. 2010. V. 465. P. 766.

5. Козлов С.А., Самарцев В.В. Основы фемтосекундной оптики. М.: Физматлит, 2009.

6. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978.

7. Есеев М. К., Матвеев В. И. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. вып.23. С. 47.

8. Матвеев В.И., Есеев М.К., Юлкова В.М. Перерассеяние ультракороткого им-

пульса на атомарных и молекулярных анионах // ЖЭТФ. 2011. направлена в печать.

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатель подсекции проф. Перов Николай Сергеевич

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНОВ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

Андреева Т.М., Семисалова А.С.

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

В последнее время благодаря многообещающим практическим применениям большое внимание привлекает достаточно молодая область электроники – спиновая электроника, или спинтроника. В отличие от традиционной электроники, где используется обычный электрический ток, электроника нового поколения основана на перемещении спинов.

Основное преимущество спинтронных приборов состоит в том, что такие устройства потребляют гораздо меньше энергии по сравнению с традиционными устройствами. Это связано с тем, что при перевороте спина практически не затрачивается энергия. Изменение направления спина не изменяет кинетическую энергию электрона, следовательно, тепло практически не выделяется. Также спинтронные приборы многофункциональны – они позволяют комбинировать в себе функции хранения, обработки, считывания и передачи информации.

В настоящее время спинтроника изучает магнитные и магнитооптические взаимодействия в полупроводниковых структурах, квантовые магнитные явления в наноразмерных структурах. Основу нового поколения спинтронных материалов составляют т.н. разбавленные магнитные полупроводники (РМП), впервые синтезированные в 90-е годы XX века. Отличительной особенностью этого класса магнитных полупроводников является зависимость магнитных свойств от концентрации легирующего элемента и плотности носителей тока.

В настоящей работе исследовались магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников на основе кремния, имплантированного ионами Mn+. Для имплантации использовались пластинки монокристаллического кремния p- и n-типа с различной концентрацией носителей (низкоомные и высокоомные). Энергия имплантированных ионов составляла 40 и 195 кэВ, для обоих значений энергии ионов были изготовлены образцы с различной дозой имплантации. Для изучения влияния высокотемпературной обработки на свойства часть образцов была подвергнута вакуумному отжигу.

Магнитные свойства полученных структур исследовались на вибрационном магнитометре (VSM марки «Lake Shore») в полях до 16 кЭ при температурах 80-300 К.

Для образцов с энергией имплантированных ионов 195 кэВ наблюдалось отсутствие корреляции между дозой имплантации, типом проводимости и намагниченностью насыщения при комнатной температуре. Высокотемпературный отжиг приводил к уменьшению намагниченности ряда образцов.

Для образцов с энергией имплантированных ионов 40 кэВ проводились измерения полевой зависимости намагниченности при различных температурах: 80 К, 150 К, 200 К, 250 К и 300 К. Для всех образцов наблюдалось уменьшение намагниченности насыщения и коэрцитивной силы с увеличением температуры. В работе обсуждаются магнитные свойства пленок Si, имплантированных ионами Mn+, и анализируются факторы, влияющие на их изменение.

E-mail: Andreevatm@mail.ru1

МЕТОДЫ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ В ПРИМЕНЕНИИ К МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МАТЕРИАЛАМ

Бодунова А.С.

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

На сегодняшний день существует множество запоминающих устройств, основанных на различных физических принципах. Большие надежды в создании универсальной памяти, объединяющей в себе быстродействие полупроводниковых устройств и энергонезависимость магнитных элементов, связывают с развитием спиновой электроники, использующей свойства поляризованных по спину электронов. Переворот спина, в отличие от перемещения заряда, практически не требует затрат энергии, а в промежутках между операциями спинтронное устройство отключается от источника питания. Спиновый транзистор, основанный на таком принципе работы, характеризуется высокой плотностью записи информации [2].

Еще большей емкостью характеризуются спинтронные устройства с 3D архитектурой в основе которых лежит метод использования спинового тока для перемещения наноразмерных магнитных объектов — доменных стенок — в пределах магнитных нанопроволок. Эта технология получила название «память на беговой дорожке» (magnetic racetrack memory, MRM), или «трековая память» [4]. Однако существенным недостатком такого вида устройств является требуемая большая величина плотности спинового тока (j=106 A/см2), приводящих к большим тепловым потерям и деградации элементов.

Существенно уменьшить потери позволило бы воздействие на микромагнитную структуру с помощью статического электрического поля. Такая схема на основе магнитоэлектрического композитного материала из ферромагнитного и пьезоэлектрического слоев представлена в [3]. Исходно ферромагнитный слой состоит из двух доменов, разделенных доменной границей. Приложив к структуре электрическое поле, посредством механического напряжения за счет пьезоэффекта можно изменить состояние ферромагнитного слоя до монодоменного. Смена полярности электрического поля возвращает гетероструктуру в исходное состояние.

Мы предлагаем решение, объединяющее достоинства трековой и магнитоэлектрической памяти, основанное на передвижении магнитных доменных границ с помощью электростатического воздействия [1]. В данной работе представлены результаты первых опытов по применению сканирующей зондовой микроскопии к изучению магнитоэлектрических свойств микромагнитных структур.

В качестве материалов были выбраны пленки ферритов-гранатов, в которых магнитоэлектрический эффект наблюдается на порядок выше, чем в классических магнитоэлектриках (например, Cr2O3), кроме того в этих пленках возможно магнитооптическое наблюдение микромагнитных структур. Также их особенностью является возможность контролируемого электрическим полем перемещения магнитных доменных границ [1]. Данный эффект обусловлен электрической поляризацией магнитных доменных границ за счет локального понижения симметрии в магнитных неоднородностях.

При локальном воздействии электрического поля на образец в области расположения доменной границы наблюдалось ее отклонение от положения равновесия (рис. 1.б). При положительном потенциале на электроде 1 доменная стенка притягивается к электроду (левое положение), при отрицательном потенциале – отталкивается (правое положение). При снятии напряжения доменная граница возвращается в исходное положение (штриховая линия).



Рис.1.[1]

С учетом глобальной миниатюризации существенным улучшением этой методики является переход к наномасштабам. Поэтому в качестве метода исследования предлагаем использовать сканирующий зондовый микроскоп (C3M) и его иглу в качестве инструмента воздействия. С помощью такой установки, включающей в себя C3M, были получены кадры, подтверждающие эффект (рис.2).



Рис.2. Смещение доменной стенки. а) начальное положение, б) смещение под воздействием электрического поля, в) разностный кадр а) и б)

Методы сканирующей зондовой микроскопии имеют большой потенциал в изучении магнитоэлектрических свойств магнитных неоднородностей: с помощью иглы C3M можно не только создавать локальное электрическое поле большой напряженности, но и производить сканирование образца в МСМ режиме (магнито-силовая микроскопия) и получать при этом более точные кадры магнитного рельефа, чем при фотографировании с использованием оптического микроскопа.

E-mail: bodunova@physics.msu.ru

Литература

1. А.С.Логгинов, Г.А.Мешков, А.В.Николаев, А.П.Пятаков, Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита-граната. // Письма в ЖЭТФ, (2007). Т. 86, п. 1-2. С. 124-128.

2. Ian Appelbaum, Biqin Huang, Douwe J. Monsma. Electronic measurement and control of spin transport in silicon // Nature (2007). V. 447. P. 295

3. Jia-Mian Hu, Zheng Li, Jing Wang. A simple bilayered magnetoelectric random access memory cell based on electric-field controllable domain structure. // Journal of Applied Physics. (2010).Vol. 108.

4. Stuart S. P. Parkin, Masamitsu Hayashi, Luc Thomas. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory // Science. V. 320. P. 190–194 (11 April 2008).

РОЛЬ ИНТЕРФЕЙСА В ФОРМИРОВАНИИ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК НАНОКОМПОЗИТ-ПОЛУПРОВОДНИК.

**Буравцова В.Е.

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

Использование наногранулированных комозитов в качестве функциональных структур для микроэлектроники порождает много вопросов о механизмах взаимодействия гетерогенных систем с полупроводниками. Активное взаимодействие фаз затрудняет интерпретацию полученных результатов исследований и ограничивает возможности применения таких материалов. Поэтому исследование физических свойств наномультислойных структур композит – полупроводник является весьма актуальным.

Объектами исследования в данной работе были многослойные пленки (Co45Fe45Zr10)z(Al2O3)100-z/Si (с концентрацией ФМ фазы Z в композите ниже порога перколяции) с различными

Серия	Х, нм	Ү, нм	n
727	2,00 - 3,75	0,52 - 1,82	36
729	1,39 - 2,50	0,18-0,59	69

толщинами как композитных, так и полупроводниковых слоев. Параметры образцов двух серий приведены в таблице. Здесь Х — толщина композита, Y — толщина кремния, п — число бислоев. Исследования проводились в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК), при комнатной температуре, и угле падения света ~ 700.

Исследование полевых зависимостей ЭЭК в ближней ИК-области показало, что их поведение имеет аномальный вид и существенно отличается от кривых $\delta(H)$, полученных в видимой области. Для образцов обоих серий наблюдалась смена знака эффекта при увеличении внешнего магнитного поля H и эффект в локальном максимуме мог превышать в 3 раза эффект в насыщении (рис 1). Смена знака эффекта отсутствовала на полевых зависимостях для тех же образцов, полученных при E = 2 эВ. Аномальное поведение кривых намагничивания и разница в виде $\delta(H)$ для различных длин волн исчезали при увеличении толщины слоев Si..

Спектры ЭЭК для образцов 727 серии были подобны друг другу и эффект был положительным во всем диапазоне длин волн (E = 0, 5 - 3, 75 эВ). Вид спектров для 729 серии сильно зависел от толщины слоев: для образцов с X < 2,17 нм ближе к ИК краю спектра наблюдался локальный максимум ЭЭК и при этом знак эффекта был отрицательным, а при X $\geq 2,17$ нм характер зависимости $\delta(E)$ был подобен спектрам ЭЭК образцов 727 серии (рис. 2). Это может быть связано с особенностями формирования как самого слоя (Co45Fe45Zr10)z(Al2O3)100-z, так и с образованием новых магнитных фаз на интерфейсе — кластеров гранула-Si-гранула.

Для более детального исследования влияния интерфейса на границе композитполупроводник на МО свойства пленок были исследованы спектральные зависимости ЭЭК в малых полях, при этом величина магнитного поля выбиралась в точке наибольшего проявления аномалии на кривой $\delta(H)$. Обнаружено, что спектры в малых полях сильно отличаются от спектров, полученных при H = 2,5 кЭ и подобны спектрам ЭЭК композита Co45Fe45Zr10 в диэлектрической матрице [1], при этом вид спектров в малых полях изменяется в зависимости от соотношения толщин X/Y. Разностные спектры ЭЭК образцов (из спектра, полученного при 2,5 кЭ вычитали спектр, полученный в малом поле) подобны спектрам многослойных структур [Co45Fe45Zr10(X)/Si(Y)]n с толщинами слоев более 3 нм [2].

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Области толщин X и Y при которых происходит аномальное изменение магнитных и магнитооптических свойств хорошо коррелируют с резкими изменениями в электрических свойствах каждой серии. Из концентрационной зависимости удельного электросопротивления $\rho(Y)$ следует, что перколяционный переход происходит при Y~ 0,5 нм (в 729 системе) и Y ~ 1,1 нм (727 серия).



структур 729 серии.

Рис. 2. Спектры ЭЭК многослойных структур 729 серии.

Это означает, что на интерфейсе ФМ-гранула – полупроводник происходит образование нового композита (Co45Fe45Zr10)–Si или (Co45Fe45Zr10)–Si+силициды, концентрация магнитной фазы в котором зависит, как от вида и размера гранул в композитном слое, так и от отношения X/Y и скорости образования силицидов. Увеличение толщины слоя кремния в области толщин до перколяции будет приводить к объединению соседних гранул через островки кремния и/или силициды как внутри композитного слоя, так и между соседними магнитными слоями и, следовательно, к увеличению концентрации магнитной фазы в сложном композите (Co45Fe45Zr10)– Al2O3+Si+силициды. Этим можно объяснить рост намагниченности и ЭЭК при добавлении кремния в мультислойные системы.

Аномальное поведение в ближней ИК-области связано с конкуренцией вкладов от двух композитов (Co45Fe45Zr10)–Al2O3+Si+силициды и (Co45Fe45Zr10)–Si+силициды, которые в этой области спектра имеют разные знаки.

E-mail: v.e.buravtsova@gmail.com

Литература

1. Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Гущин В.С., Калинин Ю.Е., Пхонгхирун С., Ситников А.В., Стогней О.В., Сырьев Н.Е. Гигантское магнитосопротивление и магнитооптические свойства гранулированных нанокомпозитов металл-диэлектрик // Известия Академии Наук, серия физическая, 2003, т.67, №7, с.918-920.

2. Вашук М.В., Ганьшина Е.А., Тульский И.И., Щербак П.Н., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Оптическая и магнитооптическая спектроскопия мультислойных наноструктрур {CoFeZr(x)-aSi(y)}n и {CoFeZr(x)-SiO2(y)}n // Журнал функциональных материалов, 2007, т.1, №9, с.322-328.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПЛЕКСОВ ЖЕЛЕЗА С ПРОИЗВОДНЫМИ БЕНЗИМИДАЗОЛА (СПИНОВЫХ КРОССОВЕРОВ)

Вомпе А.А., Хенкин Л.В.

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

В некоторых металлоорганических комплексах переходных металлов под воздействием внешних факторов (давление, температура, магнитное поле и др.) может происходить изменение спинового состояния центрального катиона металла – переход из низкоспинового (HC) в высокоспиновое состояние (BC) [1]. Вещества, в которых происходят такие переходы, получили название спиновые кроссоверы. Спиновые кроссоверы – перспективные материалы для создания новых сенсорных устройств, материалов для магнитной записи.

В настоящей работе представлены результаты исследования образцов комплексов двухвалентного железа с лигандами на основе бензимидазола, в которых варьировался химический состав, синтезированных в Ивановском Государственном Университете, НИИ Наноматериалов. К одному из атомов азота в молекулах бензимидазола присоединялся алкильный радикал. В первом случае он имел формулу C6H13, в другом – C16H33. В обоих случаях в качестве аниона был использован Cl-. Исследование явления спинового кроссовера проводились методами Мессбауэровской спектроскопии и на вибрационном магнитометре, которые дают информацию о спиновом и валентном состоянии катиона металла.

При анализе мессбауэровских спектров, снятых при температурах 130 и 300К, было обнаружено изменение спинового состояния атомов железа в образцах, а также сосуществование смещанных валентных состояний [2].

Анализ температурных зависимостей намагниченности образцов в диапазоне 80-350 К в поле 15 кЭ подтвердил наличие температурных областей изменения спинового состояния системы и позволило оценить температурные рамки спинового перехода.

E-mail: tevo@yandex.ru; levkhenkin@gmail.com

Литература

1. Gütlich P., Goodwin H.A. Spin crossover in transition metal compounds//, Top. Curr. Chem. V.233-235, 2004.

2. Хенкин Л.В., Новакова А.А., Киселева Т.Ю., Соцкий В.В., Усольцева Н.В. Температурный спиновый переход в новых комплексах железа с производными бензимидазола// Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. Издательство Московского государственного университета. 2009, №6, С. 98

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ МЕТОДОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Воробьев А.В.

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

Предметом исследования являлись пленки сополимера поливинилиденфторида с трифторэтиленом П(ВДФ/ТрФЭ) состава 70/30 толщиной ~ 2нм (1 монослой), полученные методом Ленгмюра-Блоджетт [1]. Этот метод позволяет получать состоящие из одного или нескольких молекулярных слоев пленки, которые имеют хорошую кристал-

лическую структуру. Пленки получили широкое применение при изготовлении химических сенсоров, датчиков температур и элементов электроники (конденсаторы). К достоинствам данных пленок можно отнести дешевизну их изготовления, хотя непродолжительное время жизни (2-3месяца) является существенным недостатком в их использовании. Пленки Ленгмюра-Блоджетт оказались двумерными сегнетоэлектриками [2]. В пленках П(ВДФ/ТрФЭ) наблюдается температурный гистерезис, так как температура сегнетоэлектрического фазового перехода при нагревании равна ~ 110°C, а при охлаждении ~ 75°С. Пленки исследовались методом диэлектрической спектроскопии Dielectric Spectrometer "Concept на установке Broadband 40" компании NOVOCONTROL Technologies GmbH&Co.[5]. Проводились измерения действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости в широком частотном и температурном диапазонах. Было обнаружено развитие двух релаксационных процессов [3]. Экспериментальные данные были аппроксимированы с помощью модельной функции Гавриляка-Негами [4]. По расчетным данным построены зависимости времён релаксации от температуры. При аппроксимации были получены времена релаксации, которые дают новый импульс для исследования структуры пленки, подвижности сегментов и цепей сополимера П(ВДФ/ТрФЭ).

E-mail: universum@fryazino.net

Литература

1. Блинов Л.М. УФН 155,443 (1988).

2. Блинов Л.М., Фридкин В.М., Палто С.П. и др. УФН 170,247 (2000).

3. Верховская К.А., Плаксеев А.А., Гаврилова Н.Д. и др. ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2010. №4 стр. 85-88.

4. Schönhals A., Kremer F. Broadband Dielectric Spectroscopy. Springer 2003. p. 729 www.novocontrol.de

АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ПОМОЩИ ВРАЩАТЕЛЬНОГО МАГНИТОМЕТРА

Гимаев Р.Р.

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

В настоящей работе представлены результаты разработки программы автоматического сбора данных эксперимента и их последующей математической обработки для установки по измерению параметров кристаллического поля (КП). Методика определения параметров КП с помощью вращательного магнитометра описана в работах [1] и [2].

Измерения проводятся в автоматическом режиме под управлением программы, написанной с помощью пакета LabView 8.2. Алгоритм программы включает в себя следующие блоки:

- 1. Блок инициализации
- 2. Блок установки и стабилизации температуры образца
- 3. Блок измерений и представления необработанных данных на графике
- 4. Блок математической обработки данных эксперимента
- 5. Блок записи результатов эксперимента в файл

В программе реализован разработанный алгоритм управления измерениями, который можно описать представленными выше блоками, а также необходимыми взаимодействиями между ними.

Взаимодействие пользователя с программой происходит на лицевой панели, на которой осуществляется ввод начальных настроек и параметров, а также вывод данных эксперимента. На рис. 1 представлена вкладка "Measurements", отображающая ход измерений.

Было проведено тестирование программы. Тесты показали, что взаимодействие программы с подключенными приборами производится корректно, а выполнение блоков программы происходит своевременно и без ошибок.



Рис.1: Лицевая панель программы.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Тишину А.М. и к.ф.-м.н. Спичкину Ю.И. за полезные обсуждения результатов работы.

E-mail: gimaev@physics.msu.ru

Литература

1. Гимаев Р. Р., Материалы XVII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов» (2010), с. 191 2. Kuz'min M.D., APL, vol. 84 (2004), р. 2605

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ NI-GE ПЛЕНОК

*Гребенькова Ю.Э.

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

Ферромагнитные слои на полупроводниковых подложках (наноструктуры, состоящие из слоев ферромагнитного металла и полупроводника) обеспечивают благоприятные возможности для изучения связи между атомной структурой и магнитными свойствами. Большой интерес представляют наноструктуры на основе Ni-Ge, в которых в последние годы обнаружены новые неожиданные свойства, обусловленные взаимной

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

диффузией этих материалов [1,2]. Магнитные и магнитооптические свойства двухслойных пленок Ni-Ge были впервые исследованы в [2]. При этом было обнаружено резкое изменение характера перемагничивания пленок при понижении температуры. Прямоугольная симметричная петля гистерезиса, наблюдаемая при комнатной температуре, трансформировалась в асимметричную петлю, смещенную по оси полей при охлаждении до 4.2 К. Качественно такое поведение было объяснено формированием интерфейса с возникновением в нем антиферромагнитного порядка при некоторой температуре. Обнаруженные явления должны усугубляться при увеличении количества слоев. Настоящая работа посвящена изучению структуры, полевому и температурному поведению намагниченности пленок Ge-Ni-Ge, в зависимости от толщины составляющих слоев.

Серия многослойных пленок Ge-Ni-Ge-Ni-Ge получена методом ионноплазменного распыления при базовом давлении 10-6 мм рт. ст. в атмосфере аргона. В аналогичных условиях были также изготовлены двухслойные пленки Ni-Ge с толщиной Ge ~ 15 нм и толщиной Ni ~ 11, 15 нм. Внешние слои Ge в пятислойных образцах составляли ~20 нм, слои Ni 10 - 20 нм, а толщина внутреннего слоя Ge изменялась от ~1 до ~10 нм. Структура пленок Ni-Ge исследовалась с помощью EXAFS - спектроскопии на станции «СТМ» и рентгеновской рефлектометрии на станции «Лангмюр» в Курчатовском центре синхротронного излучения и нанотехнологий. Намагниченность измерена на SQUID (СКВИД) - магнетометре при температурах 4.2 – 273 К в магнитном поле (H) до 1 кЭ. Измерения температурных зависимостей намагниченности проводились в двух режимах: (1) образец охлаждался в магнитном поле (FC); (2) образец охлаждался в отсутствии магнитного поля (ZFC), измерение намагниченности производилось в процессе нагревания. Полевые зависимости намагниченности (петли гистерезиса) были получены при T = 4.2 К.

Анализ EXAFS-спектров показал, что структура слоев Ni в пленках является кристаллической, и оксида Ni практически отсутствует. В спектре для атомов Ge наблюдается наличие оксида, а отсутствие дальних пиков говорит о вероятности аморфности структуры слоев Ge.

Для спектров рентгеновской рефлектометрии, представленных на рис.1, основной тенденцией является спад интенсивности сигнала в зависимость от угла падения рентгеновского излучения, на фоне которого наблюдаются интерференционные пики. Количество пиков зависит от полной толщины всей системы. Наличие нескольких явных периодов осцилляций обычно указывает на присутствие нескольких границ. Из рис.1 видно, что представленные на нем образцы имеют разную внутреннюю структуру. Такая картина может свидетельствовать о формировании в интерфейсах определенного соединения NixGey с хорошо отражающей поверхностью.



Рис.1 Рентгеновская рефлектометрия двухслойных пленок №1 (11/14,5) нм и №2 (15/15,3) нм

У всех пленок в низкотемпературной области наблюдалось сильное различие между кривыми намагничивания, полученными в результате измерений в двух режи-

мах (рис.2а). Кривые FC и ZFC совпадают друг с другом только при температурах, превышающих некоторую температуру Tm. Температура Tm приблизительно одинакова для всех образцов с различной толщиной промежуточного слоя Ge. Однако она зависит от направления магнитного поля относительно поверхности пленки и его величины. Для пятислойных структур также характерны асимметрия петли гистерезиса и ее сдвиг вдоль оси магнитного поля (рис.2b). Эти особенности четко проявляются с увеличением толщины промежуточного слоя Ge.



Рис.2 а - температурная зависимость намагниченности пятислойного образца Ge-Ni-Ge (17,6/9,7/1,7/9,7/17,6), процессы FC (1) и ZFC (2), H = 600 Э; b - петля гистерезиса при T = 4,2 К для образца Ge-Ni-Ge (22/16,3/1,3/16,3/22).

Обнаруженные особенности магнитного поведения изученных образцов при низких температурах объясняются формированием достаточно широкого интерфейса между слоями Ni и Ge, в котором образуется соединение NixGey, упорядочивающееся антиферромагнитно вблизи 50 К. Из-за шероховатости границы между слоями Ni и NixGey возникает фрустрация магнитных моментов Ni вблизи границы [3]. Слой Ni (или его часть) разбивается на участки с противоположными направлениями намагниченности и при охлаждении в отсутствии поля образец теряет суммарный магнитный момент. При нагревании в поле магнитные моменты атомов слоя Ni выстраиваются по полю. Чем больше поле, чем ниже температура, при которой наступает полное упорядочение и ZFC кривая сливается с FC кривой.

E-mail: ulia_cezar@mail.ru

Литература

1. P. Clauws, E. Simoen, Materials science in semiconductor processing, 9, 546-553 (2006)

2. И.С. Эдельман, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В.Черниченко, И.А. Турпанов, Г.В. Бондаренко, Письма в ЖЭТФ, 87, 5, 311-314 (2008)

3. А.И. Морозов, ФФТ, 50, 4, 675-680 (2008)

ОБМЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ В СИСТЕМЕ FEMN/CO, НАВЕДЁННОЕ ПРИ ПОМОЩИ ОТЖИГА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Душенко С.А.¹, Джунь И.О.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ² НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Актуальной темой современного этапа развития магнетизма являются исследования в области многослойных ультратонких структур, на базе которых получила своё развитие спинтроника. Из многих важных параметров для устройств спинтроники, базирующихся на структуре типа ферромагнетик/антиферромагнетик (Ф/АФ), важнейшим является величина фиксирующего магнитного поля (так называемого обменного смещения), обусловленного обменным взаимодействием на интерфейсе Ф/АФ. Обменное смещение проявляется в виде смещения петли гистерезиса относительно нулевого значения внешнего магнитного поля. Несмотря на большие успехи в развитии спинтроники, наблюдаемые в последнее десятилетие, многие явления, лежащие в её основе, до сих пор поняты не до конца. В число таких явлений входят как происхождение однонаправленной магнитной анизотропии (обменного смещения упомянутого выше), так и характер её изменения, а также характер изменения одноосной магнитной анизотропии, температуры блокировки системы (при которой пропадает обменное смещение) и других параметров характеризующих магнитное состояние системы [2]. Данное исследование направлено на выявление закономерностей изменения и связей параметров, лежащих в основе этих явлений и дающих возможность дальнейшей практической реализации устройств спинтроники.

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 Topp на подложку из монокристаллического кремния с кристаллографической ориентацией (100). Были получены структуры вида Si/Cu(50nm)/Co(5nm)/FeMn(tAF)/Cu(50nm), где tAF – толщина A Φ -слоя, составлявшая 7 и 15 nm. Кроме того, была получена серия образцов со структурой Si/Cu(50nm)/Co(5nm)/Cu(0,5nm)/FeMn(20nm)/Cu(100nm), в которой присутствует тонкий промежуточный слой меди между Φ и A Φ слоями. Толщины напылённых слоёв определялись с помощью метода резерфордовского обратного рассеяния (НИИЯ Φ МГУ). После осаждения образцы отжигались в атмосфере аргона при температурах Tanneal = 50, 100, 150, 200 и 250оС в течение получаса с последующим медленным охлаждением в присутствии внешнего магнитного поля величиной 1000 Э, приложенного в плоскости образца.

Исследования магнитных свойств полученных структур проводились методом ферромагнитного резонанса (ФМР) с использованием установки BRUKER elexsys e580 с частотой CBЧ накачки 9.65GHz (Центр коллективного пользования МГУ). Из исследования угловой зависимости резонансного поля были определены величины обменного смещения, одноосной магнитной анизотропии и собственного резонансного поля, характеризующего ферромагнитный слой.

Анализ результатов исследования структур с толщиной АФ-слоя tAF = 7 нм показал, что в использованном диапазоне температур отжига обменное смещение в них не индуцируется. Мы связываем это явление с частичным перемешивание АФ и Ф слоёв за счёт взаимной диффузии на границе их раздела при нагревании, в результате чего изменяется состав слоёв, что в свою очередь приводит к уменьшению температуры блокировки обменного смещения. При увеличении tAF до 15 nm обменное смещение появляется уже при температуре отжига Tanneal = 50oC, что существенно ниже температуры Нееля для массивного АФ [1]. Напыление немагнитного слоя меди между Ф и АФ слоями приводит к уменьшению обменного смещения при низких температурах отжига, однако, делает эффект более стабильным при высоких температурах. Этот разделительный слой ослабляет обменное взаимодействие на границе раздела Ф/АФ, но в то же время препятствует взаимной диффузии слоёв, что приводит к более высоким значениям намагниченности насыщения Ф-слоя в трёхслойных структурах, по сравнению с двухслойными, при высоких температурах отжига. Также в образцах с промежуточным слоем было отмечено сохранение величины собственного резонансного поля при температурах отжига вплоть до 200оС, что говорит о целостности ферромагнитного слоя.

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. Хоменко Е.В., Чеченин Н.Г., Гойхман А.Ю., Зенкевич А.В.// Письма в ЖЭТФ т.88 в.9. 2008 с.693-697.

2. O'Grady K., Fernandez-Outon L. E. and Vallejo-Fernandez G.// J. Mag. Mag. Mat. No.322. 2010 883-899.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛА ТЕРБИЯ И УТОЧНЕНИЕ ЕГО ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ

Зверев В.И., Гимаев Р.Р.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, физический факультет, 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 тербия. В работе проведены детальные измерения намагниченности, магнитной восприимчивости, теплоемкости и магнитокалорического эффекта (прямым методом) в температурном интервале от 5 до 300 К и в диапазоне магнитных полей от 0 от 100 кЭ, приложенных в плоскости легкого намагничивания (для тербия – плоскость ab).

В работе показано наличие новых промежуточных фаз на магнитной фазовой диаграмме в интервале температур от 221 до 229 К. Кроме того, проведена теоретическая оценка основных вкладов в значение магнитной части энтропии, и, таким образом, объяснены ее относительно высокие экспериментальные значения.

Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м.н. Тишину А.М. и к.ф.м.н. Спичкину Ю.И. за полезные обсуждения результатов работы.

E-mail: vi.zverev@physics.msu.ru

Литература

1. J. Jensen and A. R. Mackintosh, Rare Earth Magnetism: Structures and Excitations (Claredon Press, Oxford, 1991).

2. B. Coqblin, The Electronic Structure of Rare-Earth Metals and Alloys: The Magnetic Heavy Rare-Earths (Academic Press, new York, 1977).

3. W. C. Koehler, J. Appl. Phys. 36, 1078 (1965).

4. V. A. Finkel, Structure of Rare Earth Metals (Metallurgiya, Moscow, 1978).

5. A. M. Tishin and A. M. Martynenko, Physics of Rare Earth Metals in the Vicinity of Magnetic Phase Transitions (Nauka, Moscow, 1995).

6. T. J. McKenna, S. J. Campbell, D. H. Chaplin, and G. V. H. Wilson, Solid State Commun. 40, 177 (1981).

7. K. D. Jayasuriya, A. M. Stewart, S. J. Campbell, and E. S. R. Gopal, J. Phys. F: Met. Phys. 14, 1725 (1984).

8. K. Ikeda, K. A. Gschneidner, Jr., T. Takeshita, D. W. Jones, and S. P. Farrant, Phys. Rev. B 31, 5878 (1985).

9. N. P. Kolmakova, A. M. Tishin, and J. Bohr, J. Magn. Magn. Mater. 161, 245 (1996).

10. G. I. Kataev, M. R. Sattarov, and A. M. Tishin, Fizika Tverdogo Tela 31, 276 (1989).

11. A. Vl. Andrianov, D. I. Kosarev, and A. I. Beskrovnyi, Phys. Rev. B 62, 13844 (2000).

12. Yu. I. Spichkin, J. Bohr, and A. M. Tishin, Phys. Rev. B 54, 6019 (1996).

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ NI-MN-IN

**Казаков А.П., Коновалов П.Н., Иванова О.С.

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

Исследованию магнитных материалов, которые с успехов применяются в качестве твёрдотельных хладагентов в магнитных рефрижераторах, в последние годы уделяется большое внимание в связи с глобальными проблемами энергопотребления и снижения выбросов вредных составляющих при работе газовых холодильных установок [1].

В основе магнитного охлаждения лежит тот факт, что в процессе медленного изменения магнитного поля общая энтропия вещества сохраняется (не происходит теплообмена с окружающей средой) и перераспределяется между различными подсистемами (магнитной и кристаллической решеткой с электронами). Наибольший эффект охлаждения следует ожидать в области температур, близких к температуре фазового перехода из магнитоупорядоченного в неупорядоченное состояние. В связи с этим поиск новых магнитных материалов для использования их в качестве рабочего тела в холодильных установках приводит к целому классу веществ, в которых наблюдаются не только фазовые переходы второго рода, но и первого рода, ибо последние всегда сопровождаются поглощением (выделением) теплоты. Таким образом, если в веществах помимо магнитного фазового перехода имеет место структурный фазовый переход, т.е. происходит перестройка кристаллической решетки, то такие вещества оказываются наиболее привлекательными для использования в холодильных машинах.

Одним из перспективных материалов для магнитного охлаждения являются сплавы Гейслера. Данные сплавы, при определенных составах, могут обладать структурным фазовым переходом 1-го рода вблизи комнатной температуры, при этом низкотемпературная фаза называется мартенсит, высокотемпературная – аустенит, а сам переход – мартенситным. Опубликованные в литературе данные по изменению магнитной энтропии в сплавах Гейслера Ni-Mn-Z (Z = Ga, In, Sn) [2] позволяют рассматривать их как кандидата для использования в качестве рабочего тела в «магнитных» холодильниках ввиду их дешевизны и нетоксичности. Учитывая актуальность поиска перспективных материалов, была поставлена задача исследовать сплавы Гейслера Ni-Mn-In-Z (Z = In, Al, Ge), полученных путем изменения концентрации и замещения индия на небольшие количества элемента Z в соединении Ni50Mn35In15.

В данной работе исследовался магнитокалорический эффект (МКЭ) в области фазовых переходов в сплавах Ni50Mn35In15, Ni50Mn35In14Al и Ni50Mn35In14Ge. Для определения температур фазовых переходов и магнитного состояния образцов, кроме измерения МКЭ, на тех же веществах, были проведены исследования намагниченности в широком диапазоне температур и магнитных полей. МКЭ сплавов был измерен прямым методом на автоматизированной установке MagEq MMS 801 при изменении магнитного поля до 18 кЭ, а магнитные свойства – на вибрационном магнитометре фирмы LakeShore в диапазоне температур 80 – 400 К и в полях до 16 кЭ.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Были получены зависимости намагниченности от температуры в "слабых" магнитных полях (100 Э и 300 Э) и "сильных" магнитных полях (15 кЭ и 16 кЭ) измеренные в режимах ZFC (zero-field-cooled) и FC (field-cooled). На графиках этих зависимостей (см. рис. 1) можно заметить несовпадение кривых ZFC и FC, измеренных в слабых полях, в области низких температур и следующий затем переход в состояние с нулевой спонтанной намагниченностью, характеризующийся падением намагниченности до практически нулевого значения. Другими характерными особенностями являются резкий рост намагниченности до максимального значения при повышении температуры в окрестности 300 К и наблюдающийся при дальнейшем повышении температуры переход в парамагнитное состояние. Резкое изменение намагниченности в окрестности 300 К обусловлено мартенситным переходом. На основании проведенных исследований намагниченности сплавов Ni50Mn35In15, Ni50Mn35In14Al и Ni50Mn35In14Ge можно говорить о наличии четырех областей с различными последовательностями фазовых переходов (высокотемпературная парамагнитная аустенитная фаза ↔ ферромагнитная аустенитная фаза \leftrightarrow низкотемпературная мартенситная фаза с нулевой спонтаннной намагниченностью (парамагнитная) ↔ низкотемпературная ферромагнитная мартенситная фаза). Также из данных исследований можно определить температуры фазовых переходов.



Рис. 1. Зависимости намагниченности от температуры для сплавов Ni50Mn35In15, Ni50Mn35In14Al и Ni50Mn35In14Ge, полученные в слабом поле (300 Э) в режиме ZFC.



Рис. 2. Зависимость МКЭ от температуры для сплавов Ni50Mn35In15, Ni50Mn35In14Al и Ni50Mn35In14Ge при изменении магнитного поля на 10 кЭ.

Для уточнения магнитного состояния образцов были проведены исследования зависимости намагниченности от магнитного поля при температурах, соответствующих различным фазам. Особый интерес представляют петли полученные вблизи мартенситного перехода, имеющие метамагнитный характер. Также при измерениях петель гистерезиса в изученных сплавах после охлаждения в магнитном поле $H = 15 \text{ к} \Im$ (FC) и без него (ZFC) был обнаружен обменный сдвиг петель, возникающий в режиме FC, который составляет 100 ÷ 200 Э при температуре 80 К.

МКЭ в данных сплавах был измерен в диапазоне температур от 250 до 350 К. В качестве примера на рис. 2 изображены зависимости МКЭ от температуры для 3-х сплавов при изменении поля на 10 кЭ. В результате исследования МКЭ в сплавах Ni50Mn35In15, Ni50Mn35In14Al и Ni50Mn35In14Ge прямым методом (адиабатическое изменение температуры) показано, что вблизи фазового перехода 1-го рода МКЭ имеет отрицательный знак, около фазового перехода 2-го рода МКЭ имеет положительный знак. Обнаружены значительные изменения температуры $\Delta T \sim 1,5 \div 2$ К в области фазовых переходов, что позволяет использовать указанные материалы в качестве рабочего тела в магнитных холодильных устройствах. Результаты работы показывают, что допирование сплавов Гейслера четвертым элементом позволяет изменять как характер-

ные температуры фазовых переходов, так и магнитные свойства и интервал температур, при котором достигается значительный МКЭ.

kazakov_a_86@mail.ru

Литература

[1] Gschneidner, Jr. K. A. Recent developments in magnetocaloric materials / K. A. Gschneidner Jr., V. K. Pecharsky and A. O. Tsokol // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. P. 1479-1539.

[2] Dubenko, I. Magnetocaloric effects in Ni–Mn–X based Heusler alloys with X = Ga, Sb, In / I. Dubenko, M. Khan, A. K. Pathak et al // JMMM. 2009. V. 321. P. 754-757.

ГИГАНТСКИЙ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ MN(AS,SB)

Крохотин А.И.¹, Звонов А.И.¹, Смаржевская А.И.¹, Митюк В.И.², Панкратов Н.Ю.¹

¹ МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ² НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

Материалы с гигантским магнитокалорическим эффектом (МКЭ) являются перспективными объектами для создания высокоэффективных магнитных холодильных установок. К подобным материалам относятся: Gd5(Si2Ge2), сплавы Гейслера, RCo2, La(Fe,Si)13, MnAs. Высокие значения МКЭ в некоторых магнетиках создают возмож-

ности для разработки магнитных холодильных устройств, эффективно работающих в заданных температурных интервалах. Для разработки новых магнитных рефрижераторов необходим поиск новых магнитокалорических материалов.

Соединение MnAs является ферромагнетиком с магнитоструктурным переходом 1-го рода при ТС = 313 К, при котором ферромагнитная гексагональная фаза со структурой NiAs переходит в парамагнитную орторомбическую фазу MnP [1,2]. Соединения MnAs с частичным замещением атомов Мп сурьмой представляют интерес для исследования МКЭ, поскольку ранее было показано наличие значительного вклада магнитной составляющей в энтропию [3]. Целью данной работы является экспериментальное исследование МКЭ



прямым методом из измерений температуры при адиабатическом изменении магнитного поля в псевдобинарных соединениях Mn(As,Sb) в области магнитного фазового перехода.

Исходные сплавы MnAs1-xSbx (x = 0; 0,01; 0,02) были получены методом Стокбаргара-Бриджмена. Аттестация образов проводилась методом порошковых дифрактограмм. Показано, что при комнатной температуре исследуемые соединения обладают гексагональной кристаллографической структурой типа NiAs с пространственной группой P63/mma. При фазовом переходе изменяется структура кристаллической решетки, с переходом в парамагнитную орторомбическую фазу MnP с пространственной группой Pmna. Измерения МКЭ проводились прямым методом. Образцы для исследования представляли собой однофазные кристаллы с примесью второй фазы не более 1%. Образец помещался в контейнер с теплоизоляцией с высоким вакуумом ~10-4 мм рт.ст. для минимизации отвода тепла (адиабатический процесс).

На рис. 1 представлены температурные зависимости МКЭ в поле 12,5 кЭ для соединений MnAs и MnAs0,99Sb0,01. Кривая 1 (для соединения MnAs) соответствует нагреву образца из ферромагнитной области (T < 300 K). Максимальное значение МКЭ в данном случае достигает значения 0,28 K при температуре T = 308,5 K. Кривая 2 соответствует случаю охлаждения образца из парамагнитной области (T > 320 K). В данном случае МКЭ достигает максимального значения $\Delta T = 0,88$ K при T = 306,3 K. Кривая 3 показывает поведение МКЭ при охлаждении, полученное из повторных измерений предварительно намагниченного образца. Из кривой видно, что МКЭ предварительно намагниченного образца меньше, чем у размагниченного (максимальное значение МКЭ 0,42 K при T = 306,4 K).

Характер температурной зависимости МКЭ в легированном соединении MnAs0,99Sb0,01 аналогичен зависимостям для MnAs (см. рис. 1). В этих соединениях имеет место сильный температурный гистерезис МКЭ (около 2 К), связанный с предшествующими тепловыми воздействиями. Как видно из рисунка, замещение мышьяка сурьмой при малой концентрации сурьмы приводит к возрастанию температуры магфазового перехода. Максимальное значение МКЭ соединении нитного В MnAs0,99Sb0,01 при охлаждении достигает $\Delta T = 0,88$ K (при T = 308,6 K) кривая 5 на рисунке. Следует отметить, что максимальное значение МКЭ при нагревании MnAs0,99Sb0,01 в два раза больше (кривая 4), чем в исходном соединении ($\Delta T = 0.61$ K при T = 310,7 K).

Сложное поведение МКЭ можно объяснить тем, что магнитокалорический эффект в соединениях Mn(As,Sb) обусловлен фазовым переходом из парамагнитной в ферромагнитную метастабильные фазы. При нагреве (кривые 1 и 4) изначально в образцах была очень маленькая концентрация парамагнитной фазы, поэтому эффект меньше, чем при охлаждении из парамагнитной фазы. В случае намагничивания предварительно размагниченного образца (кривые 3 и 6) изначально присутствует бо́льшая концентрация ферромагнитной фазы и меньшая – парамагнитной, по этой причине при повторном намагничивании значения МКЭ (кривые 2 и 5) меньше, чем в предварительно размагниченном.

Также нами показано, что 1% замещение сурьмой приводит к возрастанию температуры магнитного фазового перехода, однако характер перехода сохраняется.

Полученные данные позволяют сделать вывод о положительном влиянии замещений мышьяка на сурьму, что проявляется в уменьшении различий в величине МКЭ для при нагреве и охлаждении.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 10-02-900/6-Бел. Е-mail: krohotin@mail.ru

Литература

 С.А. Никитин, Н.Ю. Панкратов, Ю.А. Овченкова, А.И. Смаржевская, А.И. Крохотин, А.И. Звонов, И.С. Терешина, Г.А. Политова, Г.А. Говор, В.М. Рыжковский, В.И. Митюк. Перспективные материалы. 2011 (принята в печать).
 2. Govor G.A., Heusler Alloys and Related Materials. Ed. Klaus Baerner. 2007, p.1-33.

3. H. Wada, Y. Tanabe. Appl.Phys.Lett. 79, 3302 (2001).

РАСЧЁТ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ МОДЕЛИ МАЛОГО ИЗИНГОВСКОГО НАНОМАГНЕТИКА МЕТОДОМ ГИББСА С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВТОРЫХ СОСЕДЕЙ

Лаюров Е.П.¹, Санников Е.В.²

¹Хакасский государственный университет имени Н.Ф.Катанова, ²Институт естественных наук и математики, Абакан, Россия

Исследование магнетизма является одной из важнейших задач современной физики конденсированного состояния [1]. При моделировании низкоразмерных наномагнетиков очень важным является изучение диаграмм основных состояний этих магнетиков, и тем более фазовых диаграмм.

Диаграммы основных состояний магнетика дают возможность определить параметры в модельном гамильтониане, отвечающие за стабильность определенной структуры или структур при температуре абсолютного нуля.

Однако диаграммы основных состояний не учитывают ряд особенностей фазовых превращений: температуру, при которой происходит процесс, наличие потенциальных барьеров, направление процесса, метастабильные состояния [2].

Ранее для учета таких особенностей моделирование в рамках аксиальной модели Изинга конечного размера проводилось классическим методом Монте-Карло, в котором долго приходилось ждать пока система придет в равновесное состояние. С учетом всего этого был разработан новый алгоритм расчета фазовых диаграмм с использованием метода (распределения) Гиббса [3].

Целью данной работы является построение фазовых диаграмм модели одномерного наномагнетика с оборванными концами и исследование влияния температуры на них с учетом взаимодействия вторых соседей.

Гамильтониан системы имеет вид [3]:

$$E = \frac{e_0}{\omega_1} = -h \sum_{i=1}^N S_i - \sum_{i=1}^{N-1} S_i S_{i+1} - J_2 \sum_{i=1}^{N-2} S_i S_{i+2}$$
(1)

где безразмерная проекция вектора спина на некую ось равна Si =1 (если спин направлен вверх \uparrow), Si =-1 (если спин направлен вниз \downarrow), i – номер узла; h – безразмерная напряженность магнитного поля (проекция на ту же ось); E0 – энергия модельного кристалла, ω 1 – энергия взаимодействия ближайших соседей; J2= ω 2/ ω 1 – относительный энергетический параметр взаимодействия вторых соседей [3].

Формула для расчёта вероятности реализации конкретной конфигурации Гиббса [4]

$$P(r) = \frac{e^{-\frac{E_r}{\theta}}}{\sum_{i=1}^{r} e^{-\frac{E_i}{\theta}}}$$
(2)

где г – номер конфигурации, P (r) – вероятность г – ой конфигурации, Er – энергия г-й конфигурации, суммирование проводится по всем возможным конфигурациям. Температура θ измеряется в безразмерных единицах:

$$\theta = \frac{kT}{\omega_1}, \tag{3}$$

где k – постоянная Больцмана; Т – абсолютная температура.

На рисунках 1 и 2 представлены фазовые диаграммы одномерного изинговского наномагнетика, при различной температуре и размере системы. Наиболее интересные

состояния представлены при температуре от 0,1 до 2 и размере системы или числе узлов N=8 и N=10.



Рис.1. Фазовые диаграммы при N=8, а) $\theta=0.1$, б) $\theta=0.5$, в) $\theta=1.5$



Рис.2. Фазовые диаграммы при N=10, а) $\theta=0.1$, б) $\theta=0.5$, в) $\theta=0.9$

На рисунках 1а и 2а представлены фазовые диаграммы при низкой температуре, которые похожи на уже ранее построенные диаграммы основных состояний, но другими методами [5]. Диаграммы основных состояний строятся при температуре равной нулю, поэтому фазовые диаграммы при θ =0.1 похожи. С увеличением температуры (см. рис. 16,в и 26,в) появляется новое состояние, причем его можно считать двухфазным состоянием (-1-1-1-1+1+1+1+1). При дальнейшем возрастании температуры новое состояние становиться все более устойчивым. Отметим, что результаты относятся к полностью равновесным состояниям.

E-mail: layurovep@yandex.ru

Литература

1. Удодов В.Н., Потекаев А.И., Попов А.А. Моделирование фазовых превращений в низкоразмерных дефектных наноструктурах. Абакан, 2008.

2. Байдышев В.С., Статистическая теория метастабильных фазовых диаграмм политипных превращений в плотноупакованных кристаллах. / В.С. Байдышев, В.Н. Удодов, А.А. Попов, А.И. Потекаев; Ред. журн. "Изв. вузов. Физика". — Томск, 2005. — 16 с. — Деп. в ВИНИТИ 20.04.05, № 562-В2005.

3. Санников Е.В., Козлитин Р. А., Удодов В. Н., Потекаев А. И. Фазовые переходы в одномерных магнетиках // Изв. вузов. Физика. Томск, 2006. № 3. С. 54–58.

4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. Пособ.: Для вузов. В 10 т. Т.V. Статистическая физика. Ч. I – 5-е издание, стереот. – М., 2005. – 616 с.

5. Спирин Д.В. Особенности критической динамики изинговских наноразмерных магнетиков. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Томск, 2008.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЁНОК СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА NI-MN-GA

**Новиков А.И.

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



Рис. 1. Температурная зависимость ЭЭК:*a*) в поле напряжённостью 250 Э; *b*) в поле напряжённостью 3 κ Э, нормированная на величину эффекта при T = 300 K.

Как известно, сплавы Гейслера Ni-Mn-Ga могут претерпевать мартенситный переход, в результате которого вместо слабо анизотропной кубической структуры образуется структура мартенситная с сильной анизотропией. С помощью магнитооптических методов можно проследить, как меняются магнитная и электронная структура образца при мартенситном переходе.

В ходе работы проводились магнитооптические исследования плёнки из сплава Ni-Mn-Ga толщиной ~ 1 мкм. Поликристаллическая плёнка была изготовлена путём напыления Ni49,5Mn28Ga22,5 на монокристаллическую пластинку МgO при температуре 320 К. Компоненты плёнки отжигались при температуре 1073 К в течение 1 ч в условиях высокого вакуума. Исследования магнитных свойств показали, что в плёнке наблюдается мартенситный переход при T = 316 К [1].

Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения спектральных, полевых и температурных зависимостей ЭЭК были прове-

дены в диапазоне энергий от 0,5 до 4 эВ, в полях напряжённостью до 3,5 кЭ и в области температур от 80 до 370 К.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.



Рис. 2. Спектральные зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect, *TKE*) при *T* = 300 и 335 *K*. На вставке— полевые зависимости ЭЭК при *T* = 300 и 335 *K*.

На рис. 1 приведены температурные зависимости ЭЭК измеренные в магнитных полях напряжённостью 250 Э (рис. 1а) и 3 кЭ (рис. 1b). Значение температуры Кюри TC, определенное по резкому уменьшению величины ЭЭК, составило около 365 К. Это согласуется с результатами измерений намагниченности, представленных в работе [1].

На кривой, измеренной в поле 250 Э в районе Т ~ 316 К при охлаждении и нагревании образца наблюдался температурный гистерезис и падение величины эффекта с уменьшением температуры. Такое поведение свидетельствует о мартенситном переходе в этой области температур.

Мартенситный переход полностью подавлялся в поле 3 кЭ, на температурной зависимости ЭЭК отсутствовали аномалии, и величина эффекта возрастала с уменьшением температуры. В целом вид кривой напоминает температурную зависимость намагниченности, полученную в режиме «охлаждения в поле» (FC) [2].

На рис. 2 показаны спектральные зависимости ЭЭК в поле 250 Э при температурах 335 и 300 К — т. е., выше и ниже мартенситного перехода. Также представлен спектр при T = 100 К в поле 3 кЭ. Спектры очень похожи и различаются только интенсивностью (что соответствует рассмотренной выше температурной зависимости). Кроме того, они подобны магнитооптическому спектру для аустенитной фазы монокристалла Ni49,3Mn24,7Ga26, приведённому в работе [2].

На основании идентичности спектров ЭЭК можно сделать вывод о том, что электронная структура образца в области энергий 0,5 - 4 эВ при мартенситном переходе существенно не изменяется. В ходе перехода меняется магнитная анизотропия образца, что видно из графиков полевых зависимостей ЭЭК, приведенных на вставке рис. 2. Возможно, что изменение магнитной анизотропии в плёнке связаны с перестройкой электронного спектра в области меньших энергий (E < 0,5 эВ). Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной.

Литература

1. V.A. Chernenko et al. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 44, No. 11, November 2008.

2. S.J. Lee et al. Journal of Applied Physics, Vol. 93, No. 10, Parts 2 & 3, 15 May 2003.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МИКРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

Павленко О.В., Сечин Д.А.

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

Неоднородный магнитоэлектрический эффект – возникновение электрической поляризации при неоднородном распределении намагниченности в образце. В последнее время магнитоэлектрические эффекты привлекают большее внимание в связи с развитием компьютерной памяти с низким энергопотреблением, так как они позволяют воздействовать на магнитное состояние вещества статическим электрическим полем, что может существенно уменьшить тепловые потери по сравнению с управлением импульсами электрического тока, применяемым в настоящее время [1].

Целью данной работы является выяснение механизмов магнитоэлектрических эффектов, наблюдающихся на доменных границах пленок ферритов гранатов, в частности проверка теоретического предположения, что эффект должен зависеть от направления разворота намагниченности в доменной границе.

В качестве образцов были выбраны пленки ферритов гранатов (BiLu)3(FeGa)5O12, доменная структура которых хорошо различима в поляризационном микроскопе. Электростатическое воздействие на доменные границы производилось посредством электрода, представлявшего собой тонкую (диаметр 10мкм) проволоку из немагнитного металла (медь, золото). Наблюдение велось в проходящем свете [2]. Приложение положительного напряжения между электродом и подложкой вызывало притяжение доменной границы к электроду, а отрицательного – отталкивание от него.

Согласно теоретическим предположениям [3] электрическая поляризация возникает в стенках неелевского типа, намагниченность в которых разворачивается в плоскости перпендикулярной доменной границе. При этом направление разворота намагниченности влияет на знак электрической поляризации (рис.1).

Для проверки этого положения мы помещали образцы пленок ферритов гранатов в магнитное поле, перпендикулярное плоскости доменных границ (полые стрелки H+ и H– на рис.1), которое позволяло управлять направлением разворота намагниченности, показанной черными стрелками. В качестве образцов выбирались пленки кристаллов (210), т.к. анизотропия в них достаточно сильна для сохранения направления доменных границ во внешнем магнитном поле.

На рис.2. показаны экспериментальные снимки. Светлые и темные области – домены, темная полоса между ними – доменная граница. Представлены две пары кадров с разным направлением внешнего магнитного поля Н (показано белой стрелкой), и разными зарядами электрода (черный продолговатый объект на рисунках снизу). Как видно, разные комбинации направлений внешнего поля и зарядов электрода поразному влияют на доменную границу, вызывая притяжение или отталкивание ее от электрода.









Таким образом, наблюдаемые особенности магнитоэлектрического эффекта на доменных границах подтверждают предсказания теоретической модели, согласно которой направление смещения доменной границы в электрическом поле зависит от направления вращения намагниченности в ней. Это позволяет утверждать, что причиной наблюдаемых изменений в микромагнитной структуре является неоднородный магнитоэлектрический эффект.

Работа выполнена при поддержке РФФИ n 10-02-13302- РТ-ми.

E-mail: ov.pavlenko@physics.msu.ru

Литература

1. M. Bibes and A. Barthelemy, Towards a magnetoelectric memory, Nature Materials v. 7, p.425 (2008)

2. A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P.Nikolaeva, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films, Applied Physics Letters, v.93, p.182510 (2008)

3. В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский Письма в ЖЭТФ 37 565 (1983)

КОЭРЦИТИМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА МЕТАЛЛА БАРАБАНОВ ПАРОВЫХ КОТЛОВ НАХОДЯЩИХСЯ В ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Прядченко Д.В.

Восточно-украинский национальный университет им. Владимира Даля, Луганск, Украина

Контроль усталостного состояния металла барабанов паровых котлов 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. Однако большую часть срока службы правильно разработанная, изготовленная и эксплуатируемая котельная установка не имеет усталостных дефектов, хотя зоны будущих возможных разрушений в ней нередко начинают формироваться и развиваться уже на стадии изготовления и монтажа. Местонахождение таких зон логически обусловлено самой конструкцией и потому хорошо известно, однако сейчас нет инструмента слежения за их усталостным состоянием до тех пор, пока в них не появятся дефекты. 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.

Опыт технического диагностирования металлоконструкций многих типов, в том числе и котельных агрегатов [1], 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) [2]. 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 $H_{c_{mexyu}}$, а точнее, по степени продвинутости измеренного значения $H_{c_{mexyu}}$ от исходной величины H_{c_0} к предельному значению H_c^B [3]. 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.

Показаны результаты магнитного (коэрцитиметрического) контроля металла барабанов паровых котлов БГ-35 и ГМ-50-1 после длительной эксплуатации в различных технологических режимах. Результаты магнитных исследований подтверждены металлографическими исследованиями структуры основного металла обследуемых барабанов. Исследованиями подтверждено влияние условий и технологического режима эксплуатации котлоагрегатов на структурно фазовое состояние, механические и магнитные свойства сталей барабанов паровых котлов.

Была доказана состоятельность коэрцитиметрического метода неразрушающего контроля для диагностирования котельного оборудования и определения усталостного состояния метала. Портативный коэрцитиметр КРМ-Ц-К2М прекрасно зарекомендовал себя в специфических условиях внутренних полостей парового котла и может быть применен в широкой практике магнитного диагностирования котельных установок. Подтверждена высокая корреляция изменения структурно-фазового состояния металла барабана парового котла и его магнитной характеристики – коэрцитивной силы, что было подтверждено путём металлографических исследований. Практически было доказано влияние технологического режима эксплуатации, а также его нарушение, парового котла на усталостное состояние и структуру металла его основного элемента – барабана, и, как следствие, на магнитные характеристики металла – коэрцитивную силу [4].
Измеряемая величина H_c легко выполняется на практике рядовым персоналом при минимальном обучении, значительно увеличивая объём обследованного металла элемента котлоагрегата.

Магнитный (коэрцитиметрический) метод неразрушающей диагностики облегчает и упрощает программу технического диагностирования котельных установок, сокращая объём дефектоскопии классическими методами [5].

E-mail: dimadarn@mail.ru

Литература

1. Жученко Н. А., Прядченко Д. В., Карлов Д. Б. Контроль дефектов паровых котлов. Сборник тезисов и докладов 5-й научно-технической конференции "Современные приборы, материалы и технологии для неразрушающего контроля и технической диагностики машиностроительного и нефтегазопромышленного оборудования ", г. Ивано-Франковск, 2-5 декабря 2008 г., с. 39 – 42.

2. Яковенко В. В., Прядченко Д. В., Жученко Н. А. Метод диагностики ферромагнитных деталей по параметрам поля рассеяния локально намагниченного участка. Труды Луганского отделения Международной Академии информатизации, №1 (16), г. Луганск, 2008г., с. 118 – 123.

3. Безлюдько Г.Я. Эксплуатационный контроль усталостного состояния и ресурса металлоконструкций неразрушающим магнитным (коэрцитиметрическим) методом. Техническая диагностика и неразрушающий контроль, 2003г., №2. с. 20 – 26.

4. Мирошников В. В., Прядченко Д. В., Сиваев И. А. Влияние условий эксплуатации на магнитные свойства сталей элементов паровых котлов / Восточно-Европейский журнал передовых технологий. - №6/1 (48), 2010, с. 47 – 51.

5. Мирошников В. В., Прядченко Д. В., Сиваев И. А. К вопросу о техническом диагностировании паровых котлов / Труды Луганского отделения Международной Академии информатизации, №2 (22), г. Луганск, 2010 г., с. 33 – 36.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОБРАЗЦОВ ПОЧВ С КОЛЬСКОГО ПОЛУОСТРОВА

Самсонова В.В.

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

При разработке рудных месторождений, особенно связанных с добычей тяжелых, редкоземельных металлов, металлов платиновой группы и т.п., побочно производится большое количество отходов, содержащих эти металлы и их соединения в рассеянном виде. Тяжелые металлы и их соединения оказывают большую нагрузку на экосистемы и могут приводить к деградации, а в совокупности с воздействием других факторов, и к опустыниванию земель [1]. Перед многими индустриальными странами стоят проблемы загрязнения и опустынивания земель, которые повторно не используются. В первую очередь это связано с потребностями постоянно развивающегося градостроительства, нуждающегося во всё большем пространстве, что приводит к разрушению зеленых поясов. Очистка загрязненных земель и возможность повторного использования заброшенных важны не только для борьбы с загрязнением окружающей среды, но и для прекращения уничтожения живой природы.

Для исследования загрязненных земель (обнаружения загрязнений и характеристики их уровня) используют, помимо химических и геологических, магнитные измерения. При работе заводов, добывающих и перерабатывающих полезные ископаемые, вырабатывается побочный продукт – пепел, частицы которого обладают различными магнитными свойствами. Эти частицы перемещаются по воздуху и осаждаются на земле. В почвах такие частицы проникают вглубь и накапливаются в верхних слоях, и их увеличенная концентрация может быть легко обнаружена, с помощью поверхностных магнитных измерений. Они дают подробную информацию о составе, форме и размере частиц ферримагнитных минералов (наиболее часто встречающиеся - окиси железа) [2, 3], а так же являются дешевыми и быстрыми в проведении по сравнению с химическими анализами образцов почв. Преимущество магнитной диагностики также в том, что ее можно проводить не только в лаборатории, но и непосредственно на месте исследования.

Исследование магнитных свойств природных материалов – первый этап на пути решения глобальной экологической проблемы. На этом этапе важно проанализировать и сопоставить магнитные свойства образцов экологических объектов с их химическими и геологическими свойствами. Зная эти характеристики можно узнать тип загрязнения и определить каким методом лучше восстанавливать исследуемые участки земли.

В данной работе были исследованы образцы почв с Кольского полуострова [4], взятые на разном расстоянии (1, 8, 41 км) от медно-никелевого комбината. Каждый из видов образцов был подготовлен (обработан) различными способами: размол на лабораторной мельнице со стальными ножами, просев через алюминиевое сито с отверстиями 2 мм, размол на мельнице со стальными шарами, размол на мельнице с агатовыми шарами. Целью данной работы было определение зависимости магнитных свойств проб почв от способа обработки и расстояния до источника загрязнения.

Измерения петель гистерезиса проводились на вибрационном магнитометре в полях до 1,6 Тл. Для исследования образцы помещались в полиэтиленовые пакетики размером 5 мм*10 мм, уплотнялись (для минимизации перемещения частиц внутри пакетика), взвешивались и запаивались.

На Рис. 1. представлены петли гистерезиса трех образцов почв, взятых на расстоянии 41 км от медно-никелевого комбината на уровне органогенного горизонта, обработанных разными методами.



Рис.1. Петли гистерезиса образцов почв, обработанных разными способами



Все образцы являются ферромагнитными с около нулевой коэрцитивной силой. Из рисунка видно, что образцы №1 и №2 ,обработанные на мельнице со стальными ножами и шарами, соответственно, имеют больший момент, чем образец №3, обработанный на мельнице с агатовыми шарами. Это говорит о том, что метод обработки влияет на магнитные свойства образцов и использование агатовых (неферромагнитных) шаров позволяет получить больше информации о самом образце почв.

Обнаружена зависимость магнитных свойств образцов почв от расстояния до медно-никелевого комбината. На Рис. 2. представлены петли гистерезиса четырех раз-

личных образцов, обработанных на мельнице с агатовыми шарами взятых на расстояниях 1, 8, 41 км. Образцы № 3 и №6 взяты в органогенном слое на расстоянии 41 км и 8 км, соответственно. Образцы № 9 и № 12 – на минеральном горизонте на расстоянии 41 км и 1 км, соответственно. Из рисунка видно, что на большом расстоянии от комбината (41 км) уровень загрязнения на органогенном слое гораздо меньше, чем на уровне минерального горизонта. Это связано с тем, что пепел с поверхности вымывается и просачивается с осадками вглубь до минерального горизонта. На более близком расстоянии (1 и 8 км) уровень магнитного загрязнения в органогенном слое и на минеральном уровне примерно одинаковый – магнитные моменты насыщения для образцов №6 и №12 равны 28 и 22 ети/g, соответственно. Это можно объяснить тем, что вблизи комбината поверхностный слой почв интенсивнее загрязняется и пепел не успевает полностью вымываться и просачиваться в просачиваться и просачиваться и просачиваться и просачиваться и просачиваться и поверхностный слой почв интенсивнее загрязняется и пепел не успевает полностью вымываться и просачиваться в просачиваться в поверхностный слой почв интенсивнее загрязняется и пепел не успевает полностью вымываться и просачиваться в полностью вымываться и пепел не успевает полностью вымываться и полностью вымываться и пепел не успевает полностью вымываться и полностью вымываться и пепел не успевает полностью вымываться и пепел не успевает полностью вымываться и пепел не успевает полностью вымываться и перехность на кинеральном в перехностный слой почв интенсивнее загрязняется и пепел не успевает полностью вымываться на полностью вымываться и перехностных на комента на коме

Корреляционный анализ полученных результатов позволяет установить зависимость между магнитными свойствами образцов почв, способом их обработки в лаборатории и расстояния от медно-никелевого комбината, на котором были взяты образцы. Полученные результаты могут быть использованы для разработки (стандартизации) магнитных методов контроля экологического состояния среды.

E-mail: vv.samsonova@physics.msu.ru

Литература

1. Т.А. Акимова, А.П. Кузьмин, В.В. Хаскин, Экология. Природа - человек – техника, Юнити, Москва 2001, 343 с.

2. Armin Schmidt, Richard Yarnold, Matt Hill, Mike Ashmore, Journal of Geochemical Exploration 85 (2005) 109–117.

3. Hana Fialova', Gunter Maier, Eduard Petrovsky', Ales' Kapicka, Tetyana Boyko, Robert Scholger, Journal of Applied Geophysics 59 (2006) 273–283.

4. Г.Н. Копцик, Н.П. Недбаев, С.В. Копцик, И.Н. Павлюк, Почвоведение №8 (1998) 988-995.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ПЕРКОЛЯЦИИ В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ОТ ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВНЕДРЕННЫХ МАГНИТНЫХ ИОНОВ

Сарафанников Д.С

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

Разбавленные магнитные полупроводники и оксиды с температурой Кюри выше комнатной являются перспективными материалами спинтроники и магнитофотоники [1]. Поиск таких материалов, совмещающих возможности и полупроводников и ферромагнетиков, осуществляется путем внедрения методами напыления или имплантации магнитных (а иногда и немагнитных) ионов в парамагнитные полупроводники и оксиды. При этом при достаточно малой концентрации внедренных ионов, заведомо меньшей порога перколяции при хаотическом распределении узлов или связей в классических моделях протекания, возникает дальний магнитный порядок. Так, в имплантированных Mn структурах Si:Mn ферромагнетизм при комнатной температуре наблюдался при концентрации 8% Mn [2], а в напыленных пленках TiO2:Со при концентрации 0.5-5%Со [3]. Для объяснения столь низких значений концентрации магнитных моментов, при которых образуется дальний магнитный порядок, в работе [2] была высказана гипотеза о возможном значительном уменьшении порога протекания при условии, что магнитные моменты расположены не хаотически, а на границах кристаллитов. В данной работе предпринята попытка моделирования таких структур, то есть моделирования разбавленного магнитного полупроводника, в котором магнитные ионы расположены только в межкристаллических прослойках.

Кристаллиты для простоты были взяты кубической формы. Трехмерная перколяционная задача была решена методом построения графа, вершинами которого являются магнитные моменты, построением ребер графа по принципу наличия взаимодействия между моментами, дальнейшей сортировкой и перколяционной проверкой. При моделировании размер кристаллитов варьировался от 10 до 500 нм, а радиус корреляции от 2 до 20 нм. В результате расчета показано, что порог перколяции существенно уменьшается когда магнитные моменты расположены на границах кристаллитов, что позволяет на качественном уровне объяснить имеющиеся экспериментальные данные [1-3].

E-mail: sarafannikov@physics.msu.ru

Литература

1. Magnetism in Semiconducting Oxides, NguyenHoaHong(Ed.), Transword Research Network, 2007.

2. А.Ф. Орлов, Л.А. Балагуров, И.В. Кулеманов и др., ЖЭТФ 136, 703 (2009)

3. E.A. Gan'shina, A.B. Granovsky, A.F.Orlov et al., JMMM 321, 753 (2009)

РАЗРАБОТКА МИКРОМАНИПУЛЯТОРА ТИПА «МАГНИТНЫЙ ПИНЦЕТ» НА ОСНОВЕ МИКРОПРОВОДОВ

**Сафронова Е.С.

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

Для манипуляции нано- и микро- объектами в медицине и биологии используют оптические пинцеты [1]. Преимущество метода управления, основанного на возможности перемещения магнитных объектов под действием неоднородного магнитного поля в том, что управляющий элемент при этом не воздействует непосредственно на исследуемый объект (в частности не нагревает его). Например, в статье [2] магнитный пинцет используется для манипуляции магнитной частицей, прикрепленной к ДНК молекуле для ее растяжения. В качестве управляющего элемента в работе были выбраны магниты с особой конструкцией торцов. Управление магнитными микрообъектами с помощью перемагничивающихся микропроводов может быть более эффективным [3, 4].

Данная работа посвящена изучению магнитных свойств микропроводов и исследованию возможности управления с их помощью микрообъектами.

Исследования магнитных свойств образцов микропровода из сплава Fe77,5B15Si7,5 (D=100 мкм, D-диаметр микропровода) показали, что данный провод подходит в качестве магнитного пинцета, так как обладает малой коэрцитивной силой (HC=0,9 Э) и достаточно большой проницаемость (μ =200, где μ -магнитная проницаемость), то есть величиной его магнитной индукции можно просто управлять изменяя величину внешнего магнитного поля. Теоретические оценки показали, что сила F, с которой такой микропровод действует на объект с характерным размером r=2 мкм, находящийся на расстоянии 500 мкм, достаточна, чтобы двигать этот объект: F~0,7 пH. Значение силы F=-grad(MB) меняется, в зависимости от магнитного момента манипулируемого объекта, М, и индукции микропровода, В. Для экспериментального исследования в качестве манипулируемого объекта мы использовали микрочастцы Carboxyl Ferro-Magnetic (r=1 мкм, г-радиус частицы). Визуально смещение микрочастиц под

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

действием магнитного поля микропровода наблюдали с помощью оптического микроскопа.

Исследованы отклонения незакрепленного конца микропровода состава Co83Fe7C1Si7B2 (d=30 мкм) под действием изменяющегося магнитного поля пинцета (микропровод состава Fe77,5B15Si7,5). Изменение магнитного поля, создаваемого микропроводом, производилось с помощью электромагнита, закрепленного так, как показано на Рис. 1.. Схематическое изображение эксперимента приведено также на Рис.1. По смещению незакрепленного конца микропровод в магнитном поле были проведены расчеты силы, действующей на микропровод (на его незакрепленный конец длиной 1 см), которая получилась порядка F~0,25 мкН. Микропровод при этом сместился под действием магнитного поля пинцета на величину половины своего диаметра (~15 мкм).



Рис.1 Схема эксперимента

Проведенные эксперименты подтверждают возможность использования микропровода в качестве магнитного пинцета для манипуляции рассмотренными микрообъектами – микропроводами меньшего диаметра и микрочастицами.

E-mail: safronova@physics.msu.ru

Литература

1. Ashkin A., «Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure», Phys. Rev. Lett. 24, 156 (1970). DOI:10.1103/PhysRevLett.24.156

2. Ralf Seidel, Daniel Klaun, http://www.biotec.tu-dresden.de/cms/fileadmin/research/ biophysics/practical_handouts/magnetictweezers.pdf

3. V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez, J.M. Blanco, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 254-255 (2003) 182-184

4. V.S.Larin, A.V.Torcunov, A.Zhukov, J.Gonzalez, M.Vazquez, L.Panina, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 249 (2002) 39-45

СВЕРХТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В СИСТЕМЕ СПЛАВОВ ТВ(FE1-XALX)2

Солодов Е.В.

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

В работе были синтезированы сплавы на основе интерметаллического соединения TbFe2 с замещением атомов железа немагнитными атомами алюминия: Tb(Fe1xAlx)2 с концентрациями x=0.05, 0.1 и 0.2. Рентгеновский анализ показал наличие однофазной кубической структуры типа С15, параметр решетки а линейно увеличивается с ростом х.

Измерены мессбауэровские спектры при комнатной температуре. Обработка каждого спектра дает суперпозицию нескольких секстетов сверхтонкого магнитного поля на ядре Fe57. Для концентрации x=0.05 получается четыре секстета со значениями сверхтонкого поля H1=214кэ, H2=200кэ, H3=170кэ и H4=140кэ. Первые два поля с отношением интенсивностей, близким к 3:1, мы трактуем как относящиеся к случаю, когда в ближайшем окружении атома железа нет атомов алюминия(m=0). Третье поле отвечает наличию одного атома алюминия(m=1) в ближайшем окружении атома железа и четвертое поле отвечает наличию двух атомов алюминия(m=2). Суммарная интенсивность H1 и H2 составляет 73%, для H3 интенсивность равна 20% и для H4 – 3%. Эти цифры полностью соответствуют однородному распределению атомов примеси в ближайшем окружении атома железа, определяемом по формуле биномиального распределения P6(x)m для вероятности нахождения m(Al) в первой координационной сфере, состоящей из 6 атомов для кубической структуры C15, и концентрации x=0.05. И, наконец, отношение интенсивностей двух первых секстетов 3:1 свидетельствует о направлении оси легкого намагничивания по оси кристалла [111].

Спектр сплава с x=0.1 также разлагается на 4 секстета: два из них отвечают случаю m=0 с суммарной интенсивностью 55%, третий -для m=1 с интенсивностью 30%, и четвертый – для m=2 с интенсивностью 10%. Эти цифры соответствуют биномиальному распределению для x=0.1 и подтверждают однородное распределение примеси в сплаве. Величины сверхтонких полей почти такие же большие, как и для x=0.05.

Спектр сплава с x=0.2 состоит из 4x секстетов и дублета. Поле H= 195кэ соответствует m=0, поле H=160кэ для m=1, поле H=130кэ для m=2, поле H=100кэ для m=3. Интенсивности секстетов близки к расчету по биномиальному распределению. Появление дублета с малой интенсивностью (5%) свидетельствует о начале перехода сплава в парамагнитное состояние.

В результате эксперимента определены вклады в магнитное поле от различных конфигураций окружения атома железа. Оказалось, что величина поля уменьшается по линейному закону с ростом m с коэффициентом $\Delta H/\Delta m = (35\pm 2)$ кэ/атом.

E-mail: solodov@phys.msu.ru

ИЗУЧЕНИЕ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ИСХОДНЫХ И ХИМИЧЕСКИ ОБРАБОТАННЫХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ FEN ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ

Тараканов О.Н.

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

В настоящее время большое внимание уделяется изучению FeN магнитных пленок и многослойных структур на их основе, которые являются перспективными при разработке высокочастотных устройств микроэлектроники. Известно, что расширение функциональности магнитных сплавов связано с изучением особенностей их взаимодействия с активными компонентами внешней среды. Повышающаяся насыщенность окружающей среды сильными магнитными полями требует понимания механизмов их влияния на химические процессы, протекающие на поверхности магнитных материалов. В связи с этим заслуживающими особого внимания являются исследования магнито-химических явлений в тонкопленочных системах, обусловленные процессами окисления/растворения при наличии магнитного поля. Проанализировать эти процессы можно путем химического травления FeN тонкопленочных систем в магнитном поле с последующим изучением их физических свойств. Целью данной работы является исследование влияния магнитного поля в процессе травления FeN на морфологию и магнитные свойства.

Изучаемые тонкопленочные системы были получены методом магнетронного распыления железа в атмосфере Ar при давлении 10-4 мм. рт. ст. Многослойные тонкопленочные системы представляли собой чередующиеся слои оксида кремния и металла FeN. Толщина однослойных магнитных образцов была равна 0.25 мкм. В трехслойных тонкопленочных системах толщина магнитных слоев была равна 0.07 мкм. Образцы были химически обработаны уксусной и фосфорной кислотой в отсутствии и наличии магнитного поля, равном 100, 200 и 300 Э, приложенном либо параллельно, либо перпендикулярно их поверхности. Исследование морфологии поверхности, а также локальных магнитных свойств описанных выше тонкопленочных систем было соответственно выполнено с помощью высокоразрешающего микроскопа, сопряженного с помощью цифровой камеры с компьютером, и метода сканирующей Керр микроскопии.

Изучение влияния химического травления на морфологию поверхностей тонкопленочных систем было выполнено с помощью хорошо-известного метода, основанного на использовании низкокоэрцитивной феррит-гранатовой (ФГ) пленки в качестве индикатора полей рассеяния [1]. Исходная ФГ пленка в нулевом магнитном поле имела характерную для этих материалов лабиринтную доменную структуру, которая наблюдалась с помощью двойного эффекта Фарадея. Затем доменная структура ФГ пленки наблюдалась при реализации оптического контакта с поверхностью изучаемых тонкопленочных систем. Было обнаружено, что в случае исходных и после химической обработки FeN образцов в нулевом магнитном поле доменная структура ФГ пленки остается лабиринтной, а при наличии магнитного поля, параллельного или перпендикулярного поверхности образцов, наблюдаются соответственно полосовые и цилиндрические домены. Этот факт свидетельствует об усилении продольных и вертикальных дефектов на поверхности FeN образцов после их химического травления в магнитном поле и фактически отражает видоизменение распределения полей рассеяния на их поверхности. Далее, с помощью метода сканирующей Керр микроскопии было изучено влияние описанных выше изменений морфологии поверхности тонкопленочных систем на их магнитные свойства. На магнитооптическом микромагнетометре, описанном в работе [2], для исходных и химически-обработанных образцов были измерены локальные кривые намагничивания при регистрации магнитооптического сигнала с участка поверхности диаметром 50 микрон с шагом, равным 0.5 мм. Результаты проведенных исследований показали следующее. Исходные образцы характеризуются достаточно высокой однородностью локальных магнитных свойств. В частности, различие локальных значений поля насыщения HS не превышает 9%. После травления различие локальных значений HS повышается до 30-36 %, а их значения увеличиваются в 1.5-2 раза по сравнению с исходными образцами. Кроме того, локальные значения поля насыщения увеличиваются с ростом величины магнитного поля, приложенного в процессе травления образцов.

Объяснение полученных данных может состоять в следующем. Благодаря химической обработке образцов происходит вытравливание их поверхности с образованием соответствующего рельефа из водорастворимых солей, который обуславливает поля рассеяния. Высота наблюдаемого рельефа зависит от скорости химической реакции в присутствии магнитного поля и без него. Вообще говоря, магнитное поле влияет на скорость реакции образования окисла и травления поверхности магнитной пленки по магнито-спиновому механизму [3]. Магнитный принцип управления химическими реакциями основан на селективности этих процессов к угловому моменту молекул (в молекулярных процессах), угловому моменту электронов (спину) и ядер реагирующих в химических реакциях частиц [3]. Изменение углового момента индуцируется магнитными взаимодействиями, энергия которых в обычных условиях мала по сравнению с химической. Таким образом, в данном случае принцип управления химическими реакциями имеет не энергетическую, а спиновую природу. По этой причине скорости спинселективных процессов зависят от магнитных взаимодействий. Скорости этих процессов зависят от величины и направления внешнего (постоянного или высокочастотного) магнитного поля [3]. Это и приводит к тому, что с увеличением значения магнитного поля, приложенного при химическом травлении образцов, появляющийся рельеф на их поверхности, предопределяющий распределение полей рассеяния, усиливается.

В заключение, исследования FeN тонкопленочных систем, показали, что химическое травление образцов при наличии магнитного поля сильно влияет на морфологию их поверхностей. Вследствие этого локальные магнитные свойства этих тонкопленочных систем существенно различаются в отличие от достаточно однородных характеристик исходных образцов. Этот экспериментальный факт был объяснен появлением рельефных образований на поверхности химически обработанных образцов, что обуславливает усиление влияния полей рассеяния на измеряемые характеристики.

Автор выражает благодарность проф., дфмн Шалыгиной Е.Е.

Работа был выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №10-02-00485-а. E-mail: O.N.Tarakanov@gmail.com

Литература

1. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. // Прикладная магнитооптика, Москва, энергоиздат, 1990 г. С. 256.

2. Shalyguina E.E., Shin Kyung-Ho, Bekoeva L.M. // J. Magn. Magn. Mat., 2000. V. 215-216, P. 472.

3. ЗельдовичЯ.Б.. Бучаченко А Л., Франкевич Е. Л. // УФН, 1988. Т.155. №1. С.3.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ГЕТЕРОГЕННЫХ СТРУКТУР ПРИ НАЛИЧИИ ПОСЛОЙНО ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЗВУКОВОЙ ЧАСТОТЫ

Терентьев А.В.

Педагогический институт Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, Россия

Магнитоэлектрические композиты вызывают повышенный интерес исследователей во всем мире. Это связано с уникальными возможностями композитных материалов по преобразованию магнитного поля в электрическое (прямой магнитоэлектрический (МЕ) эффект) и электрического поля в магнитное (обратный МЕ эффект). МЕ композиты могут найти применение в качестве компонент твердотельной электроники (сенсоры, актюаторы, МЕ читающие головки, линии задержки, датчики магнитного поля, резонаторы, фазовращатели, фильтры, микроволновые приборы [1]).

Как впервые показано нами, учет электромеханической и магнитомеханической связи в слоистых композитах на высоких частотах приводит к тому, что электрические и магнитные поля в слоях частично начинают колебаться со звуковой частотой. Непосредственный расчет показывает, что решения для них имеют два члена и выглядят, например, для электрического поля так: E0 + E1sin(kx) . Первый член,- это обычное решение, которое присутствует в работах [1-6]. Это составляющая поля, которая распространяется со скоростью света, деленной на $\sqrt{\varepsilon\mu}$. Пространственными колебаниями данной составляющей в пределах образца можно пренебречь из-за очень большой длины волны. Второй член, - это электромеханическая составляющая электрического поля, которая имеет звуковую частоту и подчиняется линейному закону дисперсии на данных частотах. Для пьезоэлектриков данный эффект хорошо известен и проявляется в про-

странственной зависимости электрического поля при пьезоэффекте и акустических колебаниях [7]. Для магнитного поля теоретические соображения такие же. Среднее же значение электрического и магнитного полей не имеет звуковой составляющей в полном соответствии с [7]. Зондирующее электрическое поле звуковой частоты, сильно осциллируя в пределах образца, в результате обратного пьезоэффекта «зажимает» колебания, делая их более слабыми. Зондирующее магнитное поле также «зажимает» колебания в результате магнитострикции. Данный эффект для МЕ коэффициента композитов феррит-пьезоэлектрик обнаружен впервые. Для пьезоэффекта и МЕ восприимчивости композитных структур этот эффект описан в работе [8].

E-mail: grig1980@mail.ru

Литература

- [1] M. I. Bichurin, D. A. Filippov, V. M. Petrov et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68, P. 132408.
- M. I. Bichurin, V. M. Petrov and Y. V. Kiliba // Phys. Rev. B. 2002. V. 66, P. [2] 134404.

M. I. Bichurin, V. M. Petrov, O. V. Ryabkov et al., // Phys. Rev. B. 2005. V. [3] 72, P. 060408.

C.-W. Nan, M.I. Bichurin, S. Dong et al. // J. of Appl. Phys. 2008. V. 103, P. [4]

- 031101.
- M. Vopsaroiu, J. Blackburn and M. Cain // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. [5] 40, P. 5027.
- Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров et al. // Письма в ЖТФ. 2004. [6] T. 30,

C. 15.

Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, Электродинамика сплошных сред, М.: [7] ФИЗМАТЛИТ, 2005

Г.С. Радченко // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, С. 14. [8]

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Председатель подсекции проф., Бушуев Владимир Алексеевич

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПРОЧНОСТИ ИЗДЕЛИЙ ИЗ НАНОМАТЕРИАЛОВ ДЛЯ КОСМОНАВТИКИ

Агуреев Л.Е.^{1,2,4} Иванова Д.Д.^{1,2,3}, Матюшин К.С.^{1,2}, Соколова Н.А.^{1,2,3}, Иванов С.А.^{1,2}

¹Федеральное космическое агентство, ²ГНЦ – ФГУП «Исследовательский центр имени М.В. Келдыша», ³НИЯУ «МИФИ», ⁴НИТУ «Московский институт стали и сплавов», Москва, Россия

Условия эксплуатации изделий и узлов РКТ предъявляют особые, повышенные требования к используемым материалам. Многие узлы находятся в контакте с агрессивными средами – элементами топлив и продуктами сгорания. Головные обтекатели ракет испытывают на себе комплексное (химическое, термическое, динамическое) воздействие газов атмосферы. Некоторые узлы, например высокоскоростные подшипники турбонасосных агрегатов, требуют сверхвысокой износостойкости, причём в условиях



Рис. 1. Трехмерная модель камеры сгорания двигателя 11Д457Ф.

агрессивных сред и высоких температур. Наиболее жёсткие условия у стенок камеры сгорания реактивных двигателей [1-5].

Для оценки напряжений, возникающих в стенках камеры сгорания двигателя 11Д457Ф (рис. 1), необходимо определение условий работы камеры сгорания при стационарном распределении температуры вдоль стенок камеры сгорания и о механических нагрузках стенок камеры сгорания, а так же данные о физикохимических и механических свойствах материала камеры сгорания.

Для решения поставленной задачи в работе использовались основные характери-

стики карбидокремниевой керамики, армированной нанотрубками. Физикомеханические свойства такого материала сохраняются на достаточно высокими уровне даже при температурах около 1800 - 2200°С.

Предлагаемая нанокерамика состоит из матрицы на основе карбида кремния (SiC) с включениями углеродных нанотрубок. Основные свойства и характеристики нанокерамики изменяются в зависимости от пористости керамической матрицы и от объемного содержания углеродных нанотрубок (рис. 2).

Моделирование воздействия напряжений на стенку камеры сгорания при высокой температуре среды показало, что предлагаемый нанокомпозиционный материал является перспективным для дальнейшего применения в ракетно-космической технике со значительным запасом по значению механических свойств.

Авторы выражают благодарность в проведении работы учёным Исаченко В.В., Касимовскому А.А., Ризаханову Р.Н.



Рис. 2. Значения модуля упругости первого рода для нанокерамики в зависимости от пористости, объёмного содержания и длины нанотрубок

E-mail: trynano@gmail.com

Литература

1. Гаршин А.П., Гропянов В.М., Зайцев Г.П., Семёнов С.С.. Керамика для машиностроения. М.: Научтехлитиздат. 2003.

2. Основы теории и расчёта жидкостных ракетных двигателей. Под ред. В.М. Кудрявцева. М.: Высшая школа. 1975.

3. Проект РФФИ N 09-01-13533-офи-ц «Моделирование и прогноз термомеханических и прочностных свойств наноструктурированных высокотемпературных композитов (керамик, керамикообразующих полимеров и пр,) на основе градиентных моделей межфазного слоя»

4. Раков Э.Г. Нанотрубки и фуллерены. М.: Логос. 2006.

5. Тарнопольский Ю. М., Жигун И. Г., Поляков В. А. Пространственно-армированные композиционные материалы: Справочник. М.: Машиностроение. 1987.

ПРИРОДА АКЦЕПТОРНЫХ ЦЕНТРОВ КОМПЛЕКСНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ТЕТРАФЕНИЛБОРАТ АММОНИЯ

Антонова О.В.

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск, Россия

Комплексные соединения тетрафенилборат аниона с различными катионами очень часто используются для синтеза люминесцирующих соединений. Между тем, воздействие света на сами комплексы достаточно слабо изучено. В работах [1, 2] было обнаружено, что для NH₄BPh₄ (ТФБА) при T=77 К наблюдается саморазгорающаяся люминесценция с максимумом на длине волны λ =460 нм. Исследование этого явления показало, что фотовозбуждение при 77 К приводит к появлению в запрещенной зоне набора уровней, которые являются ловушками электронов, и наблюдаемая саморазгорающаяся люминесценция обусловлена рекомбинацией электрон-дырочных пар. Для того чтобы определить, какие фрагменты структуры являются ловушками, было проведено кратковременное (1 мин) УФ-облучение поликристаллического ТФБА. Как это было отмечено в работе [3], наблюдаемый разрешенный спектр с S = 1, D=48 Гс (рис.

1б) появляется при захвате возбужденного электрона на соседнюю молекулу с образованием электрон-дырочной пары. Расстояние, рассчитанное из диполь-дипольного взаимодействия, соответствует расстоянию между электроном и дыркой при локализации электрона на катионе, либо при локализации электрона на фенильном кольце соседних молекул, то есть ловушками могут быть как катионы, так и фенильные группы. При облучении KBPh₄ (ТФБК) при тех же условиях наблюдается идентичный спектр. Таким образом, если продукты низкотемпературного фотолиза ТФБА и ТФБК не отличаются друг от друга, это означает, что ловушками электронов в этих структурах не являются катионы, следовательно, фенильные группы соседних комплексов выступают в роли довушее алектронов при VФ облучении



Рис. 1. Разложение ЭПР спектра NH_4BPh_4 : а – ЭПР спектр NH_4BPh_4 при облучении в течение 30 мин; б – ЭПР спектр NH_4BPh_4 при облучение в течение 1 минуты; в – вклад в ЭПР спектр состояний при которых расстояние между электроном и дыркой больше 12 Å, г - ЭПР спектр от состояния с S =1 и D = 28 Гс.

УФ-облучение в течение 30 минут приводит к появлению интенсивной широкой линии (рис. 1а). Было сделано предположение, что ширина линии этого спектра обусловлена сверткой от неразрешенных спектров ЭПР триплетных состояний электрондырочных пар, компоненты которых удалены на разное расстояние, поэтому было проведено разложение линии. Данное разложение показало, что широкая линия является сверткой спектров от состояний с S =1 с параметрами D = 48 Гс, D = 28 Гс (рис. 1г) и одиночной линии с шириной $\Delta H = 17$ Гс (рис. 1в). Такая ширина линии соответствует расстоянию в электрон-дырочной паре R>12 Å, когда вклад диполь-дипольного взаимодействия в ширину линии меньше одного Гаусса. То есть широкая линия представляет собой суперпозицию спектров от состояний, в которых электрон и дырка находятся на расстояниях 8,8 Å, 12 Å и более. Таким образом, ограничивая расстояние между электроном и дыркой можно изменять оптические и магнитные свойства данных структур.

E-mail: antonovaov1987@yandex.ru

Литература

1. Антонова О.В., Надолинный В.А. и др. Триплетные экситонные состояний тетрафенилборат аммония // Краткие сообщения по физике. 2009. No12. C 17-21.

2. Надолинный В.А., Антонова О.В., Ильинчик Е.А. и др. Размерные эффекты при фотовозбуждении триплетных состояний тетрафенилборат аммония //ФТТ. 2011. Т. 53. No 2.C. 348-355.

3. Надолинный В.А., Антонова О.В., Рядун А.А. и др. ЭПР спектроскопия и люминесценция экситонных состояний кристаллов тетрафенилборат аммония // ДАН. 2010. Т. 432. No 1. C. 72-76.

ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Ашиккалиева К.Х.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

В последние годы фрактальный анализ становится одним из основных методов характеризации шероховатости поверхности различных материалов [1, 3]. Фрактальная размерность, количественно характеризующая степень развитости поверхности, отражает ее состояние в процессе деформации, разрушения и различных видов обработок. Определение фрактальной размерности возможно различными методами, в том числе и атомно-силовой микроскопией (ACM). Метод ACM, позволяющий не только визуализировать исследуемые объекты, но и проводить различные виды анализа изображений, является уникальным инструментом для проведения фрактального анализа.

Различные участки поверхности материалов могут характеризоваться разными значениями фрактальной размерности [3, 5, 6]. В этом случае говорят о локальной фрактальной размерности и о самоаффинности поверхности. Самоаффинные поверхности фрактальны в локальном пределе, тогда как в глобальном пределе их фрактальная размерность равна топологической [3, 5, 6]. Поэтому при проведении фрактального анализа самоаффинных поверхностей методом АСМ необходимо либо уменьшать шаг сканирования для возможности разрешения наименьшего масштаба [3], либо уменьшать площадь сканирования при неизменном шаге сканирования [5]. Реальные поверхности самоаффинны, поэтому они характеризуются средним значением фрактальной размерности [3, 5].

Особенностью фрактального анализа при помощи АСМ является то, что фрактальная размерность поверхности зависит от количества точек в АСМ-изображении. Так, в работе [3] показано, что с увеличением числа точек (пикселей) фрактальная размерность возрастает, но по достижении размера в 200 пикселей она стремится к своему насыщению.

В настоящей работе методом фракталов посредством ACM исследовалась модификация поверхности кремния при термическом воздействии. Температурное воздействие обусловливает изменение объемной и поверхностной структуры кремния за счет образования и диффузии точечных дефектов, движения и размножения дислокаций, увеличения подвижности поверхностных атомов и т.д. [1]. Поскольку фрактальная размерность количественно характеризует состояние поверхности, постольку ее величина позволит судить о степени структурных изменений поверхности кремния под температурным воздействием.

Исследованию подвергались осколочные пластины полупроводникового монокристаллического кремния (K3MX «ACTPA») ориентации (111) в исходном состоянии и после отжигов при температурах 300, 500, 700, 800 и 900°С. Сканирование проводили при обычных условиях в контактном режиме на атомно-силовом микроскопе CMM2000 (3AO «КПД», г. Зеленоград). Полагая, что поверхность кремния самоаффинна, снимали серию ACM-изображений исходного и подверженного температуре кремния. Для получения стабильного значения фрактальных размерностей исследовали одинаковые кадры размером (1,5 мкм)² с числом точек (пикселей) (247)². По каждому кадру методом триангуляции вычисляли значения фрактальной размерности. В силу самоаффинности поверхности кремния фрактальную размерность определяли не менее чем по пяти кадрам, снятым с различных участков поверхности каждого образца. Общую фрактальную размерность для каждого случая получали путем усреднения значений пяти фрактальных размерностей с погрешностью $\pm 0,00001$.

Результаты фрактального анализа показали, что фрактальная размерность кремния, оттоженного при 300°С, увеличилась по сравнению с первоначальной (рис.1). Это может быть обусловлено атомной реконструкцией поверхности кремния, когда метастабильная структура (2×2) необратимо переходит в реконструкцию (7×7) при прогреве около 400°С [1, 7].



Рис.1 Зависимость средней фрактальной размерности поверхности кремния от температуры

При температурах отжига 500, 700°С наблюдалось снижение величины фрактальной размерности кремния, а при 800°С фрактальная размерность стремится к топологическому значению. Величина фрактальной размерности поверхности кремния, подверженного отжигу при 900°С, резко возрастает. Это может быть обусловлено двумя причинами. Во-первых, движением и размножением дислокаций в интервале пластичности кремния (900 – 1412°С). Во-вторых, реакцией кремния с кислородом при температурах выше 800°С и образованием кремнеземистой оболочки [2]. Таким образом, проведенное исследование позволило установить, что посредством фрактального анализа можно регистрировать даже небольшие изменения в морфологии поверхности кремния при термическом воздействии. В связи с этим, фрактальный анализ посредством ACM может быть использован для характеристики состояния реальных (самоаффинных) поверхностей в процессе различных видов обработки.

E-mail: kuralai1986@mail.ru

Литература

1. Горелик С.С., Дашевский М.Я. Материаловедение полупроводников и диэлектриков. М.: Металлургия, 1988.

2. Лелевкин В.М., Каныгина О.Н. Моделирование и технология получения керамики на основе кремния. Бишкек: Кыргызско-Российский Славянский университет, 2007.

3. Панин А.В., Шугуров А.Р. Фрактальный анализ поверхностей тонких пленок. Прикладная синергетика, фракталы и компьютерное моделирование структур / Под ред. А.А. Оксогоева. Томск: Томский государственный университет, 2002.

4. Потапов А.А, Булавкин В.В., Герман В.А., Вячеславова О.Ф. Исследование микрорельефа обработанных поверхностей с помощью методов фрактальных сигнатур //Журнал технической физики. 2005. Т 75. №5. С 28-45.

5. Торхов Н.А., Божков В.Г., Ивонин И.В., Новиков В.А. Определение фрактальной размерности поверхности эпитаксиального n-GaAs в локальном пределе // Физика и техника полупроводников. 2009. Т 43. №1. С.38-46.

6. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991.

7. Шаныгин В.Я., Яфаров Р.К. Получение атомарно-чистых поверхностей кремния в низкоэнергетичной СВЧ-плазме низкого давления//Журнал технической физики 2009. Т. 79. Вып.12. С. 73-78.

ОПТИЧЕСКАЯ ИМПУЛЬСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ИОНОВ YB²⁺ И YB³⁺ В КРИСТАЛЛАХ САF₂ ЛЕГИРОВАННЫХ YBF₃

Бекмырза К.Ж., Мусабек Д.К., Алибеков С.Ш.,

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

Интерес к кристаллам CaF₂ легированных редкоземельными элементами растет. Так как, в связи с хорошо известными оптическиеми характеристиками решетки CaF₂, он удобен для использования в качестве лазерного материала Нами были изучены свойства Yb³⁺ ионов, с их сильной люминесценцией в ИК области. Свойства ионов Yb²⁺ проявляются в УФ области.

Редкоземельные ионы Yb, в кристаллах CaF₂, как правило, существуют в трехвалентном состоянии. Некоторая часть трехвалентных редкоземельных ионов может быть преобразовано в двухвалентное состояние различными методами. Изменение валентности достигается путем воздействия на кристалл ионизирующих излучений. Было установлено, что эти методы приводят к уменьшению интенсивности излучения.

Сложная структура образца приводит к оптическим переходом, имеющим вид полос, которые могут быть использованы преимущественно для производства широко перестраиваемых твердотельных лазеров. В отличие от ионов Yb³⁺, ионы двухвалентного иттербия не нуждаются в компенсаций заряда и могут быть введены в кристаллы флюорита в положении замещения катиона с кубической симметрии.

Спектры ИКЛ образца состоит из двух широких полос, одна в ближней УФ области (300-400 нм), и другая широкая полоса в видимой области, и проявляется она только при комнатной температуре.



Рис. 1. Спектр ИКЛ при 15 К

Рис. 2. Спектр ИКЛ при 300 К

Структура спектра ИКЛ образца в УФ области, при 15 К, можно представить в виде трех полос с максимумами на 325, 345 и 380нм (см. Рис. 1). Структура спектра ИКЛ образца, при 300 К в УФ области можно представить в виде трех полос с максимумами на 305, 330 и 370 нм и одной широкой полосы с максимумом на 520 нм (см. Рис. 2).

Оптическое поглощение при комнатной температуре показывает существование как ионов Yb^{2+} так и ионов Yb^{3+} .

Исследования люминесценции показывают сильную концентрационную и соактиваторную зависимость полос излучения.

Кристаллы имеют высокие интенсивности излучения. Стабилизированные и высоко концентрированные ионы двухвалентного Yb в кристалле CaF₂ может быть использован в качестве эффективного лазерного материала в УФ области.

E-mail: kbtr@mail.ru

СТРУКТУРНЫЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ АМОРФНОГО СПЛАВА FECR

Воробьев А.С.

Средняя Общеобразовательная Школа№24, 11а класс, Альметьевск, Республика Татарстан, Россия

Аморфные металлические сплавы (или металлические стекла) были впервые полученные еще в 50-е годы и до сих пор вызывают широкий интерес, благодаря уникальному комплексу физико-механических свойств, отличающихся от свойств металлов с кристаллическим строением. Важной особенностью металлических стекол является то, что их атомный ансамбль характеризуется топологическим и/или композиционным ближним порядком, сохраняющимся в пределах пяти-шести межатомарных расстояний (т.е. в пределах расстояний порядка нескольких нанометров); обычный для кристаллов дальний порядок в этих системах отсутствует. Атомы образуют неупорядоченные локальные сгущения и разрежения, позволяющие также рассматривать металлические стекла как неоднородные и неупорядоченные наноструктуры. металлические стекла очень тверды, прочны и пластичны, т.е. в отличие от силикатных стекол не хрупки. Они хорошо проводят электричество; их проводимость сравнима с проводимостью обычно используемых в электротехнике сплавов, поэтому металлические стекла хороший материал для резисторов, термометров сопротивления, низкотемпературных нагревательных элементов и т.п. В работе использован метод молекулярной динамики. В его основе лежит определение временной эволюции системы взаимосвязанных атомов или частиц с помощью интегрирования их уравнения движения, в данном случае к изучению динамически свойств сплава Fe₅₀Cr_{50.}

Было обнаружено, что парциальные и радиальные функции распределения частиц для Fe, полученные моделированием молекулярной динамики находятся в лучшем согласии с экспериментом, чем для атомов Cr.

По пересечению интерполяционных линий в параметре Вендта–Абрахама и по изменению наклона в температурной зависимости энтропии была найдена критическая температура стеклования сплава FeCr, которая составляет $Tc \approx 1140$ K. *vorobey-artem@mail.ru*

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОКОМПОЗИТОВ С ВКЛЮЧЕНИЕМ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ПИРОЛИТИЧЕСКОГО ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ

Воробьева Е.А.¹, Бачурин К.Е.²

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет. ² МГУ имени М.В. Ломоносова, НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

В данном докладе сообщаются некоторые результаты работ, проведенных в ОФАЯ НИИЯФ МГУ по синтезу и исследованию свойств нанокомпозитных материалов на основе полимерной матрицы и добавлением небольшого количества углеродых нанотрубок (УНТ). Следует отметить, что создание таких нанокомпозитов - довольно трудоемкая задача, состоящая из пяти основных этапов: подготовка подложки, нанесение катализатора на подложку, рост углеродных нанотрубок в процессе пиролитического газофазного осаждения (ПГО), очистка продуктов ПГО от примесей и создание нанокомпозитных материалов с включением УНТ. Далее исследуются физические свойства (механические, электрические или тепловые) полученных нанокомпозитов, которые сопоставляются со свойствами материала без добавления УНТ и с добавлением других количеств и видов УНТ.

В данном докладе представлены результаты исследований, где полимерными матрицами были выбраны эпоксидная смола и полиуретан.

Микротвердость и упругость были исследованы при помощи наноиндентера, а прочность на разрыв – с помощью специально созданного стенда.

При помощи наноиндентера были исследованы свойства трёх образцов (№1, №2, №3) на полимерной матрице из эпоксидной смолы. Они отличались процентным содержанием УНТ содержащей среды «Таунит» (0%, 0.8%, 1,2% соответственно). Модуль Юнга у данных образцов составил для экспериментального образца №1 E=3,139±0,044 ГПа, для экспериментального образца №2 Е=3,045±0,058 ГПа, для экспериментального образца №3 Е=3,470±0,245 ГПа. Микротвердость составила для экспериментального образца №1 Н=0.147 ГПа, для экспериментального образца №2 H=0.145 ГПа, для экспериментального образца №3 Н=0.22 ГПа. Полученные результаты свидетельствуют, что увеличение концентрации УНТ-содержащей среды, после определенного порога, увеличивает модуль Юнга и микротвердость композитов.

Была проведена серия экспериментов по измерению прочности на разрыв нанокомпозитов на основе полиуретана и эпоксидной смолы, в состав которых входили УНТ-содержащие наноуглеродные среды, полученные разными методами. В докладе обсуждается влияние структурных характеристик УНТ-содержащих сред на прочность нанокомпозитов.

E-mail: vorkate89@mail.ru

ИСКАЖЕНИЕ ФОРМЫ ОТПЕЧАТКОВ АЛМАЗНОЙ ПИРАМИДКИ ПРИ ЗАРОЖДЕНИИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДВОЙНИКОВ

Гей С.Л.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, Гродно, Беларусь

Механическое двойникование наряду со скольжением является основным видом пластической деформации кристаллов. Двойникование обнаружено во всех типах кристаллических решеток, оно стимулируется низкими температурами, динамическими нагрузками, термоциклическими напряжениями и наиболее выражено в кристаллах с низкой симметрией. Механическое поведение деталей конструкции при наличии двойникования не поддается прогнозированию. С другой стороны, современная техника все чаще эксплуатируется в экстремальных условиях, способствующих развитию двойникования, появляются новые кристаллические гетерогенные материалы с кристаллической решеткой низкой симметрии, в которых возможно зарождение и развитие деформационных двойников.[1-3]

В работе изучены механизмы и закономерности деформационных двойников в условиях предшествующего и сопутствующего скольжения в монокристаллах цинка. Остаточные деформационные двойники клиновидной форма в цинке легко получить, воздействуя на плоскость спайности монокристалла сосредоточенной нагрузкой, в частности, алмазной пирамидкой Виккерса. Изучена серия отпечатков, полученных на плоскости спайности монокристального образца цинка. Эксперименты проводились с использованием автоматического микротвердомера HWMMT-X7.

Анализ характера искажений формы отпечатков и расположения клиновидных двойников показал, что у всей совокупности отпечатков достаточно полно представлены механические двойники всех плоскостей двойникования, однако у каждого из отдельных отпечатков возникают двойники преимущественно одной из трех возможных ориентаций.

Сравнительное изучение двойниковых прослоек, возникающих у сторон и вершин отпечатков, показывает их существенное отличие. Механические двойники, искажающие стороны, не всегда зарождаются на границах отпечатка и имеют клиновидную форму. В этих областях могут возникать двойники в виде тонких линз с максимальной толщиной на середине длины и не имеющих контакта с отпечатком. Способность двойников искажать стороны отпечатка не зависит от их геометрии. [4]

Установленные закономерности характеризуют различные проявления анизотропии в зарождении деформационного двойникования при микроиндентировании монокристаллов цинка.

E-mail: sneg-mail@list.ru

Литература

1. Физическое материаловедение: Том.1. Физика твердого тела. / Под общей ред. Б.А. Калина. М., 2007.

2. Классен-Неклюдова М.В. Механическое двойникование кристаллов. М., 1960.

3. Федоров В.А., Тялин Ю.И., Тялина В.А. Дислокационные механизмы разрушения двойникующихся материалов. М., 2004.

4. Башмаков В.И., Чикова Т.С., Ховатов П.А., Гнядек Э.Г., Гей С.Л. Анизотропия в зарождении деформационных двойников при индентировании монокристалла цинка / Вестник Тамбовского университета, 2010, Серия: Естественные и технические науки Том 15 вып.3. С.1045-1046.

ПРИРОДА И СВОЙСТВА ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ ТИТАНА, ЛЕГИРОВАННОМ УГЛЕРОДОМ

Дейген Д.М., Ле Н.Т.

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

Диоксид титана является многофункциональным материалом и привлекает пристальное внимание ученых по всему миру. TiO2 используется в каталитических и адсорбционных процессах, в газовых сенсорах, в солнечных батареях. Оксид титана является наиболее перспективным фотокатализатором очистки воды от технологических загрязнений[1]. Основной задачей данной работы являлось изучение методом ЭПР природы и свойств парамагнитных центров в диоксиде титана, поверхностно и объемно легированном углеродом, а также оценка времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации.

Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - Х-диапазон, чувствительность 5·1010 спин/Гс). Освещение образцов производилось непосредственно в резонаторе спектрометра с помощью ртутной лампы BRUKER ELEXSYS ER 202 UV (мощность 50 Вт) с использованием «cut off» фильтров. Образцы были любезно предоставлены группой профессора Х. Киша.

Обнаружено, что в диоксиде титана, поверхностно легированном углеродом основным типом парамагнитных центров являются оборванные связи углерода С•. ЭПР спектры (рис. 1) образцов изотропны и имеют следующие параметры: g=2.0030±0.0005, ширина линии Δ H=4.5±0.2 Гс и Δ H=5.4±0.2 Гс, соответственно для С-TiO2-1.3 и С-TiO2-0.9 . Концентрации парамагнитных центров составили Ns(C-TiO2-1.3) = 4·1017 спин/г, Ns(C-TiO2-0.9) = 2,3·1017 спин/г.

Кривая насыщения для образца С-TiO2-0.9, начиная с 3.2 мВт0.5, выходит на насыщение, поэтому для вычисления времени спин-решеточной релаксации можно использовать метод насыщения. Время спин-решеточной релаксации T1, при условии, что линия сигнала имеет приблизительно лоренцеву форму, вычисляется по формуле [2]:

$$T1 = \frac{\sqrt{3} * \Delta H_{pp}^{0}}{2\gamma} * \frac{1/s - 1}{H_{1}^{2}} = \frac{3.9393 * 10^{-7} * \Delta H_{pp}^{0}}{g} * \frac{1/s - 1}{H_{1}^{2}},$$

где ΔH_{pp}^{0} - ширина линии, измеренная методом Peak to Peak в отсутствие насыщения, H1=0.5·P0.5, γ – гиромагнитное отношение

 $(\gamma = g\beta/\hbar)$, s – фактор насыщения.

Мы также оценили величину спинспиновой релаксации, которая вычисляется по формуле из [2]:

$$T_2 = \frac{2}{\sqrt{3}\gamma \,\Delta H_{pp}^0} = \frac{1.3131 * 10^{-7}}{g \Delta H_{pp}^0}$$

Подставляя экспериментальные значения (g=2.003, ΔH_{pp}^{0} =4.48 Г), получаем T1=2·10-4 с, T2=1.5·10-8 с. Полученные значения близки к таковым в аморфном углероде (5·10-5 - 10-5 с) [3], что подтверждает предположение о присутствии углерода на поверхности TiO₂ в виде аморфных кластеров.

В объемно легированных образцах C-TiO₂ обнаружено два типа парамагнит-



Рис. 1. Спектры ЭПР образцов ТіО2, легированного углеродом с концентрацией 1,3% и 0,9%

2 dB 6000 15 dB 30 dB 4000 40 dB -4000 -6000 3320 3340 3360 3380 3300 3400 H(CC)



Рис. 3. Спектры ЭПР образцов диоксида титана, объемно легированного углеродом, при различных мощностях СВЧ излучения

Рис. 3. ЭПР спектры диоксида титана, объёмно легированного углеродом, при освещении и в его отсутствии.

ных центров - С• (g=2.0030±0.0005) и CO2⁻ радикалы (g1=2.0043± 0.0005, g2=2.0027± 0.0005, g3=1.9999± 0.0005).

Вычисляя время релаксации спинов для сигнала ЭПР с g=2.003 получаем: T1=4·10-4 с и T2=10-8 с. При освещении концентрация CO2⁻ - радикалов незначительно увеличивается, концентрация С• радикалов резко возрастает (рис. 3).

E-mail: d.m.deygen@gmail.com

Литература

1. Carlos E. Diaz-Uribea, et al., J. of Photochemistry and Photobiology A, v. 215, 2010. Ч. Пул., "Техника ЭПР-спектроскопии", М., 1970.

2. А.Б.Ройцин, "Радиоспектроскопия поверхности твердых тел", К., 1992.

ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КРЕМНИЕВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Исакова К.Я.

Молдавский Государственный Университет, Кишинев, Молдова

Квазиупорядоченные массивы кремниевых нанокристаллов (НК) продолжают привлекать внимание исследователей как перспективные кандидаты для оптоэлектронных, фотонных и термоэлектрических применений [1-2]. Недавно было показано, что кремниевые НК обладают также большим потенциалом для использования в биомедицине в качестве фотосенсибилизаторов синглетного кислорода [2].

В представленной работе были исследованы экситонные состояния Si квантовых точек (КТ) помещенных в диэлектрическую матрицу SiO2. Изучено влияние разброса размеров и возможного слияния КТ на уширение полосы фотолюминесценции, полученной экспериментально в работе [3].

Численные расчеты спектров носителей заряда и экситонов были выполнены в рамках приближения эффективной массы на базе однозонного гамильтониана для электронов и трехзонного гамильтониана для дырок. Расчеты проводились с учетом конечности высоты потенциального барьера на границе точка/среда и различных эффективных масс в КТ и диэлектрической матрице.

Экситонная энергия была посчитана в рамках первого приближения теории возмущений, согласно которому она может быть представлена следующим выражением:

$$E_{exc}^{n(n_e,n_h)} = E_{gap} + E_e^{n_e} + E_h^{n_h} + E_{binding}$$
(2)

где E_{gap} — энергия запрещенной зоны в Si; $E_e^{n_e}$ и $E_h^{n_h}$ — размерно-квантованные энергии электрона и дырки, $n(n_e, n_h)$, n_e , n_h – квантовые числа экситона, электрона и дырки соответственно, $E_{binding}$ — энергия связи экситона, полученная с учетом различия между диэлектрическими проницаемостями КТ и среды.

Уширение люминесцентной полосы было посчитано с использованием гауссовского распределения по радиусам КТ. Теоретическая кривая фотолюминесценции была построена по следующей формуле:

$$I_{PL}(\varepsilon(R)) = I_{PL}(\varepsilon_{\max})e^{-a(\frac{R(\varepsilon_{\pm})-R_0(\varepsilon_{\max})}{R_0(\varepsilon_{\max})})^2}$$
(4),

где, R_0 – радиус КТ, ε_{max} – энергия экситона в КТ с радиусом R_0 , *a* - параметр, который зависит от разброса размеров КТ.

Аналогичные вычисления были сделаны для изучения распределения экситонной энергии слившихся квантовых точек по их радиусам в зависимости от расстояния *d* между центрами «слившихся» КТ.

На Рисунке 1 представлена зависимость экситонной энергии системы из двух квантовых точек в зависимости от расстояния между их центрами для КТ радиусом 2 нм. Как видно из графика, энергия в сдвоенных КТ падает на 10% по сравнению с одинарными КТ. Расчет энергии был произведен таким образом, чтобы общий объем системы для любых расстояний между квантовыми точками оставался равен объему 2-х соприкасающихся КТ (см. схему на рисунке 1).

В работе [4] были получены образцы кремниевых НК при разных температурах отжига. Авторы установили, что с увеличением температуры отжига падает энергия экситона в НК и предположили, что это может быть связано с возможным слиянием квантовых точек. Наши теоретические результаты подтверждают это предположение:

на Рис. 1 точками мы отметили энергии экситона, полученные в [4] для образцов с разной температурой отжига: 950 – 1200°С.

Слияние точек и вариация их размеров могут являться также причиной уширения полосы фотолюминесценции, полученной для кремниевых нанокристаллов экспериментально [5]. Для их интерпретации на Рисунке 2 представлены распределение интенсивности излучения по энергиям. Сплошные линии – кривые фотолюминесценции, полученные экспе-



Рис. 1



Рис.2

риментально, штриховые – получены в результате теоретического моделирования разброса размеров точки, штрих-пунктирные – в результате моделирования «слившихся» КТ. Разброс размеров одинарных КТ может объяснить уширение кривых только для малых радиусов; для больших радиусов разброс размеров позволяет объяснить только область высоких энергий. Чтобы объяснить уширение в области низких энергий необходимо учесть слияние КТ.

Автор выражает благодарность профессору Е.П. Покатилову и доктору Д.Л. Ника за полезные обсуждения и добавления.Е-mail:isacova.calina@gmail.com Работа была выполнена при поддержке государственных проектов РМ №11.817.05.02F и 10.819.05.02F.

Литература

1. Kashkarov P.K. et. al., Photonic bandgap materials and birefringent layers based on anisotropically nanostructured silicon // J. Opt. Soc. Am. B, 2002, №19, p. 2273.

2. Timoshenko V.Yu et. al., Free charge carriers in mesoporous silicon // Phys. Rev. B, 2001, №64, p. 085314.

3. Timoshenko V.Yu. et. al., Highly efficient sensitizing of erbium ion luminescence in sizecontrolled nanocrystallineSi/SiO₂ superlattice structures // Appl.Phys. Lett., 2004, №84, p. 2512.

4. Zhigunov D.M. et al. Effect of thermal annealing on structural and photoluminescence properties of silicon-rich silicon oxides // Physica E, 2009, №41, p. 1006-1009.

5. Kashkarov P.K. et. al., Photoluminescence of Er³⁺ ions in layers of quasi-ordered silicon nanocrystals in a silicon dioxide matrix // JETP, 2003, №87(6), p. 1123-1130.

ИЗМЕНЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ АКТИВНОСТИ АТОМОВ ИНДИЯ ФОЛЬГАХ СПЛАВА PD-IN-RU В ПРОЦЕССЕ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ГИДРИРОВАНИЯ

Левин И.С.

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

В настоящее время особо чистый водород востребован во многих сферах науки и промышленного производства (например, для получения особо чистого кремния для нужд микроэлектроники). Особо чистый водород, как правило, получают из синтезгазов конверсии углеводородов с помощью мембран на основе палладия [1]. Допирование чистого палладия другими элементами позволяет улучшить механические свойства мембран и повысить их водородопроницаемость, а также увеличить срок их службы. Одними из перспективных, с точки зрения водородной проницаемости, в настоящее время являются сплавы системы Pd-In-Ru, способность которых поглощать водород в некотором интервале концентраций индия в 2-3 раза выше, чем у сплавов системы Pd-Ag и B_1 , используемых в настоящее время для получения водорода [2].

Кроме того, в промышленности широко стали использовать мембраны из сплава *Pd–In-Ru* для разделения смесей хлорсиланов с водородом, что обеспечивает возможность реализации безотходной, технологически замкнутой схемы получения высокочистого кремния.

Однако данные об изучении структурных характеристик сплавов *Pd-In-Ru* и *Pd-In-Ru*-*H* в литературе отсутствуют. Таким образом, именно фольги сплава системы *Pd-In-Ru* после насыщения их водородом в процессе длительной релаксации стали объектом исследования данной работы.

Методами рентгеновской прецизионной дифрактометрии проведены исследования изменения структурных характеристик 50 мкм фольги сплава Pd-5.3at.% In-0.5at.% Ru после ее электролитического гидрирования при плотности тока 10mA/cm2 в течение 0,5ч и последующей длительной релаксации (8200 ч.). Использование фокусировки по Бреггу-Брентано позволило установить концентрацию атомов индия на разных глубинах исследованной фольги после ее гидрирования, поскольку при такой схеме фокусировки объем ОКР, участвующих в образовании любого дифракционного максимума, остается одим и тем же. Однако глубина проникновения рентгеновских лучей зависит от угла дифракции: так 99% интенсивности дифракционной линии (111) регистрируется от слоя глубиной в 3 мкм, а линии (400) – от слоя глубиной в 6 мкм.

Обнаружено что гидрирование приводит к образованию двух фаз, обогащенных водородом: β - фазы, содержащей количество водорода 0.35, и α - фазы с содержанием водорода 0.04.

Было установлено, что в результате первых 500 часов релаксации после гидрирования фольги концентрация индия в ней повышается с обеих сторон образца (см. рис. 1). Так, в слое толщиной в 3мкм со стороны насыщения концентрация индия составляет 6.5 ат.%, что на 1.2 ат.% больше, чем в исходном состоянии, а с противоположной стороны – 6.8 ат.%, что на 1.8 ат.% больше, чем в исходном состоянии. Перераспределение индия по глубине образца происходит еще в процессе насыщения его водородом.



Рис. 1 Изменение концентрации атомов индия по глубине образца со стороны насыщения (А) и со стороны, противоположной насыщению (В)

При этом со стороны насыщения концентрация атомов индия уменьшается, а с противоположной стороны, наоборот, возрастает.

Обнаружено, что в процессе релаксации со стороны насыщения процесс перераспределения атомов индия, начиная с 75 часов, идет в одном направлении: из глубины образца к поверхности. С противоположной стороны движение индия на некоторых участках идет вглубь образца, а не к его поверхности. Процесс движения индия к поверхности образца явно замедляется с увеличением времени после гидрирования.

На 500 часов релаксации наибольшая концентрация атомов индия наблюдается на глубине (3-6) мкм с обеих сторон фольги, однако разница в его концентрации в приповерхностном слое (до 3 мкм) и более глубоком слое (3-6) мкм со стороны насыщения составляет 0.3 ат.%, тогда как со стороны, противоположной насыщению, она составляет 0.5 ат.% индия.

Длительная релаксация в течение 8200 часов привела к существенному увеличению разброса концентрации атомов индия в ОКР всех ориентаций с обеих сторон фольги. Средняя концентрация атомов индия увеличилась с обеих сторон исследуемой фольги, что свидетельствует об увеличении диффузионной подвижности атомов индия после гидрирования фольги в процессе релаксации и их перемещении преимущественно из глубины образца к поверхности. Причем, скорость перемещения атомов индия имеет ориентационную зависимость.

Также можно констатировать, что вся совокупность полученных экспериментальных данных свидетельствует не только о существовании структурных превращений, но и о немонотонном характере структурной эволюции в фольге исследуемого сплава *Pd-In-Ru* после насыщения его водородом в процессе релаксации. Подобный немонотонный характер структурной эволюции был ранее и обнаружен и для других сплавов палладия [3,4].

Наблюдаемые в эксперименте изменения структурного состояния фольг сплава *Pd-In-Ru* будут влиять на их эксплуатационные характеристики при получении особочистого водорода, поскольку концентрация атомов индия существенно меняется по глубине образца после гидрирования в процессе релаксации и эти изменения носят немонотонный характер.

E-mail: lyovin-ivan@rambler.ru

Литература

1. Водород в металлах. Под ред. Алефельда Г.И. и Фелкля М.: Мир. 1981. Т.2. 430с.

2. Бурханов Г.С., Н.Б. Горина, Н.Б. Кольчугина, Рошан Н.Р. // Рос. Хим. Журнал (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева), 2006 № 4. С. 36.

3. Chatter S.K., Halder S.K., Sen Gupta S.P. // J. App. Phys. 1976. Vol.47. №2. P.411.

4. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. / Кристаллография. 1999. Т. 44. №1.С. 49.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДИОКСИДА УРАНА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

*Лунёв А.В., Тарасов Б.А. НИИЯУ «МИФИ», Москва, Россия

Широкое использование UO2 в коммерческих ядерных реакторах требует как можно более точного знания его теплофизических свойств.

В диоксиде урана экспериментально наблюдается рост теплопроводности при высоких температурах. Существующие теории, объясняющие рост теплопроводности, связаны с образованием электронных дефектов, однако эти теории не имеют экспериментального подтверждения. Поэтому представляет интерес проведение компьютерного моделирования диоксида урана при высоких температурах.

В данной работе было проведено моделирование бездефектного кристалла стехиометрического диоксида урана методом классической молекулярной динамики (МД) в интервале температур 300-3000К.

Моделирование проводилось в периодических граничных условиях, максимальный размер расчетной ячейки составил 6144 иона. Равновесные свойства определялись в NPT ансамбле. Для описания межионного взаимодействия в модели использовались несколько типов парных потенциалов, и все они дают схожие результаты. Дальнодействующие силы учитывались суммированием по Эвальду, а кинетические свойства определялись в NVE-ансамбле в рамках теории автокорреляционных функций. При расчете теплопроводности учитывались как тепловые потоки, так и потоки заряда, используя теорию Онзагера.

Полученные температурные зависимости теплопроводности, теплоемкости и ионной проводимости приведены на рис.1. Получено хорошее численное согласие результатов моделирования теплопроводности с экспериментом.

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.



Рис.1. Температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности стехиометрического диоксида урана, полученные в работе

Выше температуры Дебая и до температуры ~ 2000 К полученная методом молекулярной динамики зависимость решеточной теплопроводность подчиняется закону ~ 1/Т. Установлено, что закон ~ 1/Т для теплопроводности в диоксиде урана нарушается при температурах выше ~ 2500 К и наблюдается ее рост.

На зависимости теплоемкости от температуры наблюдается пик при температуре ~ 2500К. Именно при этой температуре начинается аномальный рост теплопроводности, который не может быть объяснен в рамках ангармонической теории. Однако выше 2500К наблюдается появление высокой анионной проводимости, что может быть связано с возможным переходом диоксида урана в суперионное состояние [1].

В нашей работе не наблюдалось полного плавления анионной подрешетки, но только возникновение френкелевского разупорядочения кислородной подрешетки. По видимому, миграция ионов кислорода приводит к увеличению локальных тепловых потоков, что и приводит к возрастанию теплопроводности, что отмечалось для других соединений со структурой флюорита [2]. Именно при этой температуре начинается аномальный рост теплопроводности, который не может быть объяснен в рамках ангармонической теории. Однако выше 2500К наблюдается появление высокой анионной проводимости, что может быть связано с возможным переходом диоксида урана в суперионное состояние [1].

В нашей работе не наблюдалось полного плавления анионной подрешетки, но только возникновение френкелевского разупорядочения кислородной подрешетки. По видимому, миграция ионов кислорода приводит к увеличению локальных тепловых потоков, что и приводит к возрастанию теплопроводности, что отмечалось для других соединений со структурой флюорита [2]. Путем анализа траекторий ионов кислорода, полученных в методе молекулярной динамике, обнаружены диффузионные скачки двух типов. Диффузионные скачки первого типа занимают короткое время и происходят по направлениям типа <111> и <110> внутри элементарной ячейки. Диффузионные скачки второго типа приводят к выходу ионов кислорода за пределы исходной элементарной ячейки.

Полученные в работе результаты показывают возможность объяснения аномального поведения теплофизических свойств диоксида урана без привлечения электронных дефектов.

Проведенное исследование показало, что повышение миграционной подвижности атомов кислорода при температуре выше 2500К приводит к возрастанию теплопроводности диоксида урана. Полученные температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности качественно совпадают с экспериментальными

E-mail: alounev@list.ru, ulens.up@gmail.com

Литература

1. T. Arima et al, Evaluation of Melting Point of UO_2 by Molecular Dynamics Simulation //Journal of Nuclear Materials, Vol. 389, pp. 149-154 (2009).

2. А.К. Иванов-Шиц, Мурин И.В. Ионика твердого тела. В 2 т. Т. 1.- СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2000. – 616 с.

ОБНАРУЖЕНИЕ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ В АЭРОГЕЛЕ ТОРА

Макарова А.П.

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

Вещество под действием температуры проходит все стадии термодинамических превращений, начиная от супернизких температур, когда оно находится в конденсированном состоянии, до стадии распыления, с образованием тороидальных структур [1].



Рис.1. Взрыв. Кадры кино: а) Первые кольца летающего токомака еще содержат медь. Начиная с 5-го кольца меди и её соединений нет. Несотря на растяжение тора его объем и количество молекул остаются постоянными.

Б) Вид сверху тора. Окружности тора сохраняют правильную форму от начала жизни тора до его развала. Цементирующую роль в сохранении формы геле – газового плазмоида играют заряды противоположного знака – электроны и дырки (позитроны)

На рис.1 представлены кадры этого процесса и движение тороидальных колец после локального, точечного взрыва медной проволочки. Торы из аэрогелей наблюдали многие исследователи. Наиболее распространенная модель объяснения явления – механико – математическая модель. При построении компьютерной модели, считается, что взрывной импульс из вещества создает тор, движение которого от поверхности земли обеспечивается импульсом взрыва и температурой тора. Трение вещества тора о воздух приводит к его распаду. Мы полагаем, что при взрыве образуются заряды противоположного знака (+ и -) и сохраняются внутри нового образования. Это служит основанием для утверждения, что тор аэрозольного вещества содержит аналоги зарядов типа куперовских пар электронов, а сам тор может представлять собой высокотемпературный сверхпроводник. Известно, что при образовании устойчивых пар возможно появление сверхтекучести в среде, именно эта модель представляет наибольшее значение для описания продолжительной жизни тора.

В тор нет натекания дополнительных молекул воздуха. Данные рентгеновского спектрального анализа показывают, что в геле тора атомов и соединений меди с положительным зарядом – нет. Медь и её химические

соединения покинули тор на стадии его начального образования. Тор электрически нейтрален. Небольшое количество положительных и отрицательных зарядов могут создавать парные конфигурации. Работает закон Кулона общий для всех зарядов кольца. Заряды, прилипшие к молекулам воздуха, создают долго живущую конфигурацию тора, несмотря на процесс его непрерывного растяжения. Появление солитонов (9кольцо, левой колонки, рис.1) сигнализирует о неустойчивости движения вещества внутри кольца, которое со временем все же распадается. Постоянство формы идеальной окружности тора (рис.2 б) – факт, подтверждающий существование зарядов противоположного знака позитрона и электрона. Это аналоги дырки и электрона в полупроводниках. Нельзя отвергать образование позитрония и антипозитрония.

Нами экспериментально было установлено, что в устойчивом конденсате тора сохраняется постоянное число

частиц. Это следует из закона сохранения массы расширяющегося тора, отраженного в гиперболической зависимости диаметра тора от его ширины (рис.2) и газового закона Менделеева – Клапейрона V = RT/P = const.

Наконец, всеобщая аналогия взрыва проволочки от микропроцесса, ядерного взрыва, нейтронных звезд до Вселенной, позволяет принять гипотезу о тороидальной форме вакуумного правещества – преона (струнная модель с завитком – тороида). В книге [1] рассматриваются состояния фермионов в дираковском вакууме. В этой же книге на



Рис.2 Зависимость диаметра тора *D*от его толщины *T*.

- – экспериментальные данные
- \blacksquare аппроксимация $D \sim 1/T$

стр.235 написано, что «представление о частицах и дырках вполне адекватно в физике твердого тела» Последнее замечание надо признавать, как отождествление положительного заряда дырки с позитроном. С чем мы также согласны.

E-mail: aiti812@mail.ru

Литература

 Р.Н.Кузьмин, Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин Лабораторная шаровая молния // Химическая физика, т.25, №3, с.90-93. Распад темной материи // Советский физик, №2, 2009
 В.А.Рубаков «Классические калибровочные поля», первое издание, 1999г.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХЁМКИХ ПЛЕНОЧНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ

Моцарь А.С.

Саратовский государственный технический университет, Саратов, Россия

Высокоемкостные свойства полимерных пленочных проводников с сульфосалициловой кислотой (ССК) и ее комплексами, с рядом редкоземельных элементов и исследованных переходных металлов предполагают возможность использовать их при создании сверхъемких конденсаторов [1].

Было проведено исследование диэлектрического состояния суперионных полимерных пленочных проводников на основе производных сульфокислот [2].

Исследование проводили на прецизионном анализаторе компонентов WK6430B для системы Ті/ТЭЛ (ССК). Рабочее напряжение тока – 0,5 В, час-



Рис.1. «Частотная зависимость коэффициента диэлектрических потерь системы Ті/ТЭЛ с ССК»

тота тока от 1 Гц до 1 МГц. Измерения проводили при Т = 293 К, Р = 101 КПа, (рис.1.).

Исследуемые образцы показали, что с повышением частоты тока коэффициент диэлектрических потерь (D) начинает расти и достигает своего максимума при частоте тока 25,6 кГц. Это объясняется тем, что в материале исследуемых образцов имеется подвижная составляющая, благодаря чему происходит рассеяние носителей заряда [1].

То есть при направленном перемещении электрических зарядов во внешнем электрическом поле носителей заряда, они приобретают от электрического поля энергию. Эта энергия тратится при «соударениях» носителей заряда и преобразуется в тепловую энергию.

При повышении частоты тока величина коэффициента диэлектрических потерь снижается. Это происходит за счет того, что при высоких частотах колебательные движения носителей заряда становятся меньшими в пространстве полимерного проводника и число «соударений» носителей заряда сокращается.

E-mail: MotsarAS@yandex.ru

Литература

1. Bukun N.G., Rodionov V.V., Mikhailova A.M. Protonic conductivity of novel composite superionic conductors // Solid State Ionics. - 2000. - V.136-137. - P.279-284.

2. RF Patent №2400294, Proton-conducting polymer composite, A.M. Mikhailova, E.V. Kolokolova, L.V. Nikitina 27.09.2010.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПЛАНАРНЫХ НАНОСТРУКТУР МЕТОДОМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАНОСЕКУНДНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ЛИТОГРАФИИ

Мусорин А.И., Михальков Н.В.

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

Настоящая работа посвящена созданию планарных периодических наноструктур, таких как субдлинноволновые дифракционные решетки методом ультрафиолетовой лазерной интерференционной литографии. Такие структуры могут использоваться для заведения лазерного излучения в планарные волноводы. Преимущества этого метода заключаются в достаточно эффективной передаче энергии падающего излучения в волноводную моду, а также возможность размещения данной решетки в любой части исследуемого волновода. Кроме того, использование субдлинноволновых решеток приводит к тому, что число дифракционных максимумов уменьшается, а эффективность заведения увеличивается.

Для создания планарных наноструктур используется метод ультрафиолетовой наносекундной лазерной интерференционной литографии. Он позволяет создавать большие



Д - диафрагма малого сечения УФФ- УФ-фильтр 3 - зеркало ИЛ - интерферометр Ллойда О - образец

Рис. 1 Схема установки.

периодические наноструктуры размером порядка 1 см2 с периодом от 500 нм. В качестве источника излучения используется импульсный наносекундный Nd₃+: YAG лазер. Геометрия эксперимента позволяет плавно регулировать период интерференционной картины, изменяя только угол падения и не меняя конфигурации установки.

Основными элементами установки (Рис. 1) являются ультрафиолетовый лазер, пространственный фильтр с системой расширения пучка для обеспечения равномерной освещенности и высокой поперечной когерентности пучка, а также интерферометр Ллойда, необходимый для получения интерференционной картины на поверхности образца и закрытый черным ящиком с УФ-фильтром в апертуре для защиты от шумового внешнего излучения.

Излучение третьей гармоники Nd3+: YAG лазера (λ=355 nm) с частотой повторения импульсов 10 Гц и пиковой мощностью 100 мДж, проходя через пространственный фильтр и делительную пластинку, достигает образца, закрепленного на интерферометре Ллойда. Образец О размещается перпендикулярно зеркалу З. Падающий луч разделяется на два, отмеченных буквами А и В. Один из них напрямую следует к образцу О, а второй достигает его после отражения от зеркала З. Таким образом, отраженный луч интерферирует с падающим, и они создают интерференционную картину на поверхности образца О, покрытого тонким слоем специально подобранного фоторезиста: стабильного по отношению к смеси KI + I2, используемой далее для травления золота. При воздействии излучения на фоторезист в областях интерференционных минимумов происходит полимеризация, и растворимость резиста снижается. Таким образом, при проявлении эти области растворяются, вымываются, а остаются лишь те, которые образуют маску. По этой маске травится золотая пленка, на которую изначально был нанесен фоторезист, и формируется субдлинноволновая дифракционная решетка. Изменяя угол падения лазерного пучка на интерферометр, можно получить различные периоды решеток (0,5-1,7 мкм). Использование полученной маски позволяет создавать планарные наноструктуры методами химического или сухого травления. Данная установка для ультрафиолетовой наносекундной лазерной интерференционной литографии может быть использована также для использования метода так называемой «безрезистовой лазерной интерференционной литографии», который заключается в переносе интерференционной периодической картины на поверхность металла или диэлектрика за счет большой мощности в импульсе без применения резиста.

В ходе экспериментов были изготовлены образцы с различными периодами. Полученная зависимость периода решетки от угла падения лазерного излучения находится в хорошем согласии с теоретическим предсказанием.

musorin@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. S. Reidel, M. Schmotz, P.Leiderer, J. Boneberg, Appl. Phys. A 101, 309 (2010).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ЭЛЕКТРОННУЮ СТРУКТУРУ И ДЕФЕКТЫ СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ СИСТЕМ V-TI-CR МЕТОДОМ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ

Ней А.С.

НИИЯУ «МИФИ», Москва, Россия

В настоящее время сплавы системы V-Ti-Cr, обладающие высокой работоспособностью при температуре 750-800⁰C, являются перспективным конструкционным материалом для первой стенки и оболочек ТВЭлов ядерных космических реакторов. В работе [1] было показано, что основными преимуществами сплавов систем V-Ti-Cr по сравнению с другими конструкционными сплавами и сталями являются низкий уровень наведенной активности, быстрый ее спад и высокое значение параметра термостойкости. В данной работе исследуется изменение электронной структуры и распределения неоднородностей структуры сплавов на основе ванадия при различных режимах термообработки и легирования с помощью метода аннигиляции позитронов. Известно, что метод аннигиляции позитронов является наиболее чувствительным для выявления изменений характеристик электронной структуры и свойств дефектов. Наиболее информативным разновидностями метода являются измерения углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) и времени жизни позитронов.



В настоящей работе образцы исследовались методом аннигиляции позитронов с измерением углового распределения аннигиляционных фотонов. Структурная схема установки для измерения с помощью метода УРАФ

1

Рис.1.Структурная схема одномерного спектрометра УРАФ: 1

было показано на рис.1. Источником позитронов является радионуклид ⁶⁴Cu, получаемый путем облучения образцов меди на реакторе пучком нейтронов. Угловое разрешение установки порядка 0.5 мрад. Для обработки результатов использовалась программа ACARFIT. При обработке экспериментальный угловой спектр разделялся на одну параболу – один гауссиан и на две параболы один гауссиан. Определены параметры электронной структуры (энергия Ферми ϵ_F , число электронов проводимости Z_c , приходящих на один атом метода и их концентрация $n_p(\theta)$, и.т.д.) для чистых V, Ti и сплавов систем V-Ti-Cr. В сплаве, содержащем 4% титана и 4% хрома, электронное состояние изменилось по сравнению с чистым титаном и чистым ванадием: число электронов проводимости уменьшилось, а оно опять увеличилось при содержании 10%Ti и 5% Cr. Величины θ_p и ϵ_F для всех образцов получились больше, чем величины, полученные в результате расчета. Это объясняется тем, что в реальном металле число заполненных энергетических уровней больше, чем в идеальном.

E-mail- nayaung3@gmail.com

Литература

1. Вотинов С.Н., Дедюрин А.И., ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы. 1995. Вып. 1 (52). - С. 66-73.

2. S.N. Votinov and A. I. Dedyurin, Series Materials Science and New Materials [in Russian] (1995), Issue 1(52), pp. 66 – 73.

3. S.N. Votinov, A. I. Dedyurin, L. I. Ivanov, et al. Issue 2, pp. 3–12.

ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА ФАЗОВОГО КОНТРАСТА ЦЕРНИКЕ ДЛЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Орлов М.А.

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

С появлением синхротронных источников 3-го поколения, характеризующихся высокой степенью пространственной когерентности рентгеновских пучков, широкую распространенность получили методики фазового контраста для рентгеновского излучения [1]. Среди них выделяется метод рентгеновского фазового контраста Цернике с преломляющей линзой в качестве объектива [2], на данный момент экспериментально не реализованный. Известно, что метод фазового контраста в оптике позволяет исследовать лишь объекты, вносящие малые сдвиги фаз в пучок падающего излучения ($\varphi <<1$). Однако оказывается, что в рентгеновском диапазоне это ограничение, вообще

говоря, можно обойти. В данной работе рассматривались случаи, когда сдвиги фаз, вносимые объектами, сравнимы с единицей или даже много больше единицы.

Анализ проводился методом численного моделирования эксперимента. В расчетах использовались параметры пучков, характерные для источников синхротронного излучения 3-го поколения (ESRF, APS, SPring-8). Перенос излучения в воздухе вдоль оптической оси, параллельной оси z, описывался с помощью одномерного пропагатора Кирхгофа $P(x, z) = (i\lambda z)^{-1} \exp(i\pi x^2 / \lambda z)$. Здесь ось x перпендикулярна оси z, λ – длина волны излучения. Прохождение излучения через объекты учитывалось с помощью трансмиссионной функции $T(x) = \exp(-i(2\pi/\lambda)[\delta - i\beta]t(x))$, где параметры δ и β есть действительная и мнимая части комплексного показателя преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ материала объекта, t – толщина образца вдоль пучка на координате x. Такое описание возможно вследствие малых продольных размеров образцов и соответствует приближению геометрической оптики. Численный расчет свертки пропагатора Кирхгофа с трансмиссионной функцией осуществлялся с помощью метода быстрого преобразования Фурье.

Численный расчет показал, что в рентгеновском методе Цернике адекватно отображаются даже образцы со значениями $\varphi \approx 1$. При дальнейшем росте фазы начинаются отклонения. Интересная особенность заключается в том, что по достижении определенного значения φ интенсивность начинает опускаться, изображение будто бы переворачивается. Механизм такого поведения становится понятен при дальнейшем росте φ : после увеличения фазы на π (фактически, когда функция пропускания объекта умножается на $\exp(i\pi) = -1$) изображение снова переворачивается, интенсивность продолжает расти в исходном направлении. При дальнейшем росте фазы наблюдаются колебания интенсивности с периодом по фазе 2π . В результате по полному числу осцилляций и высоте центрального пика можно восстановить структуру объекта. Аналогичная ситуация наблюдается при изображении пор в веществе, однако колебания в этом случае происходят с определенной задержкой по фазе относительно колебаний, соответствующих выпуклым объектам.

Тезисы доклада основаны на материалах работ, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 09-02-12239-офи_м).

Автор выражает признательность научному руководителю Кону В.Г. за помощь в выполнении работы.

E-mail: mikhorlov@yandex.ru

Литература

1. A. Snigirev et al., Rev. Sci. Instrum., Vol. 66, N. 12, p. 5486-5492 (1995)

2. В.Г. Кон, М.А. Орлов. Поверхность, вып. 11, с.76-81 (2010)

ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ ДВИЖУЩИХСЯ ДВУМЕРНЫХ ЭКСИТОНОВ

**Параскевов А. В.

НИЦ "Курчатовский институт, Москва, Россия

Механизм оптической рекомбинации свободно движущихся двумерных (2D) экситонов в полупроводниковых квантовых ямах остается интересным открытым вопросом физики экситонов, особенно учитывая недавние эксперименты [1] по наблюдению пространственного распределения люминисценции, которое показывает нетривиальную диффузию экситонов в плоскости квантовых ям.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

В частности, для зависимости излучательного времени жизни экситона от эффективной температуры Т в экситонной системе теория [5]

предсказывает, что существует характерная

кельвинов), при которой время жизни экситона

зависимость [6]. При низких температурах (T < T^{*}) время жизни растет с понижением температуры (в отличие от результатов работ [3, 4], где время жизни экситона всегда

(порядка

T)

понижением

классическая

нескольких

линейная

В пределе высоких

непосредственно

эффективной

T^{*}

>>

(T

Проблема возникает из-за (1) «смешанной» размерности, когда оптический распад 2D экситона приводит к образованию трехмерного (3D) фотона и (2) возможного влияния на оптический распад экситонов их взаимодействия с акустическими фононами и с дефектами. Эти факторы вызывают некоторую неопределенность в использовании закона сохранения импульса при оптическом распаде экситона.

В работах [2-4] рассмотрен случай, когда свободно движущийся 2D экситон может распасться излучательно непосредственно за счет взаимодействия между 2D экситонами и 3D фотонами. При этом закон сохранения импульса работает только в плоскости (X-Y) движения экситонов, а Z-компонента импульса фотона неопределенна и по ней проводится суммирование. Однако, присутствие «третьего тела» (например, 3D акустических фононов) может восстановить 3D закон сохранения импульса.

В работе [5] показано, что учет экситон-фононного взаимодействия устраняет неопределенность Z-компоненты импульса фотона и приводит к нетривиальным следствиям.

температура

температур

воспроизводится

уменьшается с

температуры).

минимально (рис.1).



Рис.1 Излучательное время жизни экситона как функция температуры Т в экситонной системе (температура решетки T₀=0) [5]

E-mail: avp.workbox@yandex.ru

и Литература

1. A.L. Ivanov et al., Europhys. Lett. 73, 920 (2006)

2. E. Hanamura, Phys. Rev. B 38, 1228 (1988)

3. L.C. Andreani, F. Tassone, F. Bassani, Solid State Commun. 77, 641 (1991)

4.A.L. Ivanov, P. B. Littlewood, H. Haug, Phys. Rev. B 59, 5032 (1999)

5.A.V. Paraskevov, arXiv: 1009.2046 (2010)

6. J. Feldmann et al., Phys. Rev. Lett. 59, 2337 (1987); J. Martinez-Pastor et al., Phys. Rev. B 47, 10456 (1993)

LANDAU QUANTIZATION OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRONS AND HOLES UNDER THE INFLUENCE OF THE RASHBA SPIN-ORBIT COUPLING

Podlesny I.V.

Candidate of sciences Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova

The influence of the Rashba spin-orbit coupling (RSOC) on the properties of the twodimensional (2D) electrons and holes in the presence of perpendicular magnetic field was determined. The interdependence between the Landau quantization of the electron and hole orbital motions and their spin projections was revealed in the frame of Landau gauge. The spinor-type wave functions of the 2D conduction and valence electrons in the presence of the RSOC have different numbers of the Landau quantization levels for different spin projections.

For example, in the case of conduction electron, if the number in the spin up projection is n, then in the spin down projection this number is equal to n+1. For the heavy hole the number n for the spin down projection is accompanied by the number n+3 for the spin up projection. It is determined completely by the fact [1] that the RSOC Hamiltonian for conduction electron is linear in the projections $k_{\pm} = k_x \pm i k_y$ of the in-plane wave vector k_{\parallel} , whereas in the case of valence electron and heavy hole the corresponding Hamiltonian [2,3] contains the third order of these projections, i.e. the expressions $(k_{\pm})^3$. The shifts and the rearrangements of the 2D hole Landau quantization levels on the energy scale are much larger in comparison with the case of conduction electron Landau levels. It is due to the strong influence of the magnetic field strength on the parameter of the RSOC. At some values of this parameter the shifts and rearrangements are comparable with the hole cyclotron energy. The dependences on the magnetic and electric field strengths of the band-to-band quantum transition energies for eight combinations of two lowest Landau levels of conduction electron with four lowest Landau levels for heavy hole were obtained. They present interest both in cases of a strong magnetic field, when the 2D magnetoexcitons are formed, as well as in the opposite case of weak magnetic field, when the model of 2D Wannier-Mott excitons is more appropriate.

E-mail: podlesniy@rambler.ru

References

1., E.I. Rashba, Sov. Phys. Fiz. Tverd. Tela (Leningrad) 2, 1224 (1960)

2. Winkler Roland, Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems, Springer Tracts in Modern Physics: Springer, Berlin, Heidelberg, V. 191, 2003

3. T. Hakioglu, M.A. Liberman, S.A. Moskalenko, and I.V. Podlesny, (to be published)

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С УГЛЕРОДНЫМИ МИКРО- И НАНОВКЛЮЧЕНИЯМИ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

Романов А.В.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Воздействие ультразвука широко используется при создании композитных материалов для достижения равномерного распределения микро - и наночастиц наполнителя в объеме связующей матрицы.

Целью данной работы было проведено исследование влияния длительности ультразвукового воздействия на электрофизические параметры композитных материалов на основе эпоксидной связующего (ЭД-20 и полиэтилполиамин) с углеродными микро- и нановключениями в СВЧ-диапазоне.

С помощью анализатора цепей N5230A Agilent PNA-L Network Analyzer были получены частотные зависимости коэффициента прохождения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона (0.3-6ГГц) через микрополосковую фотонную структуру, один из отрезков с воздушной полосковой линии был заполнен композитным материалом, характеризующимся различным временем ультразвуковой обработки (0-90 минут) и материалом наполнителя. Для определения комплексной диэлектрической проницаемости композитного материала решалась обратная задача. Значение диэлектрической проницаемости композитного образца определялось методом наименьших квадратов. Характер изменения комплексной диэлектрической проницаемости композитного материала от длительности воздействия ультразвука зависит от материала наполнителя. Для композитного материала, содержащего мелкодисперсный графит (диаметр частиц ~ 8мкм), наблюдается уменьшение как действительной, так и мнимой части диэлектрической про-

ницаемости с увеличением длительности воздействия ультразвука. Такое поведение диэлектрической проницаемости может быть связано с разрушением структуры графита. Для композитного материала с включениями из углеродных нанотрубок наблюдается немонотонное изменение диэлектрической проницаемости. При воздействии на композитный материал ультразвуковых колебаний наблюдается не монотонная зависимость (с явно выраженным максимумом) на мнимой части диэлектрической проницаемости композита. Первоначальное увеличение мнимой части диэлектрической проницаемости композитного материала может быть связано с разрушением микроскопических агломератов из углеродных нанотрубок, при котором жгутовая структура наполнителя распадается на отдельные волокна из углеродных нанотрубок. Последующее уменьшение величины мнимой части диэлектрической проницаемости с увеличением длительности ультразвукового воздействия связано с возникновением дефектов на стенках углеродных нанотрубок и частичному разрушению структуры отдельной углеродной трубки. Косвенным подтверждением деградации структуры углеродных нанотрубок является ухудшение механических свойств композитов с наполнителем из углеродных нанотрубок при длительной ультразвуковой обработке (>1.5часов).

Таким образом, электрофизические свойства композитного материала с добавлением наполнителя из углеродных нанотрубок медленнее деградируют при обработке ультразвуком, чем при использовании в качестве наполнителя графитовых микрочастиц, также установлено, что существует время ультразвукового воздействия, при котором достигается максимальная электропроводность композитного материала, зависящее от концентрации наполнителя в виде углеродных нанотрубок.

E-mail:andrey82@inbox.ru

Литература

1. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В. Боголюбов А.С., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения параметров жидкостей // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 8. С. 143–148.

2. P.-C. Ma, N. A. Siddiqui, G. Marom, J.-K. Kim, "Dispersion and functionalization of carbon nanotubes for polymer-based nanocomposites: A review" //Composites: Part A. 2010. V. 41. P. 1345–1367.

3. P. He, Y.Gao, J. Lian, L. Wang, D. Qian, J. Zhao, W. Wang, M. J. Schulz, X. Ping Zhou, D. Shi. "Surface modification and ultrasonication effect on the mechanical properties of carbon nanofiber/polycarbonate composites" //Composites: Part A. 2006. V. 37. P. 1270–1275.

ТРАНСПОРТНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ УГЛЕРОДНЫХ ЗИГЗАГООБРАЗНЫХ НАНОТРУБОК

Судоргин С.А.

Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

Создание наноструктур с заданными свойствами и контролируемыми параметрами входит в число важнейших проблем современной физики. Углеродные нанотрубки (УНТ) [8] в силу их уникальных свойств нашли широкое применение в различных областях современной электроники, материаловедения, химии и медицины [2]. Несмотря на уже 20-летнюю историю открытия нанотрубок, не ослабевает интерес к исследованию транспортных свойств УНТ. Большое количество работ посвящено исследованию их проводимости [2-], т.к. определение транспортных характеристик и связанных с ними особенностей переноса электрического заряда, позволяет рассчитать параметры электронных устройств, работающих на базе УНТ. Т.к. в практических применениях, например, в наноэлектронике, гораздо более широко применимы материалы, свойства которых можно предсказывать и моделировать, то в настоящее время в основном исследуются системы УНТ одного типа или одиночные УНТ [10]. В данной работе сделан акцент на изучение диффузионных транспортных свойств углеродных нанотрубок. Предложен аналитический метод расчета коэффициентов диффузии электронов УНТ во внешнем электрическом поле.

Для зигзагообразных УНТ типа (*n*, 0) дисперсионное соотношение имеет вид:

$$E(\mathbf{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4\cos(ap_x)\cos(\pi s / n) + 4\cos^2(\pi s / n)}$$

где $\mathbf{p} = (p_x, s)$ – квазиимпульс электронов углеродной нанотрубки, p_x - параллельная оси нанотрубки компонента квазиимпульса, s = 1, 2, ..., n – нумерует квантование компоненты импульса по окружности нанотрубки.

Из периодичности закона дисперсии следует, что его можно представить в виде ряда Фурье [1]:

$$E_{s}\left(\mathbf{p}\right) = -\sum_{m,s} A_{ms} \cos\left(\frac{mp_{x}d}{\hbar}\right),\tag{2}$$

где d = 0.142 нм – расстояние между соседними атомами углерода, A_{ms} - коэффициенты разложения в ряд Фурье дисперсионного соотношения электронов.

В рамках квазиклассического приближения функция распределения электронов $f_s(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ находится из кинетического уравнения Больцмана. Интеграл столкновений выбираем в виде, используемом в τ -приближении. Можно считать, что время релаксации $\tau = \text{const}$, т.к. экспериментально установлено, что в нанотрубках уже при температурах порядка 40 К время релаксации постоянно и не зависит от температуры [9].

Для случая однородного распределения температуры T(r) = const получены выражения для транспортных коэффициентов УНТ: нелинейной проводимости и коэффициента диффузии электронов.

Нелинейная проводимость углеродной зигзагообразной нанотрубки в безразмерном виде задается следующим выражением:

$$\sigma(E) = \sum_{s} \int_{-\pi}^{\pi} \sum_{m} A_{ms} m f_{0s}(p_{x}, x) \frac{E}{E^{2}m^{2} + 1} [\sin(mp_{x}) + Em\cos(mp_{x})] dp_{x}$$
(3)

Выражение для коэффициента диффузии электронов в полупроводниковой углеродной нанотрубке имеет следующий вид:

$$D(E) = \sum_{s} \int_{-\pi}^{\pi} f_{0s}(p_{x}, x) \sum_{m} A_{ms} m \sum_{m'} A_{m's} m' \left\{ \frac{E^{2}(m^{2} + m'^{2}) + 1}{K(E, m, m')} * \left[EmR(E, m, m', p_{x}) + M(E, m, m', p_{x}) \right] + \frac{E^{3}(m'^{3} - 2m^{2}m') + Em'}{K(E, m, m')} * \right]$$

$$*T(E, m, m', p_{x}) dp_{x} + \sum_{s} \int_{-\pi}^{\pi} f_{0s}(p_{x}, x) \sum_{m} A_{ms} m \sum_{m'} A_{m's} m' \frac{1}{P(E, m, m')} F(E, m, m', p_{x}) dp_{x}$$

$$4)$$

здесь обозначено: $K(E, m, m') = \left[E^4 (m^4 + m'^4 - 2m^2m'^2) + 2E^2 (m^2 + m'^2) + 1 \right] \left[E^2 m^2 + 1 \right],$ $B(E, m, m') = \left[E^2 m^2 + 1 \right]^2 \left[E^2 m'^2 + 1 \right]$

$$\begin{split} P(E,m,m') &= \left\lfloor E^2 m^2 + 1 \right\rfloor^{2} \left\lfloor E^2 m'^2 + 1 \right\rfloor, \\ R(m,m',p_x) &= \cos(mp_x)\sin(m'p_x) + \cos(mp_x)\cos(m'p_x) - \sin(mp_x)\sin(m'p_x), \\ M(m,m',p_x) &= \sin(mp_x)\sin(m'p_x) + \sin(mp_x)\cos(m'p_x) + \cos(mp_x)\sin(m'p_x) \\ T(E,m,m',p_x) &= \left[\cos(mp_x)\cos(m'p_x) - Em\sin(mp_x)\cos(m'p_x)\right] \\ F(E,m,m',p_x) &= \left[\sin(m'p_x) + Em\cos(m'p_x)\right] \left[\sin(mp_x) + 2Em\cos(mp_x) - E^2m^2\sin(mp_x)\right] \end{split}$$

где A_{ms} и $A_{m's}$ - коэффициенты разложения энергии электронов в ряд Фурье.

Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)).

E-mail: sergsud@mail.ru

Литература

- 1. Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г., Демушкина Е.В. ФТТ. **50**, 367 (2008).
- 2. Дьячков П.Н. Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения. БИНОМ, Лаборатория знаний, М. (2006). 293 с.
- 3. Елецкий А.В., УФН, 172 (4), 401, (2002).
- Елецкий А.В. Транспортные свойства углеродных нанотрубок // УФН. 2009. Т. 179. № 3. С. 225 - 242.
- 5. Иванченко Г.С., Лебедев Н.Г. Проводимость двухслойных углеродных нанотрубок в рамках модели Хаббарда // Физика твердого тела. 2007. т. 49. вып. 1. с. 183 189.
- Иванченко Г.С., Лебедев Н.Г. Проводимость углеродных нанотрубок, обусловленная миграцией протонов по их поверхности // Физика твердого тела, 2009, т. 51, вып. 11, с. 2281 – 2286.
- 7. Островский П.М. Проводимость углеродных нанотрубок в продольном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. № 8. С. 600 - 604.
- 8. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. Техносфера. М. (2003). 336 с.
- 9. Grahn H.T., Klitzing K., Ploog K., Dohler G.H., Phys. Rev. B43, 12095 (1991).
- 10. Maksimenko S.A., Slepyan G.Ya., Kalosha V.P., Herrmann J., Campbell E.E.B., Hertel I.V. Phys. Rev. A. 60, R 777 (1999).
- 11. Maksimenko S.A., Slepyan G.Ya. Nanoelectromagnetics of low-dimentional structure. In "Handbook of nanotechnology. Nanometer structure: theory, modeling, and simulation". Bellingham: SPIE press (2004). 576 p.

ХИМИЧЕСКАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТОГО И ПРОФИЛИРОВАННОГО КРЕМНИЯ В РАСТВОРЕ ПОЛИАКРИЛОВОЙ КИСЛОТЫ

^{**}Ципенюк В.Н.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Химическая модификация поверхности пористого кремния с помощью раствора полиакриловой кислоты позволяет заменить непрочные кремний-водородные связи, образованные в процессе получения образцов пористого кремния при анодном травлении, на более прочные связи Si-C или Si-O. Это приводит к стабилизации свойств пористого кремния и, как следствие, отсутствию эффекта "старения" в атмосфере. Также карбидизация пористого кремния сдвигает спектр фотолюминесценции и изменяет её интенсивность [1,2].

Действие полиакриловой кислоты варьируется в зависимости от пористости обрабатываемых образцов. Анализ образцов проводился методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), спектроскопии рентгеновского поглощения и ИКспектроскопии. После обработки нанопористого кремния в водном растворе полиакриловой кислоты происходит сглаживание рельефа поверхности, выступов на поверхности пор и впадин на стенках пор. В макропористом кремнии практически не наблюда-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на плдсекции.
ется размытия рельефа и изменения морфологии пор. Морфология профилированного кремния так же существенно не изменяется.

В нанопористом кремнии происходит дополнительное окисление поверхностного несовершенного оксида SiO_x до SiO₂. На поверхности макропористого кремния частично удаляется поверхностный оксид без изменения его состава, появляются участки кристаллического кремния. На поверхности профилированного кремния формируется слой разупорядоченного кремния, также образуются связи типа Si-C или Si-O-C, что свидетельствует об образовании химических связей между поверхностью и полиакриловой кислотой из раствора.



Рис.1 Макропористый кремний, обработанный в полиакриловой кислоте

E-mail: explosimeter@gmail.com

Литература

1. О.М. Сресели, Д.Н. Горячев Приготовление и исследование карбидизированного пористого кремния. Физика и техника полупроводников, 2002, том 36, вып. 5, 604-610.

2. О.М. Сресели, Д.Н. Горячев Влияние фуллерена на фотолюминесценцию пористого кремния. Физика и техника полупроводников, 2004, том 38, вып. 1, 124-127.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ МЕССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ ЗАМОРОЖЕННЫХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ХЛОРИДА ЖЕЛЕЗА(II) И ФЕРРОИНА

Шишаков А. И., Хенкин Л.В.

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

Целью проведенной работы было исследование образования и структуры сольватных и металло-органических комплексов железа в водных растворах, являющихся одной из наиболее распространенных сред для проведения химических реакций при создании высокомолекуляных соединений [1]. Анализ замороженных водных растворов комплексов железа проводился методом мессбауэровской спектроскопии. Сохранение важных свойств и структуры жидких растворов после быстрой заморозки, дающее возможность для изучения методом мессбауэровской спектроскопии, показано в [2]. В нашей работе было проведено исследование динамики формирования и устойчивости комплексов железа в двух системах растворов - водном растворе комплекса двухвалентного хлорида железа FeCl2*6H2O и водном растворе ферроина – комплекса железа с фенантролином Fe(H8N2Cl2)3.

Были получены мессбауэровские спектры этих двух систем растворов в широком диапазоне температур от 115К до 215К. В результате анализа спектров были рассчитаны температурные зависимости для сверхтонких параметров спектров: площади спектра (интенсивности), ширины линий, изомерного сдвига и квадрупольного расщепления. Сравнение полученных результатов для обоих образцов показывает, что температурная зависимость площади спектров для растворов хлорида железа и ферроина имеет схожий характер. Экспоненциальное падение площади спектров с увеличением температуры имеет характерную точку перегиба в районе температуры -80°C. Эта особенность, как показано авторами [3], связана с изменением кристаллической структуры льда - кубическая решетка трансформируется в гексагональную. Ширина линий для обоих растворов экспоненциально возрастает – что свидетельствует о возрастании диффузионной подвижности комплексов железа в структуре льда. Причем линии мессбауэровского спектра значительно шире для раствора хлорида, что позволяет говорить о том, что силы связи железа в молекуле ферроина больше по сравнению со связями в сольватном комплексе. Изомерный сдвиг с температурой линейно уменьшается, что связано в основном с эффектом Доплера второго порядка.

Важную информацию дают температурные зависимости квадрупольного расщепления мессбауэровских спектров растворов. Вследствие фазового превращения льда для раствора хлорида с повышением температуры происходит уменьшение квадрупольного расщепления на 0.4 мм/с, а следовательно, сольватная оболочка железа непосредственно встраивается в кристаллическую структуру растворителя и меняется симметрия ближайшего окружения иона железа. Для достаточно крупной молекулы ферроина перестройка молекул воды в кристалле сказывается лишь опосредовано и не влияет на значение квадрупольного расщепления.

E-mail: rithcie@mail.ru ; levkhenkin@gmail.com

Литература

1. Т.Е. Григорьев, К.Х. Нгуен, И.В. Скрябин, Е.Е. Махаева, А.Р. Хохлов. Формирование комплексов Fe2+-фенантролин в объеме гидрогеля // Высокомолекулярные соединения. Серия А, 2008, Т. 50, № 1, С. 83-90.

2. A. Vertes, D.L. Nagy. Mossbauer spectroscopy of frozen solutions. Mossbauer Spectroscopy of Frozen Solutions/ Budapest, Akademiai Kiado, 1990, P. 303.

3. A.J.Nozik, M. Kaplan. Mossbauer resonance studies of ferrous ions of ice // J. Chem. Phys., 1967, V. 47, P.2960

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие

Подсекция ОПТИКА

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТОЙ СРЕДЫ С РЕЗОНАНСНЫМ ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ НАНОКОМПОЗИТА Авдеева АЮ4
ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ СЕНСОРАХ Афиногенов Б.И
ИЗУЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА КОМПОЗИТНЫМИ МЕТАЛЛОПОЛИМЕРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ Богинская И.А, Байков Б.В
ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, ЛЕГИРОВАННОГО НИКЕЛЕМ Герус П.А
ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ РОДАМИНА 6Ж НА ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОМ СЕРЕБРЕ С ПОДСЛОЕМ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА Голов Р.В
ОСОБЕННОСТИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ЩЕЛЕВЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ Ермакова Т.Ю
КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ЛЕКАРСТВЕННЫХ СРЕДСТВ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Ермалицкая К.Ф
ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ СТРУКТУРЫ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ С УЧЁТОМ КОМАТИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ЛИНЗ В БЛИЖНЕЙ ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА Иванов М.С
ИНВАЗИВНЫЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ ДИАЦЕТИЛА Круглов В.С
КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ ФАЗЫ РАСХОДЯЩИХСЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ СЛОЕ Куликов В.А., Андреева М.С.,
ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НА ЦЕНТРЫ СВЕЧЕНИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ LU _X Y ₁ . _x BO ₃ :CE ³⁺ Левушкина В.С., Спасский Д.А., Третьякова М.С. СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА САF ₂ -КЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННОЙ ИОНАМИ ТМ ³⁺ Ляпин А.А
СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ИНЖЕКЦИОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ALGAINP В.В. Макаревич, Е.О. Котяшёв
ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ВОЛНОВОДОВ С ГОФРИРОВАННЫМ КРАЕМ Масленников Е.Д., Пискунов Н.А
САМОПОДОБИЕ В ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ АПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР Мишин А.Ю
ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ГРАНИЦЫ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА Неберо М.С
УСИЛЕНИЕ "ДЕФЕКТНЫХ" МОД ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДОВ С ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ Пластун А.С

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МЕЛКОЯЧЕИСТЫХ СЕТОК КАТОДНО-СЕТОЧНЫХ УЗЛОВ Попов И А	9
ПРОЯВЛЕНИЕ ТИТАНОВЫХ ЦЕНТРОВ В ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ АЛМАЗА Рахманова М.И	1
УСКОРЕННЫЙ РЕЖИМ ТРИПЛЕТ-СИНГЛЕТНОГО БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ КРАСИТЕЛЕЙ В ПРИСУТСТВИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ Роганов А.В., Кислов Д.А	2
ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НА ЦЕНТРЫ СВЕЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ САМОО ₄ И SRMOO ₄ Савон А.Е., Спасский Д.А	4
ДИАГНОСТИКА ВЯЗКО-УПРУГИХ СВОЙСТВ СРЕД И МИКРООБЪЕКТОВ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ПИНЦЕТА Скрябина М.Н	5
ДИНАМИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В ОБРАЗЦАХ ПММА Старосотников Н.О	7
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ Сучков Д.С	8
СТРУКТУРНЫЕ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ТМ ³⁺ Чабушкин А.Н	9

Подсекция РАДИОФИЗИКА

ЭКВАТОРИАЛЬНЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛА Гусев Н.А.	AX 41
ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ НАНОЧАСТИЦ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРА Иванова Е.М.	42
ИЗМЕРЕНИЕ ФЛУКТУАЦИОННЫХ СИЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАРЦЕВОГО МАЯТНИКА И ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО АКТЮАТОРА Копцов Д.В.	44
ПОСТРОЕНИЕ ВОЛНОВОДНОГО МЕТОДА АНАЛИЗА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН СОТОВОЙ СВЯЗИ В ПОМЕЩЕНИЯХ Корчагин С.В.	46
НЕЛИНЕЙНЫЕ СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ Костиков В.В., Крит Т.Б.	47
СВОЙСТВА ВЗВЕСИ КАКАО, КАК ТЕХНИЧЕСКОГО ЗАМЕНИТЕЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО КОНТРАСТНОГО АГЕНТА Логинов С.В	49
ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ ЗЕРКАЛ В РЕЗОНАТОРАХ ФАБРИ-ПЕРО Лондаренко А.А.	50
МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ОПАСНЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В АЭРОДРОМНОЙ ЗОНЕ ПРИ ПОМОЩИ ВОЛНОВЫХ АНТЕНН Лопухин П.В.	52
УШИРЕНИЕ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ КВАЗИКОЛЛИНЕАРНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА НА КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТТА Маслаков А.В.	52
НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕОДНОРОДНЫХ И СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ СРЕДАХ Преснов Л.А.	
I	

55
56
57
60
60
61
63

Подсекция СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ Акопян С.С., Седракян Д.М.	54
ТЕРАГЕРЦЕВАЯ ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВИСМУТОВЫХ КУПРАТОВ Вылевко Ю.В., Хоанг Хоай Ван, Сырцов С.С	55
ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ZnO Гольтяев Н.К	57
КОНТАКТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ МЕТАЛЛ-ОКСИД ЦИНКА Гуйдалаева Т.А	59
ВЛИЯНИЕ СШИВКИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА САМОВОССТАНАВЛИВАЮЩИХС. ПРЕДОХРАНИТЕЛЕЙ Домкин К.И	Я 70
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАФЕНОВ Ильясов Ф.К	71
СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ГЕТЕРОФУЛЛЕРИДОВ А _N B _M HG _X C ₆₀ (A=K, RB, CS; B= GA, AL, MG, BE; N=1, 2; M=1, 2; X<1) Качан И.П.	73
МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВАЯ ЭПИТАКСИЯ ZNSE НА GAAS(001) ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ С ГЕТЕРОВАЛЕНТНЫМ ИНТЕРФЕЙСОМ Климко Г.В., Гронин С.В., Беляев К.Г7	75
ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Р-(BI _X SB _{1-X}) _{2-Y} SN _Y TE ₃ В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР Кудряшов А. А	76
INVESTIGATION OF SUPERCONDUCTING PROPERTIES OF LIFEAS BY "BREAK-JUNCTION" TECHNIQUE Kuzmichev S.A., Shanygina T.E	17
ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ЛЕГГЕТТОВСКАЯ МОДА У YBA2CU3O7-X Кульбачинский С.В	79
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗАРЯДКИ УРОВНЕЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ В СТРУКТУРАХ SI\SIGE\SI Movement A.M., Историчица M.B., Риментара П.B., Китиника И.И.	20
макаров А.м., поговицына м.в., винокуров п.в., куркина и.и	50

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОЕВ SiO ₂ Ноговицына М.В., Макаров А.М., Куркина И.И
ИССЛЕДОВАНИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ СВЕРХПРОВОДНИК–ФЕРРОМАГНЕТИК– СВЕРХПРОВОДНИК С МАГНИТОМЯГКОЙ ПРОСЛОЙКОЙ Pd _{0.99} Fe _{0.01} . Парамонов М.Е. , Больгинов В.В., Собанин Д.С
ТРАНСФОРМАЦИЯ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ГРАФЕНА И УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКИ ПРИ ОТНОСИТЕЛЬНОМ СДВИГЕ АТОМНЫХ ПОДРЕШЕТОК Ю.С.Поздеева, М.J.Majid,
ТУННЕЛЬНАЯ И АНДРЕЕВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДОПИРОВАННОГО ВИСМУТОВОГО КУПРАТА Ві-2212: СКЕЙЛИНГ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЩЕЛИ И КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ Пономарев Я.Г., Хоанг Хоай Ван, Вылевко Ю.В., Скипетров А.Е
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УПРОЩЕННОГО ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ ВТСП ПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ Порохов Н.В., Чухаркин М.Л., Левин Э.Е.,
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ОБОГАЩЕННЫХ СУЛЬФИДНЫХ РУД ЦИНКА И СВИНЦА МЕСТОРОЖДЕНИЯ АКЖАЛ Таймасова Ш.Т., Айранбаев А.М
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ НА МИКРОТРЕЩИНЕ В МНОГОЩЕЛЕВОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{10-δ} (Tc=118K) Усольцев А.С., Кульбачинский С.В
ГЕНЕРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КАНАЛЕ ГРАФЕНОВОГО ТРАНЗИСТОРА ПРИ СИЛЬНЫХ ТЯНУЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ Целыковский А.А
ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОЩЕЛЕВОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В GDO _{1 X} F _X FEAS МЕТОДОМ АНДРЕЕВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Шанитина Т.Б., Дориндовара А.С., Киралиниёр С.А., Солокор А.В., Урорниер А.С., 202
шанынина т.е., дормидонтов А.С., кузьмичев С.А., Садаков А.В., усольцев А.С

Подсекция ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

СВЕРХБЫСТРАЯ ДИНАМИКА СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУР Комарова В.В	6
ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК КРЕМНИЯ Королев С.А., Гонгальский М.Б	7
РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С ПОТЕНЦИАЛОМ МОРСА Котанджян Т.В	9
ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ПЕРЕЗАРЯДКИ КВАНТОВЫХ УРОВНЕЙ В МНОГОЯМНЫХ ГЕТЕРОСТРУКУТРАХ Куркина И.И., Саввинов С.А	1
ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В АНСАМБЛЯХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ СУБВОЛНОВЫХ ОТВЕРСТИЙ Ле Антон Тханевич	2
КРЕМНИЕВЫЕ НАНОКРИСТАЛЛЫ КАК ЭФФЕКТИВНЫЕ КОНВЕРТЕРЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ФОТОВОЛЬТАИКИ Миргородский И.В	3
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ Морозов М.О	4
ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕМТ СТРУКТУРАХ In _{0.52} Al _{0.48} As/In _{0.53} Ga _{0.47} As/In _{0.52} Al _{0.48} As HA ПОДЛОЖКЕ InP ПРИ ОСВЕЩЕНИИ Овешников Л.Н., Юзеева Н.А	6
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОЕВ ОКСИДА КРЕМНИЯ, СОДЕРЖАЩИХ НАНОКРИСТАЛЛЫ ГЕРМАНИЯ Олейникова О.О. 11	8
СОНОСЕНСИБИЛИЗАЦИЯ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ Сриминов А.П.	0
ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛО Тамаров К. П	3 1
ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В Р-НЕМТ СТРУКТУРАХ Черноглазов К.Ю., Юзеева Н.А	3
ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАМАТЕРИАЛОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МЕТОДОМ Z-СКАНИРОВАНИЯ Шорохов А.С	4
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНДАКТАНСА В НАНОПРОВОЛОКАХ С ФРАКТАЛЬНЫМ БЕСПОРЯДКОМ Шулежко В.В	5

Подсекция ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СИГМА-МОДЕЛИ И ТЕМНАЯ ЭНЕРГИЯ Аббязов Р.Р12	7
СПОСОБ ВВЕДЕНИЯ ДРОБНОГО ИНТЕГРО - ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ В КВАНТОВУЮ ТЕОРИЮ МНОГИХ ЧАСТИЦ Алисултанов 3.3	27
ДИФФУЗИЯ В ТРУБАХ С АЛЬТЕРНИРУЮЩИМ ДИАМЕТРОМ Антипов А.Е	8
КАКОВА ТОЧНОСТЬ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ДУАЛЬНОСТИ ДЛЯ УПРУГОГО ПИОННОГО ФОРМ ФАКТОРА? Балакирева И.А.) :9
ЭЛЕКТРООСМОС НА АНИЗОТРОПНЫХ СУПЕРГИДРОФОБНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ Беляев А.В	0

НАРУШЕНИЕ ЗАКОНА ЦИПФА-МАНДЕЛЬБРОТА В РАНГОВОМ АНАЛИЗЕ СВОИСТВ МЕТА ПЛОВ
Валежанина Е.В., Дятлова М.В
НЕМАТИЧЕСКОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ ЖЕСТКОЦЕПНЫХ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТОВ, ИНДУЦИРОВАННОЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ЭФФЕКТ ДИСКРЕТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА ВДОЛЬ ЦЕПИ Венев С.В
ДИНАМИКА СВЯЗЫВАНИЯ ТРЕХ ИДЕНТИЧНЫХ АТОМОВ В МОЛЕКУЛУ В УСЛОВИЯХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОНДЕНСАЦИИ Жуков Е.В
ЛАМИНАРНОЕ ПЛАМЯ И ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ДВУМЕРНОМ ПОТОКЕ Зайцев М.Л
О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЯВЛЕНИЯ НОВЫХ СОЛИТОННЫХ РЕШЕНИЙ В БОЗОН-ФЕРМИОННЫХ СМЕСЯХ Зезюлин К.В
О НЕКОТОРЫХ ПРИЛОЖЕНИЯХ МЕТОДА ОБОБЩЕННЫХ ПОДСТАНОВОК КОУЛА-ХОПФА К ЗАДАЧАМ ГАЗО-ГИДРОДИНАМИКИ Зиновьев Д.А., Журавлев В.М
О РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТАХ В КВАНТОВОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ Иванов А.Ю
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СУПЕРДИФФУЗИИ В БИЛЬЯРДАХ С ПОДВИЖНЫМИ СТЕНКАМИ Краснова А.К
ФЕРМИОНЫ В КУЛОНОВСКИХ И ААРОНОВА-БОМА ПОТЕНЦИАЛАХ В 2+1 ИЗМЕРЕНИЯХ Ли Киын
ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ОСЦИЛЛЯТОРОМ Макаров Д.Н
РОЖДЕНИЕ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ В АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ПОДХОДЕ kT- ФАКТОРИЗАЦИИ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ Малышев М.А
СЛУЧАЙНО-ВОЗМУЩЕННЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ТИПА ВОЛЬТЕРРА-ЛОТКИ И МЕТОД МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ Миронов П.П.
СПИН – ВОЛНОВОЕ ЗАТУХАНИЕ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ МАГНЕТИКАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ Нухов А К
ОСЦИЛЛЯЦИИ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВИХРЯ Петрова Т.А
ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА УПРАВЛЯЕМЫЙ 2D-ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ Рудин В.А., Кревчик П.В
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЭЛЕЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ КАПЛИ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ Самухина Ю.В., Русакова Н.Е
ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ КВАНТОВЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМ НА РЕШЕТКЕ МЕТОДОМ РЕНОРМАЛИЗАЦИОННОЙ ГРУППЫ В РЕАЛЬНОМ ПРОСТРАНСТВЕ (RSRG) Серов A.C
ЧАСТИЦЫ ДИРАКА И ШРЕДИНГЕРА В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ С КУЛОНОВСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ Хамаракий Л.И.
ЛОМОВСКИИ Д.И
Шарафуллин И.Ф

ПЕРЕРАССЕЯНИЕ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА АТОМАРНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ	
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНАХ	
Юлкова В.М.	156

Подсекция ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНОВ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ Андреева Т.М., Семисалова А.С158
МЕТОДЫ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ В ПРИМЕНЕНИИ К МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МАТЕРИАЛАМ Бодунова А.С
РОЛЬ ИНТЕРФЕЙСА В ФОРМИРОВАНИИ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК НАНОКОМПОЗИТ-ПОЛУПРОВОДНИК Буравцова В.Е
ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПЛЕКСОВ ЖЕЛЕЗА С ПРОИЗВОДНЫМИ БЕНЗИМИДАЗОЛА (СПИНОВЫХ КРОССОВЕРОВ) Вомпе А.А., Хенкин Л.В
ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ МЕТОДОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Воробьев А.В.
АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ПОМОЩИ ВРАЩАТЕЛЬНОГО МАГНИТОМЕТРА Гимаев Р.Р
ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ Ni-Ge ПЛЕНОК Гребенькова Ю.Э.
ОБМЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ В СИСТЕМЕ FeMn/Co, НАВЕДЁННОЕ ПРИ ПОМОЩИ ОТЖИГА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ Душенко С.А., Джунь И.О
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛА ТЕРБИЯ И УТОЧНЕНИЕ ЕГО ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ Зверев В.И., Гимаев Р.Р
МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ Ni-Mn-In Казаков А.П., Коновалов П.Н., Иванова О.С170
ГИГАНТСКИЙ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ Mn(As,Sb) Крохотин А.И., Звонов А.И., Смаржевская А.И., Митюк В.И., Панкратов Н.Ю
РАСЧЁТ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ МОДЕЛИ МАЛОГО ИЗИНГОВСКОГО НАНОМАГНЕТИКА МЕТОДОМ ГИББСА С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВТОРЫХ СОСЕДЕЙ Лаюров Е.П., Санников Е.В
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЁНОК СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-Ga Новиков А.И
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МИКРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ Павленко О.В., Сечин Д.А
КОЭРЦИТИМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА МЕТАЛЛА БАРАБАНОВ ПАРОВЫХ КОТЛОВ НАХОДЯЩИХСЯ В ДЛИТЕЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ Прядченко Д.В
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОБРАЗЦОВ ПОЧВ С КОЛЬСКОГО ПОЛУОСТРОВА Самсонова В.В
ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ПЕРКОЛЯЦИИ В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ОТ ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВНЕДРЕННЫХ МАГНИТНЫХ ИОНОВ Сарафанников Д.С

РАЗРАБОТКА МИКРОМАНИПУЛЯТОРА ТИПА «МАГНИТНЫЙ ПИНЦЕТ» НА ОСНОВЕ МИКРОПРОВОДОВ Сафранова Е С	184
Сафронова Е.С. СВЕРХТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В СИСТЕМЕ СПЛАВОВ Тb(Fe1-xAlx)2 Солодов Е.В.	185
ИЗУЧЕНИЕ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ИСХОДНЫХ И ХИМИЧЕСКИ ОБРАБОТАННЫХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ FeN ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ Тараканов О.Н.	186
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ГЕТЕРОГЕННЫХ СТРУКТУР ПРИ НАЛИЧИИ ПОСЛОЙНО ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЗВУКОВОЙ ЧАСТОТЫ Терентьев А.В	188

Подсекция ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПРОЧНОСТИ ИЗДЕЛИЙ ИЗ НАНОМАТЕРИАЛОВ ДЛЯ КОСМОНАВТИКИ Алитера II. Б. Мариеници К.С. Социалов II.А. Изанов С.А.	100
Агуреев Л.Е., Иванова Д.Д., Матюшин К.С., Соколова Н.А., Иванов С.А ПРИРОДА АКЦЕПТОРНЫХ ЦЕНТРОВ КОМПЛЕКСНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ТЕТРАФЕНИЛБОРАТ	190
АММОНИЯ Антонова О.В1	191
ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ Ашиккалиева К.Х1	193
ОПТИЧЕСКАЯ ИМПУЛЬСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ИОНОВ Yb ²⁺ и Yb ³ ₊ В КРИСТАЛЛАХ CaF ₂ ЛЕГ РОВАННЫХ YbF ₃ Бекмырза К.Ж., Мусабек Д.К., Алибеков С.Ш1	'И- 195
СТРУКТУРНЫЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ АМОРФНОГО СПЛАВА FeCr Воробьев А.С1	196
СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОКОМПОЗИТОВ С ВКЛЮЧЕНИЕМ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ПИРОЛИТИЧЕСКОГО ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ Воробьева Е.А., Бачурин К.Е1	l 197
ИСКАЖЕНИЕ ФОРМЫ ОТПЕЧАТКОВ АЛМАЗНОЙ ПИРАМИДКИ ПРИ ЗАРОЖДЕНИИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДВОЙНИКОВ Гей С.Л1	198
ПРИРОДА И СВОЙСТВА ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ ТИТАНА, ЛЕГИРОВАННОМ УГЛЕРОДОМ Дейген Д.М., Ле Н.Т	199
ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КРЕМНИЕВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ Исакова К.Я.	200
ИЗМЕНЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ АКТИВНОСТИ АТОМОВ ИНДИЯ ФОЛЬГАХ СПЛАВА Pd-In-Ru ПРОЦЕССЕ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ГИДРИРОВАНИЯ Левин И.С	ıВ 202
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДИОКСИДА УРАНА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ Лунёв А.В., Тарасов Б.А	204
ОБНАРУЖЕНИЕ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ В АЭРОГЕЛЕ ТОРА Макарова А.П	206
	207
ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПЛАНАРНЫХ НАНОСТРУКТУР МЕТОДОМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАНОСЕКУНДНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ЛИТОГРАФИИ Мусорин А.И., Михальков Н.В.,	Й 208
J I J	

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ЭЛЕКТРОННУЮ СТРУКТУРУ И ДЕФЕКТЫ СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ СИСТЕМ V-Ti-Cr МЕТОДОМ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ Ней А.С.	.209
ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА ФАЗОВОГО КОНТРАСТА ЦЕРНИКЕ ДЛЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Орлов М.А.	.210
ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ ДВИЖУЩИХСЯ ДВУМЕРНЫХ ЭКСИТОНОВ Параскевов А. В.	.211
LANDAU QUANTIZATION OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRONS AND HOLES UNDER THE INFLUENCE OF THE RASHBA SPIN-ORBIT COUPLING Podlesny I.V	.212
ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С УГЛЕРОДНЫМИ МИКРО- И НАНОВКЛЮЧЕНИЯМИ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ Романов А.В.	.213
ТРАНСПОРТНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ УГЛЕРОДНЫХ ЗИГЗАГООБРАЗНЫХ НАНОТРУБОК Судоргин С.А.	.214
ХИМИЧЕСКАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТОГО И ПРОФИЛИРОВАННОГО КРЕМНИЯ В РАСТВОРЕ ПОЛИАКРИЛОВОЙ КИСЛОТЫ Ципенюк В.Н.	.216
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ МЕССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ ЗАМОРОЖЕННЫХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ХЛОРИДА ЖЕЛЕЗА(II) И ФЕРРОИНА Шишаков А. И., Хенкин Л.В.	.217

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2011» Секция «Физика»

Сборник тезисов

Том 2

Подписано в печать 17.05.08 Объем 14,5 п.л. Тираж 100 экз. Заказ №_____ Физический факультет МГУ 119192 ГСП-2, Г. Москва, Ленинские горы, МГУ им М.В. Ломоносова Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета