

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых  
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2005»  
Секция «Физика»  
Сборник тезисов

13 апреля 2005 г. Физический факультет  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

**Оргкомитет секции:**

Кашкаров П.К. — заместитель декана физического факультета МГУ  
(председатель);  
Аксенов В.Н. — заместитель декана (зам. председателя);  
Бутузов В.Ф. — заместитель декана (зам. председателя);  
Бушуев В.А. — профессор кафедры физики твердого тела;  
Голубовский Д.Н. — председатель профкомы студентов;  
Ковалевский В.Л. — зав. учебной частью;  
Володин Б.А. — начальник 3 курса;  
Неделько И.В. — начальник 4 курса;  
Баранов А.Н. — начальник 5 курса;  
Колесова Н.С. — ученый секретарь оргкомитета.

Подписано в печать 23.05.2005.  
Объем 14 п.л. Тираж 150 экз.  
Заказ №

Физический факультет МГУ  
119992 ГСП-2. г. Москва. Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова

Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета

В двенадцатый раз в Московском государственном университете проводилась Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов». Особую торжественность ей придало то, что она состоялась в период празднования 250 летнего юбилея МГУ. Нужно отметить, что из года в год растет число участников этого форума научной молодежи, в этом году их было 85 человек, причем, смогли приехать и выступить 50 студентов и аспирантов из других городов России и ближнего зарубежья. Общее число присланных тезисов докладов на секции составило 308. Следует также отметить как высокий уровень содержания самих докладов, так и прекрасное оформление большинства из них. По этим показателям конференция «Ломоносов-2005» ни в чем не уступала многим «взрослым» аналогичным мероприятиям.

Студенты старших курсов, аспиранты и молодые сотрудники имели возможность выступить с докладами по собственным результатам на 18 подсекциях, охватывающих практически все аспекты физической науки. На каждой подсекции председательствующим совместно с присутствующими сотрудниками физического факультета были выделены лучшие сообщения, авторы которых награждены грамотами МГУ. Ниже приведены имена этих молодых талантливых ученых:

1. Шугаров А.С. – студ. 5 курса каф. экспериментальной астрономии
2. Грызлова Е.В. – аспирант каф. общей ядерной физики
3. Кириллова Т.Н. – науч. сотр. Института биофизики СО РАН
4. Серегин В.В. – аспирант каф. математики
5. Родченкова Н.И. – магистрант Петрозаводского гос. университета
6. Балабин Р.М. – студ. 3 курса РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина
7. Евдокимов И.Г. – аспирант МИЭТ
8. Сурменко Е.Л. – науч. сотр. Саратовский гос. техн. университет
9. Дубинин А.В. – студ. 4 курса каф. ОФ и ВП
10. Белоконова Ю.П. – студ 5 курса каф. физической электроники
11. Минаева О.В. – магистрант Московского пед. гос. университета
12. Слепнева С.К. – аспирант Московского пед. гос. университета
13. Касумов Ю.А. – аспирант ИПТМ и ОМ РАН, Черногловка
14. Пашев И.Н. – аспирант Поморского гос. университета им. М.В. Ломоносова
15. Пименов А.Б. – аспирант каф. теоретической физики
16. Агапова Е.И. – студ. 4 курса каф. физики полимеров и кристаллов
17. Смехова А.Г. – аспирант каф. физики твердого тела
18. Лаврентьева Е.К. – студ. 5 курса каф. физики полимеров и кристаллов
19. Жданов А.Г. – студ. 3 курса каф. квантовой электроники

Для большинства участников конференция «Ломоносов-2005» - это первое в жизни выступление в таком храме науки как Московский университет в год его 250-летия и оно запомнится на всю жизнь. Пройдет совсем немного времени и мы увидим имена участников этого молодежного научного форума среди авторов ярких статей в ведущих научных журналах, а впоследствии и среди лауреатов различных престижных премий за достижения в науке.

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

Председатель оргкомитета секции «Физика»  
конференции «Ломоносов -2005», профессор

П.К. Кашкаров

**РАДИОФИЗИКА****Председатель подсекции  
проф. д.ф.-м.н. Логгинов Александр Сергеевич**

УДК 530.145

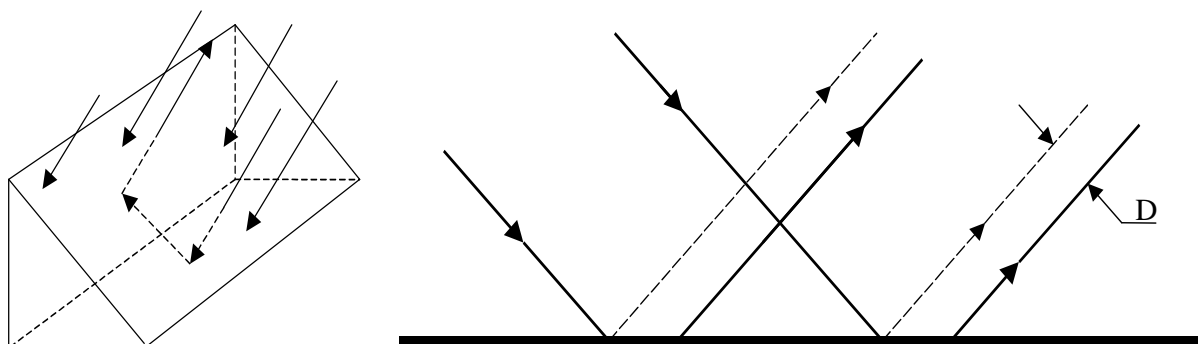
**ДИФРАКЦИОННЫЕ ПОТЕРИ В УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЯХ  
С УЧЁТОМ ЯВЛЕНИЯ СДВИГА ГУСА–ХЭНХЕНА**

\*\*Тарабрин С.П.

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

В настоящее время предлагается использование диэлектрических уголковых отражателей вместо сферических зеркал с многослойным диэлектрическим покрытием в лазерной гравитационной антенне LIGO [1]. Данная работа посвящена оценочному вычислению фундаментальных дифракционных потерь, возникающих при отражении оптической волны (гауссова пучка света) от уголкового отражателя.

Уголкового отражателя представляет собой двугранную прямоугольную призму (см. рис), изготовленную из диэлектрического материала. Падающий *гауссов пучок света* распространяется внутри уголкового отражателя так, что он отражается от обеих граней под углом, большим, чем угол полного внутреннего отражения. Отражение при этом сопровождается *сдвигом Гуса-Хэнхена* [2-4] (см. рис). При отражении возникает дифракционное рассеяние волны на ребре уголкового отражателя. Важно, что учёт сдвига Гуса-Хэнхена существенно увеличивает количественную оценку дифракционных потерь.



Сдвиг Гауса–Хэнхена.  $D$  — величина пространственного сдвига в распределении поля

Подобная задача в литературе не рассматривалась, поэтому предлагается оценочный расчёт указанных потерь с использованием следующей методики:

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

1. Параметры диэлектрика: диэлектрическая проницаемость  $\epsilon=1.45$  (плавленый кварц) магнитная проницаемость  $\mu=1$ .

2. Рассчитывается распределение поля волны на внутренней поверхности диэлектрика, используя формулы для коэффициента отражения гауссова пучка света с учётом сдвига Гуса-Хэнхена от плоской бесконечной границы раздела двух сред для случая полного внутреннего отражения [2,3].

Используя граничные условия для напряжённостей электрического и магнитного полей [5], строится решение на внешней поверхности уголкового отражателя.

4. Применяя интегральную теорему Кирхгофа-Гельмгольца [6], вычисляется поле в дальней дифракционной зоне и мощность энергии излучения.

Исследуются два направления поляризации падающей волны: параллельное и перпендикулярное ребру уголкового отражателя. В первом случае оценка дифракционных потерь составляет  $W_{\text{излуч}}/W_{\text{падающ}} \approx 7.03 \cdot \lambda/a$ , а во втором случае –  $W_{\text{излуч}}/W_{\text{падающ}} \approx 3.82 \cdot \lambda/a$ . Здесь  $W_{\text{излуч}}$  – мощность дифракционных потерь,  $W_{\text{падающ}}$  – мощность падающей на уголкового отражателя волны,  $\lambda$  – длина оптической волны в вакууме,  $a$  – характерный размер светового пучка. Показано, что учёт сдвига Гуса-Хэнхена увеличивает числовой коэффициент в 1.8–2.7 раза.

#### Литература

1. V.B. Braginsky, S.P. Vyatchanin, Phys. Lett. A 324, 345 (2004),
2. K. Artmann, Ann. Physik 2, 87 (1948),
3. H.K.V. Lotsch, JOSA 58, 551 (1968),
4. H.M. Lai, F.C. Cheng, W.K. Tang, JOSA A 3, 550 (1986),
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Физматлит, Москва, 2001.
6. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, Физическая Оптика, Изд-во Московского Университета, 1998.

УДК-537.52

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ СО СВЕРХЗВУКОВЫМИ ПОТОКАМИ ВОЗДУХА

Бауров А.Ю., Колесников Е.Б.

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

За последнее время было выполнено достаточно большое количество научных работ, посвященных исследованию процессов формирования плазмы в сверхзвуковых газовых потоках и определению ее основных характеристик. Такое внимание к этому вопросу связано, прежде всего, с необходимостью обеспечения устойчивой работы прямого воздушно – реактивного двигателя, одним из важнейших элементов которого является система поджига горючей топливно-воздушной смеси. Решение этой проблемы в значительной степени определяет прогресс в развитии гиперзвуковой авиации.

На кафедре физической электроники в течение ряда лет ведутся экспериментальные и теоретические работы по исследованию возможности применения плазменных разрядов для поджига сверхзвукового потока горючей смеси. Были получены значительные результаты по исследованию проблемы поджига сверхзвуковой топливно-

воздушной смеси, однако, вопрос о стабилизации режимов горения до сих пор остается открытым, поэтому настоящая работа является продолжением цикла экспериментальных работ, проводимых в этом направлении.

В работе приводятся основные экспериментальные результаты, посвященные исследованиям поведения плазмы, созданной различными источниками, в сверхзвуковом воздушном потоке. В качестве источников плазмы использовались электродные разряды на постоянном токе, импульсные разряды, создаваемые магнитоплазменным компрессором (МПК) и импульсный микроволновый факел. Эксперименты проводились в сверхзвуковом канале нового поколения с областью внезапного расширения («застойной зоной»), в которой создавались плазменные разряды.

Проведены детальные исследования взаимодействия плазмы разряда на постоянном токе при различных условиях: начального давления в рабочей секции и на входе сверхзвукового канала, величине и длительности импульса разрядного тока. Выявлены особенности горения такого разряда в различных областях потока. Измерены вольтамперные характеристики разряда. Получены скоростные фотографии разряда с временным разрешением  $\sim 60$  мкс. Показано, что распространение плазмы по потоку носит характерный струйный характер. На основании полученных данных объяснены пульсации падения напряжения на разряде, связанные с изменением длины плазменного канала.

Исследован процесс взаимодействия со сверхзвуковым воздушным потоком плазменных струй, созданных магнито-плазменным компрессором и микроволновым СВЧ-разрядом. Показано, что плазменная струя, созданная разрядом МПК, практически не сносится сверхзвуковым воздушным потоком. Её основная приосевая часть "кern" сохраняет угол распространения, как без потока, так и в нем. Влияние потока сказывается лишь на периферийной части струи, поперечные размеры которой под воздействием потока, значительно уменьшаются.

Эксперименты по исследованию взаимодействия со сверхзвуковым воздушным потоком плазменного факела, созданного микроволновым плазмотроном, показали, что плазменная струя практически не проникает в поток, и сносится параллельно нижней кромки потока. В тоже время течение струи в "застойной зоне" практически не изменяется. Показано, что и в этом случае распространение плазмы по потоку аналогично разряду на постоянном токе носит струйный характер.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что электродный разряд на постоянном токе и импульсный разряд магнито-плазменного компрессора могут быть использованы для поджига топливной смеси практически во всем объеме сверхзвукового воздушного потока. В тоже время плазменный факел микроволнового СВЧ-разряда наиболее выгодно использовать для поджига горючей смеси, в основном, в "застойной зоне", в области резкого расширения рабочего канала.

### Литература

1. Иванов В.В., Скворцов В.В., Кузнецов Ю.Е., Волощенко О.В., Ефимов Б.Г., Ларин Б.В., Николаев А.А. Веселов Н.В. Результаты первых экспериментов по иницированию экзоэнергетических реакций в пропане в сверхзвуковом потоке воздуха с помощью продольных электрических разрядов. Препринт ЦАГИ № 133, 2002. стр. 1-20.
2. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибков В.М. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Механизмы распространения и неустойчивости разряда. ТВТ. 2004. Т42. №4. С. 516-522.
3. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибков В.М. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Пространственно-

временная структура и вольт-амперные характеристики разряда. ТВТ. 2004. Т42. №5. С. 669-675.

4. С.И. Грицинин, В.Ю. Князев, И.А. Косый, Н.И. Малых, М.А. Мисакян. Импульсно-периодический факел в коаксиальном волноводе. Динамика формирования и пространственная структура.

5. Физика плазмы. Т. 30, № 3, 2004, с. 283-291.

УДК 534.2

## ПАРАДОКС НЕРАДИАЛЬНОСТИ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ОДНОРОДНЫХ ИЗОТРОПНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Козлов А.В., Можаяев В.Г.

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

Из повседневного опыта известно, что лучи света в однородной изотропной окружающей среде распространяются по прямолинейным траекториям. Это свойство лучей в геометрической оптике связывают с эмпирическим постулатом Ферма, согласно которому световые лучи распространяются по траекториям с минимальной длиной оптического пути. Обсуждаемое свойство широко используется в теории волн, и не только оптических, и фактически считается аксиомой, не требующей специального доказательства. По-видимому, и в общей волновой теории и в оптике в относительно простом случае однородной изотропной среды прямолинейное распространение энергии не вызвало никаких сомнений.

Поле точечного или линейного источника упругих волн в однородных анизотропных средах с достаточно выраженной анизотропией свойств может спадать с расстоянием в некоторых выделенных направлениях более медленно, чем предсказывает анализ с учетом только геометрического изменения площади сечения лучевых трубок. Это явление, впервые обнаруженное около 35 лет назад, получило в литературе название фононной фокусировки. Анализ распределения потоков акустической энергии в условиях проявления этого эффекта позволяет нам сделать вывод, что вблизи направлений фононной фокусировки эти потоки должны быть нерадиальными, поскольку сама фокусировка энергии в выделенных угловых секторах говорит о том, что в этих направлениях присутствует поток энергии извне, т.е. угловая составляющая не равна нулю. Потоки энергии и лучи для волн параллельны друг другу, и поэтому традиционное представление о прямолинейном распространении волновых лучей в однородных анизотропных упругих средах нарушается в случае фононной фокусировки.

Данный вывод делает логичным постановку вопроса о проверке «аксиомы» о прямолинейности потоков энергии и лучей от точечного акустического источника в однородных изотропных твердых телах. По аналогии с оптикой можно было бы ожидать, что и в этой задаче волновые лучи от точечного источника должны быть радиальными. Тем неожиданной выглядит полученный нами результат. Оказалось, как это следует из анализа точного волнового решения, что акустическое поле точечного векторного силового источника, расположенного в объеме однородного изотропного твердого тела, включает в себя не только радиальную, но и угловую составляющую потоков энергии. Это означает, что лучевые траектории в рассматриваемой среде искривлены даже, не-

смотря на то, что известные факторы, такие как неоднородность среды и анизотропия, которые могут вызывать искривления лучей, здесь полностью отсутствуют. Надо отметить, что данная задача решалась нами, как часть более общей, а именно – проблемы распространения энергии упругих акустических волн от точечного векторного источника в анизотропных кристаллах с сильным пьезоэффектом (т.е. значительно «продавливающим» поверхность медленности). В отличие от такого относительно сложного случая (в чем то схожего, по-видимому, и с фононной фокусировкой), мы ожидали получить радиальные потоки энергии в рассматриваемом изотропном однородном твердом теле. Однако, результаты вычислений превзошли все наши ожидания.

Расчеты потоков энергии в настоящей работе проводились с использованием следующей известной функции Грина для точечного векторного источника [1]:

$$G_{ij} = \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \left( \delta_{ij}k_T^2 \frac{e^{ik_T r}}{r} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left( \frac{e^{ik_L r}}{r} - \frac{e^{ik_T r}}{r} \right) \right), \text{ где } k_L, k_T - \text{волновые числа}$$

для продольной и поперечных волн,  $\omega$  – их частота,  $r, x_i$  – расстояние от источника и координатная система (считаем, что наш векторный источник расположен вдоль оси  $z$  в начале координат). Далее были проведены вычисления потока энергии по формуле

$P_i = -\frac{1}{2} T_{ij} v_j^*$ , где  $P_i$  – собственно поток энергии (вектор Умова-Пойнтинга),  $T_{ij}$  – тензор деформаций, а  $v_j$  – колебательная скорость. Как показали наши расчеты, поток энергии

можно представить в следующем структурном виде:  $P_i = \sum_{n=2}^7 \frac{(A_i)_n}{r^n}$ , где  $(A_i)_n$ , вообще говоря, зависят от направления наблюдения. Все  $(A_i)_n$  были вычислены, и данная структура поля позволила нам заметить необычные свойства потоков энергии от точечного векторного источника в однородном изотропном твердом теле.

Оказалось, что потоки энергии не являются радиальными даже в дальнем поле – в нем присутствует и угловая составляющая. Это означает, что вышеупомянутая «ак-

Рис.1 Картина линий тока реактивной части интенсивности в случае жидкости

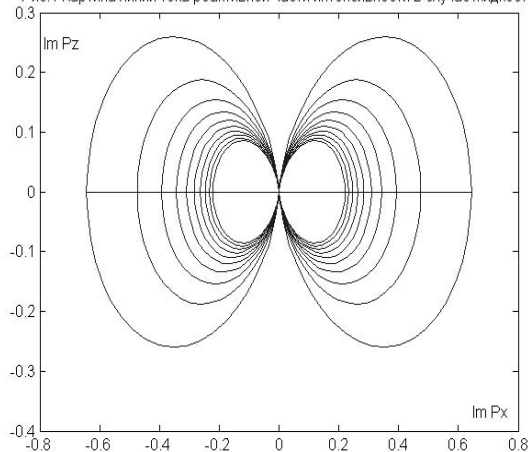
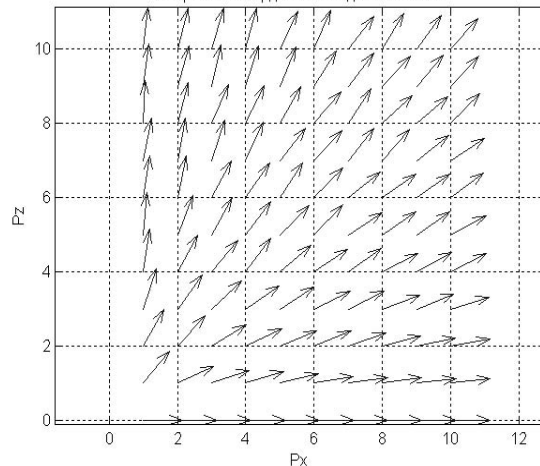


Рис.2 Поток энергии векторного источника в однородном изотропном твердом теле в дальнем поле



сиома» о радиальности потоков энергии точечных источников в однородной изотропной среде в по крайней мере в условиях нашей задачи неверна.

В частном случае жидкости угловые потоки, как и ожидалось, отсутствуют. В этом пределе  $(A_i)_n$  – либо равны нулю, либо являются чисто мнимыми. Для этого слу-

чая легко получить картину распределения мнимой части потока энергии в пространстве (Рис.1). Мнимая часть (называемая также реактивной) интересна с физической точки зрения, как дающая дополнительную информацию об излучаемой источником энергии:  $\operatorname{div} \operatorname{Im} \vec{P} = \omega(W_{\text{потенц.}} - W_{\text{кинет.}})$ , где  $W_{\text{потенц.}}$ ,  $W_{\text{кинет.}}$  – потенциальная и кинетическая энергия частиц среды. Действительная же часть потока энергии от векторного точечного источника в жидкости представляет собой радиальные линии, исходящие от источника.

Рис.2 дает представление о распределении действительной части потока энергии в дальнем поле нашего источника. Можно отметить следующую особенность: лучи как бы осциллируют около радиальных направлений. В дальнем поле такие осцилляции, как видно из аналитического решения, связаны с интерференционными слагаемыми, характеризующими взаимодействие продольных и поперечных волн. Таким образом, можно сделать вывод о том, что угловые потоки энергии являются следствием одновременного возбуждения двух типов волн.

### Литература

1. А.Н. Бархатов, Н.В. Горская, А.А. Горюнов, С.Н. Гурбатов, В.Г. Можаяев, О.В. Руденко "Акустика в задачах", под ред. С.Н. Гурбатова и О.В. Руденко, М.: Наука, Физматлит, 1996, стр. 176-181.

УДК 534.2

## ЛАЗЕРНАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

\*\*Девиченский А.Ю.

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

Проблема исследования распределения остаточных напряжений в различного рода материалах, деталях машин и металлических конструкциях является весьма актуальной задачей в промышленности. Присутствие остаточных напряжений в деталях существенно влияет на их долговечность, работоспособность и надежность.

В данной работе предложен лазерный ультразвуковой метод для диагностики распределения по глубине остаточных напряжений в металлах. Метод основан на возбуждении наносекундных ультразвуковых импульсов [1] на поверхности исследуемого образца за счет поглощения импульсного лазерного излучения и широкополосной пьезоэлектрической регистрации рассеянных назад ультразвуковых волн с высоким временным разрешением.

В настоящей работе получена аналитическая зависимость между распределением напряжений по глубине материала и коэффициентом отражения ультразвука назад.

Механические напряжения в материале приводят к локальным изменениям плотности среды и скорости распространения в ней акустических волн (акустического импеданса среды)[2]. Это приводит к отражению от среды части зондирующего ультразвукового импульса. Для получения аналитической зависимости использовалась модель слоистой среды [3], в которой от слоя к слою изменяется акустический импеданс. В итоге по-

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



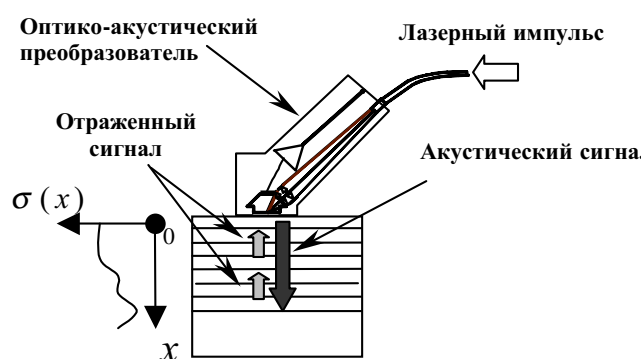
лучена линейная зависимость между распределением по глубине остаточных напряжений  $\sigma(x)$  и коэффициентом отражения назад акустического импульса  $R(x)$  для малого изменения акустического импеданса ( $\sim 1\%$ ):

$$\sigma(x) = K \times R(x),$$

где коэффициент  $K$  определяется упругими свойствами среды.

Для проверки правильности выбора модели, проведено моделирование распространения акустического импульса в слоистой среде с изменяющимся от слоя к слою акустическим импедансом, повторяющим распределение остаточных напряжений. В результате моделирования получено, что коэффициент отражения акустического сигнала  $R(x)$  по форме повторяет распределение остаточных напряжений по глубине.

На рисунке представлена принципиальная схема метода. Через оптоволокно лазерный импульс основной гармоники Nd:YAG лазера (длительность импульса  $\tau_L = 7$  нс, энергия  $E \approx 1$  мДж) попадает на поверхность исследуемого образца, где возбуждается оптикоакустический сигнал. Отраженный от неоднородностей акустический сигнал регистрируется широкополосным пьезоэлектрическим преобразователем.



При проведении эксперимента использовались образцы из никелевых и титановых сплавов с остаточными напряжениями, распределенными по глубине до 250 мкм. Эти напряжения были получены в результате упрочнения, шлифования, полирования, термической и токарной чистовой обработок. Для регистрации отраженных ультразвуковых импульсов был специально сконструирован широкополосный оптикоакустический преобразователь с косвенной регистрацией акустических импульсов. Разрешение по глубине ограничивается пространственной протяженностью фронта зондирующего акустического импульса  $x_p \approx 25$  мкм.

Результаты проведенных экспериментов по восстановлению остаточных напряжений находятся в хорошей корреляции с контрольными данными, предоставленными ФГУП ММП «Салют». Это подтверждает справедливость выбранной модели и позволяет в дальнейшем использовать данный метод для неразрушающего контроля остаточных напряжений в металлах.

### Литература

1. Гусев В.Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика // М.: Наука, 1991.
2. Гузь А.Н., Махорт Ф.Г., Гуца О.И. Введение в акустоупругость, // К.: Наукова думка, 1977.
3. Карабутов А.А, Кожушко В.В., Пеливанов И.М., Митюрин Г.С. Интерференция встречных продольных акустических волн в изотропной поглощающей пластинке и периодической структуре с дефектами // Акустический журнал, 2001, том 47, №6, с.816-822.

УДК 534.2

## ЭФФЕКТЫ И ПРОЯВЛЕНИЯ КОНТАКТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Коршак Ю.Б., Коршак Б.А.

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

В последние годы в поле зрения исследователей попали новые типы аномально высоких нелинейностей: структурная нелинейность[1], гистерезисная нелинейность, контактная нелинейность[2], характерные для “неклассических” материалов, в которых имеются включения, контактные границы, зерна и разнообразные дефекты. В таких материалах акустическая нелинейность определяется не молекулярной структурой среды, а динамикой макромасштабных элементов пространственной неоднородности – нелинейной упругостью границ зерен, контактов и дефектных включений. Нелинейные свойства таких элементов и вызываемые ими нелинейные эффекты могут существенно отличаться от своих “классических” аналогов или даже не иметь таковых.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования нелинейных акустических свойств контактной границы, которая реализуется при механическом контакте реальных плоских поверхностей твердых тел при распространении встречных поверхностных акустических волн (ПАВ). Механизм контактной акустической нелинейности (КАН) состоит в периодическом нарушении контакта между поверхностями, которое, при распространении акустических волн через границу, сопровождается нелинейными процессами (генерация высших гармоник, нелинейное отражение, нелинейное рассеяние и т.д.). Наличие контактной нелинейности приводит к нелинейному взаимодействию встречных ПАВ в каждой точке области КАН. Необходимым условием такого взаимодействия является выполнение условий синхронизма:

$$\begin{aligned} \omega_3 &= \omega_1 + \omega_2 \\ k_3 &= k_1 - k_2 \end{aligned} ,$$

где  $\omega_1, \omega_2$  частоты взаимодействующих ПАВ, а  $k_1, k_2$  - их волновые числа.

В вырожденном случае  $\omega_1 = \omega_2$  результатом такого взаимодействия будет пространственно однородное возмущение удвоенной частоты  $\omega_3 = 2\omega_1, k_3 = 0$ . На первый взгляд такое возмущение является акустически несинхронным, т.к. его фазовая скорость не попадает на акустическую ветвь. Однако, с другой стороны, это соответствует колебаниям контактной границы с удвоенной частотой. Наличие нормальных и тангенциальных к границе раздела компонент смещений в ПАВ обуславливает нормальные и тангенциальные колебания границы. Т.о. нелинейное взаимодействие встречных ПАВ равных частот должно приводить к генерации продольных и сдвиговых объемных акустических волн (ОАВ) удвоенной частоты, распространяющихся нормально к границе раздела твердых тел.

Схема установки для экспериментального исследования встречных ПАВ в условиях КАН показана на рис.1. Возбуждение встречных ПАВ осуществляется встречноштыревыми преобразователями (ВШП), нанесенными на поверхность  $\text{LiNbO}_3$  yz-среза. Область КАН представляет собой границу соприкасающихся твердых тел: оптически полированных  $\text{LiNbO}_3$  и стеклянного образца. Область КАН имела форму круга радиуса  $\sim 2$  мм, а высота неровности не превышала 0,05 мкм. Прием ОАВ удвоенной частоты осуще-

ствлялся преобразователями ОАВ на 30 МГц, расположенных на верхней границе стеклянного образца. Величина контактного давления могла варьироваться с помощью винта и регистрировалась динамометром. На рис.2 показана зависимость нелинейного параметра  $\beta$ , рассчитанного аналогично работе [3] от величины внешнего давления.

Согласно полученным результатам, максимальное значение параметров нелинейности КАН в случае генерации продольных и сдвиговых волн равны соответственно:

$$\beta_l = 270 \pm 30, \beta_t = 80 \pm 12.$$

Эти величины на один-два порядка превышают значения параметров нелинейности для “классических” материалов ( $\beta=1-10$ ). Сравнение кривых показывает, что значения оптимального давления для генерации объемных сдвиговых волн значительно больше (5–7 раз) оптимального давления для генерации продольных ОАВ. Полученные результаты можно объяснить следующим образом. В случае генерации продольных волн основную роль играет хлопающая нелинейность контакта, а в случае сдвиговых — нелинейность сил трения. Очевидно, что максимум нелинейности сил трения зависит от величины силы трения, которая, в свою очередь пропорциональна силе контактного давления.

Таким образом, экспериментально показано, что взаимодействие встречных ПАВ равных частот в условиях КАН приводит к генерации ОАВ удвоенной частоты продольной и сдвиговой поляризации. Нелинейные параметры  $\beta_l$ ,  $\beta_t$  существенно зависят от давления и, при оптимальном прижиме, значительно превышают соответствующие параметры для случая “классической” нелинейности.

### Литература

1. К.А. Наугольных, Л.А. Островский, *Нелинейные волновые процессы в акустике*, М.: Наука, 1990.
2. Ко Сел Лен, Ф.М. Северин, И.Ю. Солодов, Экспериментальное наблюдения влияния контактной нелинейности на отражение объемных и распространение поверхностных акустических волн, *Акустич. журнал*, 1991 **37**, в.6, с. 1165-1169.
3. I.Yu.Solodov, *Ultrasonics of non-linear contacts: propagation, reflection and NDT-applications*, *Ultrasonics*, 1998, **36**, pp. 383-390

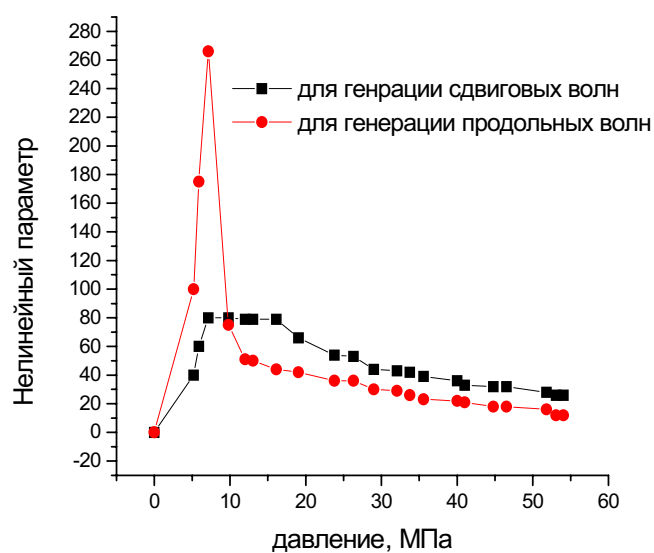
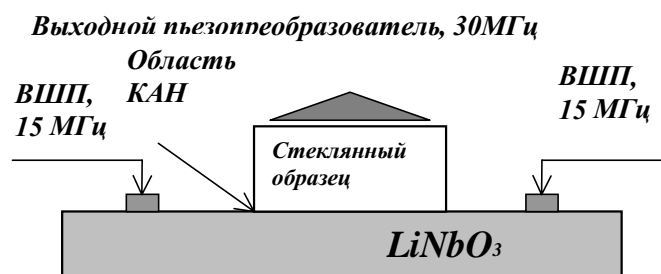


рис.2

УДК 621.391

## АДАПТИВНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА ПРИ ПРИЁМЕ ЧАСТИЧНО РАССЕЯННЫХ И ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОЛЕЙ

**\*\*Гребенюков В.В.**

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

В настоящее время при решении проблемы качества передачи информации всё большее применение находят адаптивные антенные решётки (ААР). Современные технологии позволяют создавать полностью функциональные адаптивные системы компактных размеров, что даёт возможность устанавливать их уже сегодня в мобильные терминалы сотовой связи [1]. Растущую популярность ААР обеспечивает их высокая эффективность, обеспечивающая выигрыш в отношении сигнал – помеха плюс шум (ОСПШ) порядка 30 дБ [2]. Однако большинство практических и теоретических работ в области адаптивной обработки сигналов касаются исключительно пространственно-временной её части без учёта поляризации принимаемых полей.

В данной работе исследуется адаптивная антенная система с пространственно-поляризационной обработкой сигналов. Она состоит из двух подрешёток – сигнальной и опорной – предназначенных, соответственно, для выделения из принимаемого поля полезного сигнала и формирования опорного сигнала в виде копии приходящих помех. Антенными элементами обеих подрешёток являются поляризационные фильтры, конструкция которых обеспечивает различие поляризационных характеристик сигнальной и опорной подрешёток. При пространственно-поляризационной обработке полей достигается более высокая, чем при пространственно-временной обработке, эффективность подавления помех, которая ограничена лишь уровнем внешних и внутренних шумов. Рассматриваемая в данной работе ААР проявляет себя наилучшим образом в случае подавления очень мощных по сравнению с полезным сигналом помех, распространяющихся по открытым каналам связи.

Основными причинами ухудшения качества приёма сигнала в открытых каналах связи помимо помех являются шумы и рассеяние полезного сигнала на гидрометеорах, в основном на дожде. Для пространственно-поляризационных ААР появляется ещё одна причина – изменение в точке приема поляризации и деполяризация сигнала на льдинках в высоких слоях атмосферы, что приводит к проникновению части мощности полезного сигнала в опорный канал ААР – так называемое просачивание.

Целью данной работы является исследование эффективности работы пространственно-поляризационной ААР при приеме частично рассеянных и частично поляризованных радиоволн с учетом просачивания полезного сигнала в опорный канал.

Можно выделить три основные причины просачивания – это аппаратурные погрешности, изменение поляризации полезного сигнала в процессе распространения и деполяризация. Следствием выбранной модели электромагнитного поля является полное отсутствие корреляции между деполяризованными компонентами в сигнальной и опорной подрешётках. С одной стороны, это уменьшает негативный эффект просачивания, так как просочившаяся часть полезного сигнала оказывается полностью некоррелированной с сигналом в сигнальной подрешётке, и может рассматриваться как до-

---

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

полнительная помеха. С другой стороны, деполяризованные компоненты помех в обеих подрешетках также оказываются некоррелированными, а это может существенно повлиять на эффективность работы системы, основным условием функционирования которой является слабая корреляция полезного сигнала и помех и сильная корреляция компонент помех между собой.

На рис. 1 показаны интегральные функции распределения эффективности работы ААР - выигрыш в ОСПШ  $\mu$  - при приеме частично поляризованных полезного сигнала и двух помех при средней степени просачивания 4%. В случае правой эллиптической поляризации первой помехи, близкой к правой круговой поляризации полезного сигнала, выигрыш в ОСПШ составляет 4 дБ, что на 8 дБ хуже идеального случая – в отсутствие просачивания. Однако этот выигрыш стабилен. При приближении поляризации первой помехи к левой круговой, происходит увеличение выигрыша в ОСПШ до 30 дБ.

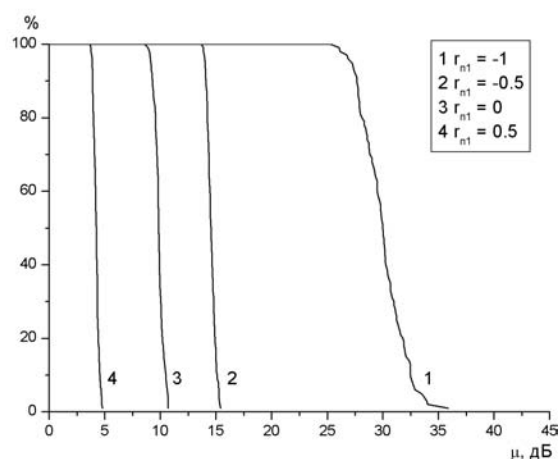


Рис. 1.

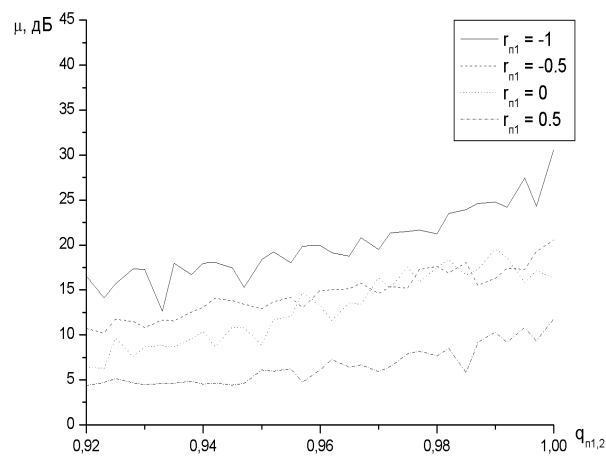


Рис. 2.

При деполяризации помехи её наличие в сигнальной подрешётке становится неизбежным вне зависимости от её поляризации. Это естественным образом ограничивает максимальную эффективность работы ААР, так как составляющие деполяризованной компоненты помехи в опорной и сигнальной подрешётках некоррелированы между собой, и, следовательно, не могут быть подавлены никаким подбором весов. При степени поляризации 0.92 (рис. 2), максимальная эффективность составляет 15 дБ, минимальная – 4 дБ. Снижение эффективности по сравнению с идеальным случаем составляет  $7 \div 15$  дБ.

Следует заметить, что работа данной пространственно-поляризационной ААР исследовалась в жёстком для неё режиме, когда сигнал и одна из помех приходят с одного направления, а угол прихода второй помехи отличается на  $1^0$ . Такой режим был выбран для наглядной демонстрации преимуществ, которые даёт пространственно-поляризационная обработка принимаемых полей.

Таким образом, было показано, что даже в случае сильной деполяризации сигнала и помех, пространственно-поляризационная адаптивная антенная система позволяет добиваться стабильного подавления помех.

### Литература

1. Слюсар В. Smart-антенны пошли в серию. Электроника: Наука, технология, бизнес. 2004, № 2, с. 62-65.

2. Эксперименты по адаптивному формированию провалов в диаграмме направленности антенны посредством использования генетического алгоритма. Радиоэлектроника за рубежом. 2000, № 2, с. 3-9.

УДК 534.2

## МИКРОЦУНАМИ НА КАПЛЕ В ПОЛЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН

*\*\*Зырянова А.В., Коршак Б.А., Можяев В.Г.*

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

Термином цунами принято называть гигантские волны на поверхности океана, возникающие в результате подводных землетрясений или извержений вулканов. Характерной особенностью этих волн является то, что их высота может значительно превышать амплитуду вызывающих их колебаний земной коры. В настоящей работе сходное явление с той же характерной особенностью, но только в микромасштабе, наблюдалось экспериментально на поверхности капли жидкости, помещенной на ультразвуковую линию задержки рэлеевских волн.

Линия задержки представляла собой пьезокристалл YZ-ниобата лития (Y-срез, Z-распространение) с двумя одинаковыми встречно-штыревыми преобразователями (ВШП), расположенными на противоположных концах рабочей поверхности кристалла. Поверхностные акустические волны (ПАВ) рэлеевского типа возбуждались в кристалле одним или обоими ВШП на резонансной частоте 15 МГц. В качестве жидкостей использовались вода, этиловый спирт, растворитель «уайт-спирит» и ацетон. Капли жидкости наносились на поверхность звукопровода с помощью медицинского шприца.

В режиме бегущих волн, когда работал только один ВШП, наблюдались два известных явления: акустический транспорт капель и вихревые течения жидкости внутри капель. В режиме возбуждения встречных волн наблюдалось новое явление: формирование на поверхности капли ацетона квазистационарного сглаженного пика (столба жидкости) с высотой, значительно превышающей амплитуду колебаний поверхности кристалла под действием ультразвуковых рэлеевских волн. При этом у капли образовывался тонкий пьедестал с равномерной толщиной, над которым возвышался жидкий «горб» (микроцунами). С течением времени «горб» перемещался по капле, но с относительно малой скоростью, значительно меньшей, чем скорость ПАВ. В частности, наблюдались его хаотические перемещения по мере высыхания ацетона, что, вероятно, связано с пространственной неравномерностью высыхания капли. По мере испарения жидкости высота жидкого столба уменьшалась до тех пор, пока она не сравнивалась с толщиной пьедестала, после чего происходило дальнейшее высыхание жидкого пятна без видимых возвышений на его поверхности. Наблюдаемые явления регистрировались с помощью цифрового фотоаппарата в виде коротких видеороликов. На рис. 1 показаны эскизы профиля капли, наблюдаемые в режиме ее поступательного перемещения под воздействием одной бегущей волны (рис. 1б) и в режиме колебаний капли на месте при воздействии на нее двух встречных волн (рис. 1в). Для сравнения показан равновесный профиль капли в отсутствие воздействия ПАВ (рис. 1а).

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

Для интерпретации формы капли, наблюдаемой при воздействии встречных ПАВ, могут использоваться два альтернативных подхода. С одной стороны, наблюдаемый профиль похож на солитоны стоячих волн, возникающие на поверхности кюветы с жидкостью, совершающей вертикальные гармонические колебания [1]. Поэтому профиль капли, показанный на рис. 1в, можно рассматривать как модифицированный солитон стоячих волн на поверхности жидкости, возбужденный в условиях, более сложных, чем в случае колебаний кюветы как целого. Если такая интерпретация является правильной, то наблюдаемый профиль должен быть результатом визуального усреднения высокочастотных колебаний капли, вызванного инерционностью зрительного восприятия. Тогда сглаженный пик в профиле капли только кажется квазистационарным, а на самом деле он является лишь внешним контуром огибающей высокочастотных колебаний поверхности капли.

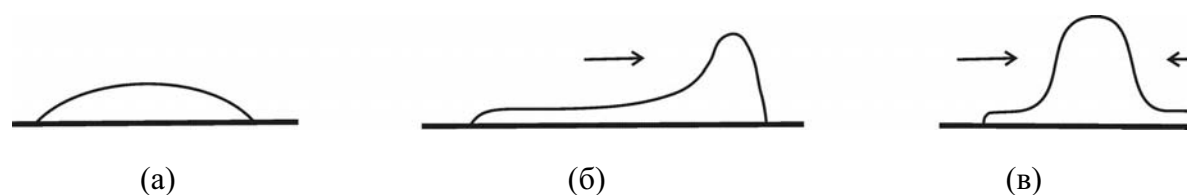


Рис. 1. Эскизы профиля капли: (а) капля в отсутствие динамических воздействий, (б) капля, движущаяся поступательно при воздействии ПАВ, бегущей направо, (в) капля, колеблющаяся на месте при воздействии встречных ПАВ

С другой стороны, профиль на рис. 1в напоминает искажение поверхности жидкости, предшествующее появлению на ней ультразвукового фонтана при воздействии фокусированных объемных волн, излучаемых гидрофоном [2]. Поэтому другая возможная интерпретация состоит в том, что возвышение на поверхности капли действительно является квазистационарным объектом, возникающим в следствие образуемых в капле акустических течений. Для развития этой интерпретации была рассмотрена упрощенная вспомогательная задача о возникновении акустических течений в жидком полупространстве, граничащем с упругим твердым полупространством, в котором навстречу друг другу распространяются две вытекающие волны Рэлея. Расчет показал, что суммарная сила радиационного давления направлена строго вверх только там, где встречные вытекающие волны имеют одинаковую амплитуду. Отклонения в сторону от этого места приводят к наклону вектора суммарной силы в сторону противоположную отклонению. Это свойство наводит на мысль о возможности формирования жидкого столба с центром в области равенства амплитуд встречных рэлеевских волн. Для этого требуется, чтобы амплитуды встречных волн сравнивались друг с другом в области под каплей.

Имеются и другие механизмы формирования возвышения на капле. В частности, следует отметить возможность возбуждения на искривленном крае капли фокусированных акустических или капиллярных волн с фокусом, лежащим в пределах капли. Однако размеры фокусного пятна и диаметр соответствующего возвышения на капле должны быть порядка длины волны, но длина волны ПАВ (или капиллярных волн) в эксперименте была значительно меньше ширины возвышения на капле. Следовательно, этот механизм, если он и играет роль в обсуждаемом случае, то только в паре с каким-либо другим существенным механизмом формирования профиля капли. Добавим, что и возбуждение собственных мод колебаний капли (в частности, толщинного резонанса), как и возбуждение собственных мод колебаний пьезоэлектрической подложки, может оказывать заметное влияние на искажения формы капли. В формировании пьедестала

капли вероятно играют роль пространственно периодические акустические течения, возникающие в результате нелинейного взаимодействия встречных волн.

В конечном счете очевидно, что наблюдаемый профиль капли является результатом локальных изменений сил поверхностного натяжения при динамических внешнем и внутреннем воздействиях (внутреннее обусловлено возбуждением собственных мод капли), поскольку это именно те силы, что контролируют ее форму. Возможные механизмы такого изменения перечислены выше. Для более определенного вывода о доминирующем механизме формирования квазистационарного возвышения на поверхности капли требуется разработка довольно сложной теории о вынужденных трехмерных колебаниях капли конечных размеров, превышающих длину волны, с учетом сложной формы поверхности капли и распределенного характера ее колебаний при воздействии распределенной вынуждающей силы.

### Литература

1. Wei R., Wang B., Mao Y., Zheng X., Miao G., Further investigation of nonpropagating solitons and their transition to chaos, J. Acoust. Soc. Amer., 1990, v. 88, n. 1, p. 469-472.
2. Cinbis C., Mansour N. N., Khuri-Yakub B. T., Effect of surface tension on the acoustic radiation pressure-induced motion of the water-air interface, J. Acoust. Soc. Amer., 1993, v. 94, n. 4, p. 2365-2372.

УДК 534.2

## ДИАГНОСТИКА ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В СВАРНЫХ ШВАХ ЛАЗЕРНЫМ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ МЕТОДОМ

Ивочкин А.Ю.

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

Разработка эффективных и экономичных методов неразрушающей диагностики остаточных напряжений имеет большое значение для оценки эксплуатационной надежности конструкций. Одними из наиболее перспективных являются ультразвуковые методы. Задача распространения звуковых волн в средах с приложенными напряжениями решается методами акустоупругости, но в силу ее сложности получено лишь приближенное решение для волн малой амплитуды, путем лианеризации исходных нелинейных уравнений. Как показано, например, в работах [1-2] скорость распространения звуковых волн в линейном приближении прямо пропорциональна приложенным напряжениям. Так, в случае двусосных напряжений, эта зависимость имеет вид  $\frac{\Delta V}{V} = A(\sigma_{22} + \sigma_{33})$ , где коэффициент пропорциональности  $A$  зависит от параметров Ламе  $\lambda, \mu$  и нелинейных модулей упругости  $a, b, c$ . В силу малости нелинейных поправок относительное изменение скорости мало, что приводит к необходимости прецизионных измерений. Так для напряжения 100 МПа относительное изменение скорости составляет порядка  $10^{-4}$ .

Необходимую точность можно получить используя времяпролетный метод и ультразвуковые импульсы малой длительности. Для их генерации в данной работе использовался оптико-акустический метод [2]. При поглощении наносекундного лазерного импульса в металле за счет термоупругого механизма возбуждается ультразвуковой им-



пульс, повторяющий форму огибающей интенсивности лазерного импульса. В работе использовался Nd-YAG лазер с диодной накачкой (длительность импульса 7 нс, энергия 100 мкДж). Регистрация импульсов производилась при помощи широкополосного пьезоприемника на основе кристалла ниобата лития (полоса 2-100 МГц), что позволяло получить разрешение по времени порядка 0.5 нс.

В качестве образцов с остаточными напряжениями использовались металлические пластины различной толщины (2,4,8 мм) со сварными швами. Из-за малой толщины образцов, для увеличения длины пути, проходимой волной, использовалась многопроходная схема. Акустическая волна возбуждалась на передней поверхности образца, с той же стороны производилась регистрация отраженной волны. Для каждого из образцов было получено пространственное распределение относительного изменения скорости звука. На рис. 1 приведено, полученное распределение для пластины толщиной 8 мм. Координата  $Y$  отсчитывается в направлении перпендикулярном шву, центр шва соответствует  $Y=0$ . Ось  $X$  направлена вдоль шва.

На рис. 2 показано распределение относительного изменения скорости вдоль направления перпендикулярного шву. В области вблизи шва наблюдается заметное изменение скорости, причина которого заключается в изменении структуры металла в процессе переплавки.

Полученные распределения полей остаточных по форме совпадают с распределением напряжений в сварных швах, полученных разрушающими методами.

### Литература

1. Гузь А.Н., Махорт Ф.Г., Гуца О.И. Введение в акустоупругость, Наукова Думка, Киев - 1977. – 150 с
2. Guz A.N. Elastic waves in bodies with initial (residual) stresses. *Int. Appl. Mechanics*, 2002, 38, 1, pp.23-59
3. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. – 304 с

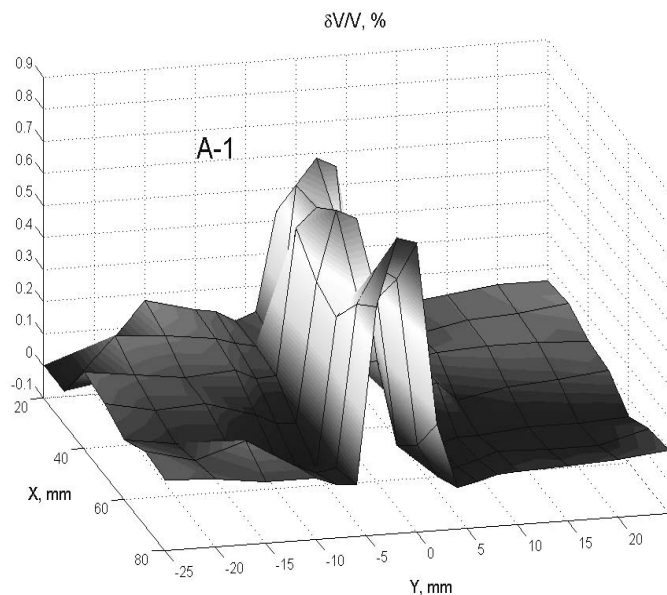


рис 1. Пространственное распределение относительного изменения скорости в пластине толщины

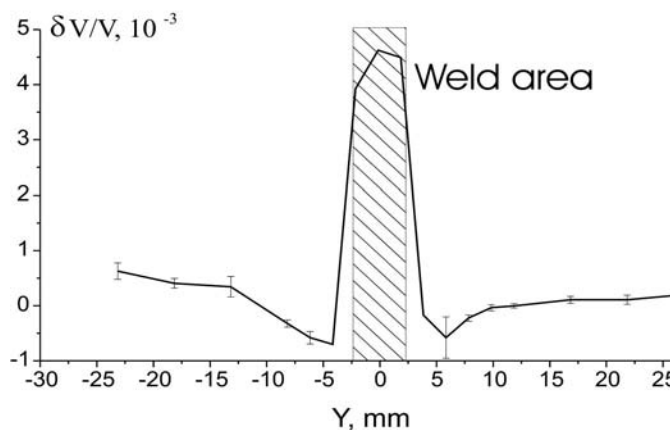


Рис 2. Распределение остаточных напряжений вдоль направления перпендикулярного шву

УДК 537.222

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ НА ПРОБНЫХ МАССАХ ИЗ ПЛАВЛЕНОГО КВАРЦА

Прохоров Л.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Лазерные интерферометрические детекторы гравитационного излучения представляют собой уникальные установки, с которыми связывают ожидание прорыва в наших представлениях о роли гравитации как в макро-, так и в микромире [1]. Успех в большой степени зависит от чувствительности, которой удастся достигнуть. При их создании исследуются тонкие эффекты, одним из которых является взаимодействие с окружением электрических зарядов, находящихся на диэлектрических пробных массах гравитационных антенн.

Цель исследования – измерение вариаций распределения зарядов на образце из плавленого кварца с разрешением: пространственным  $\sim 3$  мм, временным  $\sim 1$  с, разрешением по заряду  $10^3 e^-$ . Измерение таких малых зарядов является особенностью настоящей работы в ряду других работ по изучению электризации диэлектриков.

В созданной экспериментальной установке (рис. 1) для измерения поверхностной плотности заряда использовался модифицированный метод Кельвина. На расстоянии  $\sim 0,2$  мм под образцом находился зонд. Электрический заряд, находящийся на образце, индуцировал на зонде заряд противоположного знака. Сигнал с зонда поступал на электрометрический усилитель. При вращении образца зонд сканировал его поверхность. Измеряемой величиной являлось пространственное изменение величины заряда на образце вдоль полосы, которую сканирует зонд. Шумовые параметры используемого электрометрического усилителя позволяли регистрировать вариации заряда  $\sim 10^2 e^-$ .

Для изучения различных факторов, влияющих на эволюцию распределения электрического заряда, исследовалось изменение со временем распределения заряда, локально нанесенного на образец методом контактной электризации (рис. 2). Измерялись амплитуда и ширина соответствующего этому заряду пика на кривой

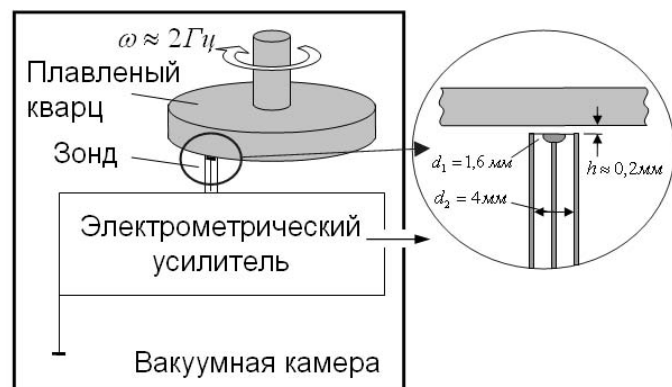


Рис. 1. Схема установки

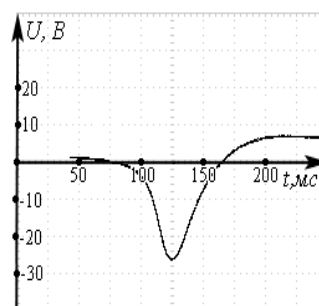


Рис. 2. Выходной сигнал при нанесении на образец заряда методом контактной электризации

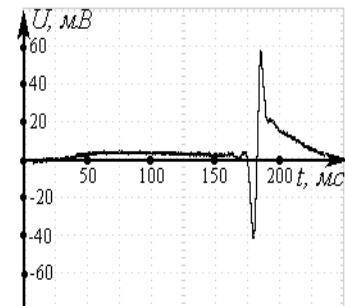


Рис. 3. Дипольный пик распределения заряда

пространственного распределения заряда. Хотя зависимость амплитуды сигнала от времени отличалась от экспоненциальной, для описания процесса вводилось характерное время спада амплитуды.

На первом этапе измерения проводились на воздухе при влажности менее 25%. Результаты экспериментов показали существенное влияние способа приготовления образца на последующие вариации распределения заряда. Миграция электрических зарядов может быть обусловлена несколькими процессами: поверхностной и объемной проводимостью, нейтрализацией зарядов ионами воздуха [2]. При различных методах приготовления образца могут отличаться как свойства поверхности, так и внутренние свойства. Поверхностная проводимость существенно зависит, например, от количества адсорбированной воды. Так, сразу после прогрева образца в пламени кислородной горелки время релаксации распределения заряда, нанесенного на образец, составляло порядка 1 минуты, а после прогрева в печи при температуре 300°C – 5,5 часов.

На поведение распределения заряда влияет не только способ приготовления, но и предыстория образца. В одном из экспериментов сформировался необычный дипольный пик пространственного распределения заряда (рис. 3), форма которого практически не менялась, а амплитуда спадала с характерным временем около 120 часов, хотя в этой же серии у зарядов, нанесенных методом контактной электризации, время релаксации было порядка 5 часов.

Исследовалось также влияние окружения образца на распределение зарядов. На электрические заряды, находящиеся на образце, действуют силы изображения со стороны металлических деталей рабочей камеры. Если зонд оставался под неподвижным образцом, то через некоторое время на поверхности образца вблизи зонда формировался пик на кривой пространственного распределения заряда. Даже если симметризовать окружение и отвести зонд, внутри рабочего объема остается слабое электрическое поле, создаваемое из-за разной работы выхода металлических элементов. Свободные заряды в кварце перераспределяются таким образом, чтобы скомпенсировать электрическое поле внутри образца. Обусловленное этим эффектом распределение зарядов можно наблюдать, если начать измерение распределения зарядов после того как образец долгое время находился в покое.

Было проведено исследование влияния способа измерений на эволюцию распределения зарядов. Выяснилось, что если зонд постоянно находится под областью с дополнительно нанесенным зарядом, то процесс перераспределения этого заряда значительно замедляется по сравнению с вариантами, когда образец постоянно вращается или зонд отводится от образца.

Созданная экспериментальная установка и разработанные методики измерений позволили исследовать факторы, влияющие на распределение электрических зарядов на диэлектриках.

### Литература

1. В. Abbott et. al. (The LIGO Scientific Collaboration), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A517/1-3 154(2004)
2. H.J. Wintle “Charge Motion and Trapping in Insulators”, IEEE Trans. Dielectrics EI, Vol. 6, No. 1 pp. 1-10, 1999.

УДК 539.21:547.31

## ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ХОЛОДНЫЙ КАТОД НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНОГО ВОЛОКНА

\*Белоконова Ю.Г.

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

В последние годы в связи с перспективной созданием источников света с высоким КПД ведутся интенсивные исследования холодной эмиссии с нано- и микрокристаллических материалов – аморфного и нано- алмаза, микро- и наногрифта, нанотрубок, а так же углеродных волокон на основе  $sp^2$  связей. Углеродные материалы имеют сравнительно высокую работу выхода (4-5 эВ). Поэтому электронная эмиссия из таких материалов, как правило, происходит по механизму туннелирования сквозь потенциальный барьер вакуум- твердое тело и хорошо описывается теорией Фаулера-Нордгейма - автоэлектронной эмиссии. Совершенно другой вариант эмиссии электронов наблюдался на пленках аморфного алмаза, в которой наблюдался механизм эмиссии по Шоттки, т.е. термоэлектронная эмиссия, усиленная полем.

В настоящей работе представлены результаты исследований эмиссионных свойств углеродных катодов, осуществленных на основе микроволокон состоящих из линейных углеродных цепочек, состоящих из  $sp^1$  фазы углерода. Такие волокна получают из поливинил- и поливинилиден-галогенидных волокон. При прогреве до 700-800°C цепочки упорядочиваются, образуя микрокристаллы. При этом катод приобретает максимальную эмиссионную способность. При последующей термической обработке ( $T > 800^\circ\text{C}$ ) цепочки проявляют тенденцию к сшиванию, преобразуясь в графитоподобные структуры на основе  $sp^2$  связей. При этом эмиссионная способность катода резко падает. В данной работе приводятся результаты исследования эмиссионных свойств катодов на основе углеродных макро волокон диаметром 5 мкм.

Линейно-цепочечный углерод приготавливался методом дегидрогалогенирования поливинилиденхлоридного волокна с последующей термической обработкой его в вакууме. В качестве прекурсора использовалось волокно из сополимера ПВДХ:ПВХ диаметром 10 мкм. После реакции дегидрогалогенирования углеродный материал содержал некоторое количество летучих органических примесей, которые удалялись промывкой в различных органических растворителях. Контроль структуры материала осуществлялся КР спектрометром “Jobin Yvon” и с помощью электронного микроскопа (JEM-100C). Химический анализ, проведенный методом фотоэлектронной спектроскопии, показал 99% содержание углерода в конечном материале. Холодные эмиттеры электронов приготавливались из дегидрогалогенированного волокна с последующим термическим отжигом при температуре 700°C в вакууме  $10^{-6}$  Торр с откачкой турбомолекулярным насосом в течение 10 минут. После отжига пучок волокна закреплялся в никелевом держателе и помещался в вакуум. Катод и анод помещались в кварцевую трубку с намотанной на нее вольфрамовым нагревателем, обеспечивающим нагрев катода до 1000°C. Приготовленные таким образом углеродные волокна обладают большой адсорбционной способностью. При помещении их в вакуум методом масс-спектрометрии наблюдалась интенсивная десорбция молекул  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_n\text{H}_m$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}$  и других летучих компонент, образовавшихся в процессе дегидрогалогенирования. Температура

---

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

контролировалась хромель-копелевой термопарой. Десорбция газов из катода контролировалась с помощью монопольного масс-спектрометра. Все эмиссионные измерения проводились в сверхвысоком вакууме ( $10^{-9}$  Торр) в установке UNI-150А фирмы "RIBER". Перед эмиссионными измерениями катод выдерживался при температуре  $500^{\circ}\text{C}$  в сверхвысоком вакууме обезгаживания всего катода.

Вольт-амперные характеристики записывались автоматически при увеличении и уменьшении приложенного напряжения в пределах 0-3000В. Расстояние между поверхностью катода и анодом во всех измерениях составляло 1 мм. Анодное напряжение менялось по линейному закону с шагом 10 В/сек. Температурные зависимости тока эмиссии записывались также автоматически при остывании со средней скоростью остывания  $1^{\circ}\text{C}/\text{сек}$ . По логике реакции дегидрогалогенирования должен образовываться линейно-цепочечный углерод. Это подтверждается ИК-Фурье спектром дегидрогалогенированного материала где присутствует пик  $2140\text{ см}^{-1}$ , соответствующий *антисимметричным* колебаниям  $\text{sp}^1$  связей. В то же время пик  $2140\text{ см}^{-1}$ , соответствующий *симметричной* колебаниям  $\text{sp}^1$  связей по данным КР спектроскопии отсутствует. Для подтверждения типа химической связи между атомами углерода в углеродных волокнах нами были исследованы спектры характеристических потерь электронов с дегидрогалогенированного волокна. По результатам исследований характеристических потерь электронов, исходное волокно должны состоять из линейных цепочек углерода на основе  $\text{sp}^1$  связей. На рис.1а приведены ВАХ  $\text{sp}^1$ -катода, снятые для двух температур катода ( $20^{\circ}\text{C}$  и  $125^{\circ}\text{C}$ ). Как видно из рисунка, эмиссия сильно зависит от температуры, что исключает механизм автоэмиссии Фаулера–Нордгейма. На рис. 1б показаны эти же

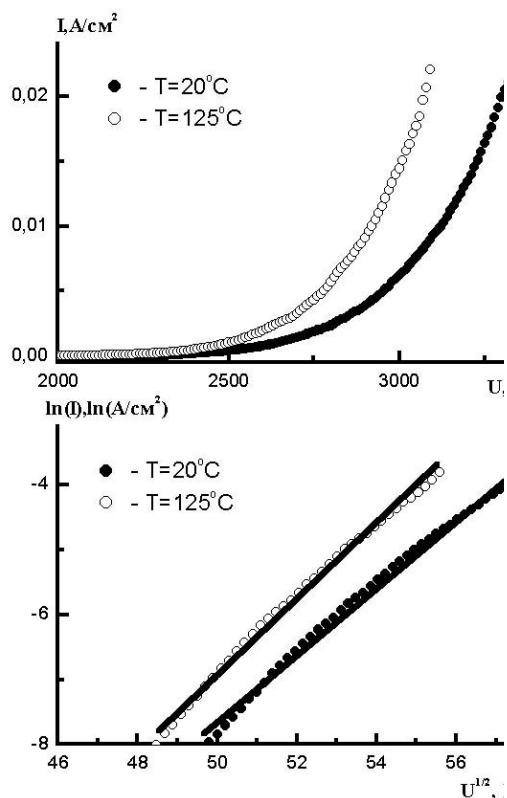


Рис.1. а) ВАХ  $\text{sp}^1$ -катода при разных температурах. б) ВАХ  $\text{sp}^1$ -катода в координатах Шоттки для температур

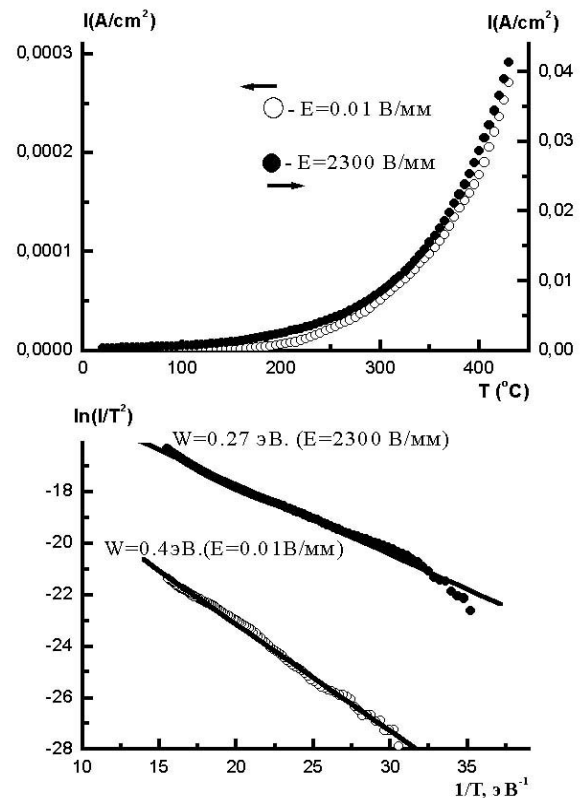


Рис.2. а) температурные зависимости  $\text{sp}^1$ -катода при разных значениях напряженности поля. б) те же зависимости, построенные в координатах Ричардсона–Дэшмена

зависимости в координатах Шоттки. Как следует из формулы Шоттки ( $I(E, T) = AT^2 t \exp(-\frac{W - e^{3/2} E^{1/2}}{kT})$ ), по температурной зависимости тока эмиссии можно определить работу выхода  $W$  катода. Она получилась  $W=0,43 \pm 0,02$  эВ, порог эмиссии менее  $10^{-2}$  В/мм, высокая крутизна ВАХ (6-9 мА/кВ при  $E=3,3$  кВ/мм). Исследование структуры материала волокнистых катодов и ее изменения в процессе отжига позволили сделать вывод о том, что высокие эмиссионные свойства обусловлены кристалликами карбина, которые возникают при отжиге дегидрогалогенизированного материала в вакууме при  $T \geq 700$ С. Уменьшение работы выхода электронной эмиссии означает уменьшение потенциального барьера твердое тело- вакуум. Для объяснения этого эффекта используются результаты расчетов распределения электронной плотности в линейной цепочке углерода  $C_{20}$  [1], полученной методом псевдопотенциала с учетом поляризационного заряда цепочки. Результат квантовомеханического расчета показывает, что на конце цепочки имеется большой поляризационный отрицательный заряд, понижает работу выхода катода.

#### Литература

1. Lou L., Nordlander P. // Physical Review B. 1996. V. 54. № 23. P. 16659.

УДК 535.5

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУКРАТНОГО БРЭГГОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ

Юшков К.Б.

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

В работе исследовалось акустооптическое взаимодействие света и ультразвук в кристалле парателлурита  $TeO_2$ , являющегося одноосным анизотропным материалом. В кристалле  $TeO_2$  пьезопреобразователем из ниобата лития  $LiNbO_3$   $x$ -среза возбуждается медленная сдвиговая акустическая волна [1], волновой фронт которой составляет угол  $\alpha = 10^\circ$  с оптической осью парателлурита. Плоскость взаимодействия света с ультразвуком была выбрана параллельна оптической оси кристалла. Бегущая в кристалле акустическая волна вследствие эффекта фотоупругости модулирует показатель преломления материала и представляет для света трехмерную фазовую дифракционную решетку [1]. Источником света является гелий-неоновый лазер, генерирующий линейно поляризованный свет с длиной волны  $\lambda = 633$  нм.

Известно [1-4], что в брэгговском режиме дифракции в общем случае существует только два дифракционных максимума: нулевого и плюс, либо минус первого порядков дифракции. Однако при определенном выборе частоты ультразвука и соответствующем ей угле Брэгга возможно одновременное удовлетворение условий синхронизма и для трех дифракционных порядков [1,3]. Векторная диаграмма такого взаимодействия представлена на рис. 1. В зависимости от того, какому волновому вектору соответствует падающий свет, будут наблюдаться либо нулевой, плюс первый и плюс второй, либо нулевой, минус первый и минус второй дифракционные порядки.

Расчет углов Брэгга для среза  $\alpha = 10^\circ$  в парателлурите показал, что точке двукратного рассеяния при  $\lambda = 633 \text{ нм}$  соответствует частота ультразвука  $f_{theor}^* = 185.6 \text{ МГц}$ . По результатам экспериментального исследования углочастотных характеристик для данной акустооптической ячейки частота двукратного рассеяния составила величину  $f^* = 188.4 \text{ МГц}$ .

Как видно из рис. 1, для наблюдения двукратного рассеяния в данной геометрии взаимодействия на акустооптическую ячейку необходимо подавать свет необыкновенной поляризации под углом Брэгга, соответствующим направлениям волновых векторов  $\vec{k}_1^{(e)}$  либо  $\vec{k}_2^{(e)}$ . На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости интенсивности света в первом и втором дифракционных порядках от напряжения переменного сигнала, подаваемого на пьезопреобразователь. Рис. 2, а соответствует падающему свету с волновым вектором  $\vec{k}_1^{(e)}$ , для которого возможна дифракция в +1 и +2 порядки, а рис. 2, б – волновому вектору падающего света  $\vec{k}_2^{(e)}$ , для которого наблюдаются –1 и –2 дифракционных порядки. Выбор частоты ультразвука и юстировка системы проводились из условия достижения максимальной интенсивности света во вторых дифракционных порядках. Оптимальная частота ультразвука, полученная экспериментально, составила величину  $f = 187.9 \text{ МГц}$ , углы Брэгга для  $\vec{k}_1^{(e)}$  и  $\vec{k}_2^{(e)}$  были равны соответственно  $\vartheta_{Br1} = 6^\circ 12'$  и  $\vartheta_{Br2} = -2^\circ 34'$ . Угол дифракции для первого порядка, имеющего волновой вектор  $\vec{k}^{(o)}$ , оказался равен  $\vartheta_D = 1^\circ 45'$ .

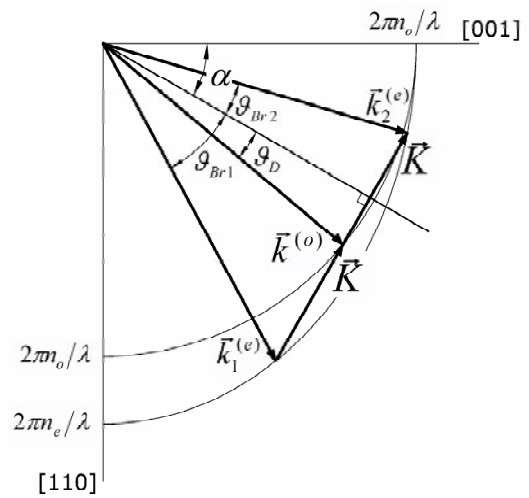
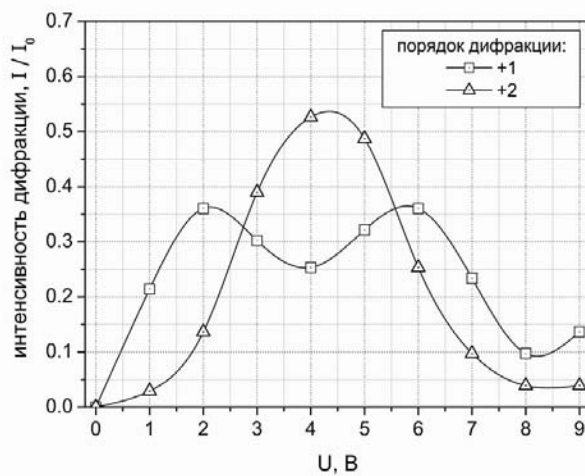
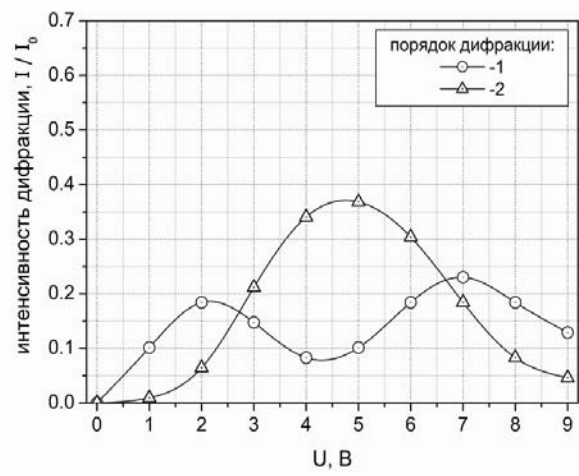


Рис. 1. Векторная диаграмма акустооптического взаимодействия



а)



б)

Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности дифракционных максимумов от напряжения на пьезопреобразователе

Таким образом, исследование доказало, что в парателлурите существует двукратное рассеяние света на ультразвуке с эффективностью дифракции, превосходящей 50%. Это открывает возможности использования исследованного режима дифракции в оптоэлектронных приборах.

### Литература

1. Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Goutzoulis A., Pape D. Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. New York: Marcel Dekker, 1994.
3. Xu J., Stroud R. Acousto-Optic Devices. New York: Wiley, 1992.
4. Yariv A., Yeh P. Optical Waves in Crystals. New York: Wiley, 1984.

УДК 533.951

## ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ РЕЗОНАТОРА НА НЕЛИНЕЙНУЮ ДИНАМИКУ АБСОЛЮТНОЙ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОГРАНИЧЕННОЙ ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВА

Сепехри Д.Н.

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

Исследована нелинейная динамика абсолютной черенковской неустойчивости прямолинейного электронного пучка в ограниченной области пространства. Показано, что увеличение длины системы перестает влиять на время насыщения неустойчивости и уровень ее нелинейной стабилизации, если длина становится достаточно большой.

Известно, что при резонансном черенковском взаимодействии электронного пучка со встречной волной развивается абсолютная пучковая неустойчивость. Динамика этой неустойчивости оказывается различной в зависимости от длины пространства взаимодействия волны и пучка. В частности, при малой длине неустойчивость вообще отсутствует. Если же длина велика, то неустойчивость должна развиваться также, как и в безграничной системе. Представляется интересным и практически важным выяснить: какой должна быть длина пространства взаимодействия, чтобы ее влияние на динамику абсолютной неустойчивости было несущественным. Для случая конвективной пучковой неустойчивости результаты таких исследований содержатся в [1]. Для решения поставленной задачи исходим из нелинейных уравнений работы [2], описывающих излучение пучком электромагнитной волны в электростатическом поле накачки (электростатический ондулятор):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi^{(-)}}{\partial \tau} - v_g \frac{\partial \Phi^{(-)}}{\partial x} &= -\frac{1}{2} i \alpha_b \Theta \Re, \quad \Re = \frac{2}{N} \sum_{j(x)} \exp(i(\tau - y_j)), \\ \frac{dy_j}{d\tau} &= v_b \eta_j, \quad \frac{d\eta_j}{d\tau} = -\frac{1}{2} i \alpha_b [\Re \exp(-i(\tau - y_j)) - K.C.] - \frac{1}{2} i [\Phi^{(-)} \exp(-i(\tau - y_j)) - K.C.], \\ \frac{\partial \Phi^{(+)}}{\partial \tau} + v_g \frac{\partial \Phi^{(+)}}{\partial x} &= 0, \\ \Phi^{(+)}(0, \tau) &= \chi_1 \Phi^{(-)}(0, \tau), \quad \Phi^{(-)}(X, \tau) = \chi_2 \Phi^{(+)}(X, \tau). \end{aligned} \quad (1)$$



Здесь  $\Phi^{(-)}$  - амплитуда излучаемой пучком встречной волны,  $\Phi^{(+)}$  - амплитуды волны обратной связи,  $x$  и  $\tau$  - безразмерные координата и время,  $\chi_{1,2}$  - коэффициенты отражения,  $\alpha_b$  и  $\Theta$  - параметры, пропорциональные плотности пучка и квадрату амплитуды волны накачки,  $v_g$  и  $v_b$  - безразмерные групповая скорость излучения и скорость инжекции электронов пучка,  $X = 2\pi N_\lambda$  - безразмерная длина, а  $N_\lambda$  - число длин волн на длине пространства взаимодействия.

Ниже представлены результаты, полученные при численном решении уравнений (1) для следующих значений параметров:  $\alpha_b = 0.0005$ ,  $\Theta = 0.05$ ,  $v_g = v_b = 1$ ,  $\chi_2 = 0$ . При  $\chi_2 = 0$  правый (выходной) конец пространства взаимодействия имеет нулевую отражательную способность, поэтому волна  $\Phi^{(+)}$  излучается полностью и уравнение для нее не требуется. На Рис. 1 представлена зависимость безразмерного времени нелинейного насыщения неустойчивости  $\tau_{нас.}$  от безразмерной длины  $N_\lambda$ , а на Рис. 2 изображена в

зависимости от  $N_\lambda$  максимальная безразмерная амплитуда возмущения волны плотности пучка  $|R| = |\Re(X/2, \tau_{нас.})|$ . Поскольку параметр  $N_\lambda$  принимает только целые значения, у кривых на рисунках имеют смысл только выделенные точки. Видно, что неустойчивость начинается только при  $N_\lambda > 10$ , что совпадает с пороговой длиной вычисленной по аналитической формуле линейной теории [2]. Зависимость от длины значительна только в диапазоне от порога -  $N_\lambda = 10$  до  $N_\lambda = 20 \div 25$ . Дальнейшее увеличение длины не сказывается на времени нелинейного насыщения неустойчивости и уровне ее нелинейной стабилизации (Рис.2). Это – существенный результат, имеющий важное значение при практической разработке источников электромагнитного излучения на встречных волнах: имеется некоторая длина системы, превышение которой нецелесообразно.

#### Литература

1. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990, 336 с.

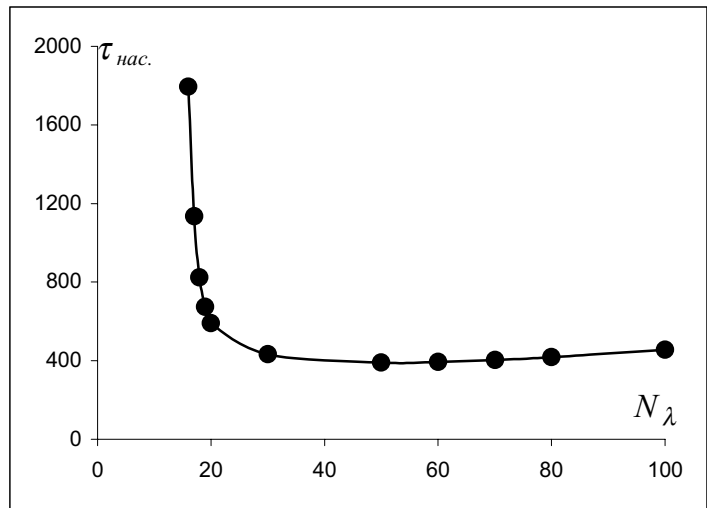


Рис. 1

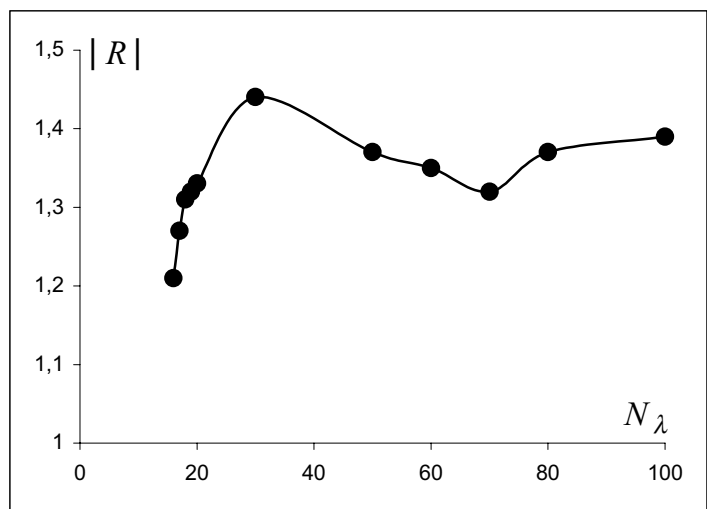


Рис. 2

2. Карташов И.Н., Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Сепехри Джаван Н. ЖТФ, 2005, т. 75, вып. 3, с. 15.

УДК 533.951

## К НЕЛИНЕЙНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЭП В ЦИРКУЛЯРНОМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ НАКАЧКИ

Сепехри Д.Н.

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

Получены общие нелинейные уравнения электромагнитного поля излучения в виглере и динамики электронов релятивистского электронного пучка. Методом усреднения выведены уравнения для амплитуд возбуждаемых полей. В результате линеаризации уравнений для амплитуд получено дисперсионное уравнение для спектров колебаний пучка и поля в виглере. Вычислены инкременты основных излучательных неустойчивостей и приведено условие самовозбуждения системы конечной длины.

Исходим из следующей системы уравнений для потенциалов электромагнитного поля, создаваемого пучком в поле виглера, и уравнений движения электронов пучка:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_{\perp}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 A_{\perp}}{\partial z^2} &= \omega_b^2 j_{\perp}, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\omega_b^2 \rho, \\ j_{\perp} &= -\int \gamma^{-1} A(t, z_0) \delta(z - \hat{z}(t, z_0)) dz_0, \quad \rho = \int \delta(z - \hat{z}(t, z_0)) dz_0, \\ \frac{d\hat{z}}{dt} &= \hat{v}, \quad \frac{d\hat{v}}{dt} = -\frac{1}{\gamma_{\parallel}^2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{1}{2\gamma^2} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\hat{v}}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) |A|^2, \\ \gamma_{\parallel} &= (1 - \hat{v}^2/c^2)^{-1/2}, \quad \gamma = \gamma_{\parallel} \sqrt{1 + c^{-2} |A|^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $A_{\perp}(t, z) = A_x + iA_y$  - векторный потенциал излучаемой волны,  $\varphi(t, z)$  - скалярный потенциал волны пучка,  $A = A_{\perp} + A_w$ ,  $A_w = A_0 \exp(i\chi z)$  - потенциал виглера,  $\hat{z}(t, z_0)$ ,  $\hat{v}(t, z_0)$  - траектория электрона, выходящая из точки  $z_0$ , а  $\omega_b$  - ленгмюровская частота пучка.

Предполагая, что пучок модулируется на длине  $\lambda_0 = 2\pi/k_0$  и представляя поля в виде

$$\begin{aligned} \varphi(t, z) &= (1/2)(\tilde{\varphi}(t, z) \exp(ik_0 z) + \text{К.С.}), \\ A_{\perp}(t, z) &= A_{+}(t, z) \exp[i(k_0 + \chi)z] + A_{-}(t, z) \exp[-i(k_0 - \chi)z], \end{aligned} \quad (2)$$

получим из (1), после усреднения по длине  $\lambda_0$ , следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_{+}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 A_{+}}{\partial z^2} - 2ic^2(k_0 + \chi) \frac{\partial A_{+}}{\partial z} + \omega_{+}^2 A_{+} &= -\frac{1}{2} \omega_b^2 (A_0 \hat{\rho}_1 + A_{-} \hat{\rho}_2), \\ \frac{\partial^2 A_{-}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 A_{-}}{\partial z^2} + 2ic^2(k_0 - \chi) \frac{\partial A_{-}}{\partial z} + \omega_{-}^2 A_{-} &= -\frac{1}{2} \omega_b^2 (A_0 \hat{\rho}_1^* + A_{+} \hat{\rho}_2^*), \\ \frac{d\hat{v}}{dt} &= -\frac{\omega_b^2}{2k_0^2 \gamma_{\parallel}^2} [(ik_0 + \partial/\partial z) \rho \exp(iy) + \text{К.С.}] - \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2\gamma^2} \left(\frac{e}{mc}\right)^2 \left[ \left( (ik_0 + \partial/\partial z + (\hat{v}/c^2)) \partial/\partial t \right) (A_0^* A_+ + A_0 A_-^*) \exp(iy) + \text{К.С.} \right] - \\
 & -\frac{1}{2\gamma^2} \left(\frac{e}{mc}\right)^2 \left[ \left( (2ik_0 + \partial/\partial z + (\hat{v}/c^2)) \partial/\partial t \right) (A_+ A_-^*) \exp(2iy) + \text{К.С.} \right], \quad (3) \\
 & \frac{dy}{dt} = k_0 \hat{v}, \quad \rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-iy) dy_0, \quad \hat{\rho}_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \gamma^{-1} \exp(-iy) dy_0, \quad \hat{\rho}_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \gamma^{-1} \exp(-2iy) dy_0
 \end{aligned}$$

Здесь  $\omega_{\pm}^2 = (k_0 \pm \chi)^2 c^2 + \omega_b^2 \langle \gamma^{-1} \rangle$ . При выводе уравнений (3) предполагалось, что функции  $\Phi, A_{\pm}$  на длине  $\lambda_0$  изменяются слабо. Это позволяет понизить порядок дифференцирования в первых двух уравнениях системы (3), т.е. перейти к медленным амплитудам. Полученные после этого уравнения являются основными в нелинейной нестационарной теории вынужденного излучения РЭП в поле виглера и теории ЛСЭ, основанных на таком излучении.

В линейном по амплитудам  $A_{\pm}$  приближении из уравнений (3) следует дисперсионное уравнение для спектров электромагнитного излучения и колебаний РЭП

$$\begin{aligned}
 D_b (\omega^2 - \omega_+^2)(\omega^2 - \omega_-^2) &= \frac{\omega_b^2}{2\gamma} \frac{|x|^2}{1+|x|^2} \left[ (\omega^2 - \omega_+^2) + (\omega^2 - \omega_-^2) \right] \times \\
 & \times \left[ k_0^2 c^2 \left( 1 - \frac{u^2}{c^2} \frac{\omega}{k_0 u} \right)^2 - D_b \right]. \quad (4)
 \end{aligned}$$

Здесь  $D_b = (\omega - k_0 u)^2 - \Omega_b^2$  - дисперсионная функция РЭП,  $\Omega_b^2 = \omega_b^2 / (\gamma \gamma_{||})^2$ ,  $|x|^2 = |A_0|^2 / c^2$ ,  $u$  - невозмущенная продольная скорость электронов. Из (4), в условиях резонанса  $\omega_+ = k_0 u - \Omega_b$  следуют выражения для инкрементов неустойчивостей ( $\omega = \omega_+ + \delta\omega$ ). При неустойчивости в коллективном режиме, когда  $|\delta\omega| \ll \Omega_b$ , имеем:

$$\delta\omega = i \left[ \frac{\Omega_b \omega_+}{8\gamma_{||}} \frac{|x|^2}{1+|x|^2} \left( 1 + \gamma_{||}^2 \frac{\Omega_b}{\omega_+} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (5)$$

При неустойчивости в коллективном режиме, когда  $|\delta\omega| \gg \Omega_b$ , инкремент дается формулой

$$\delta\omega = \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2} \left[ \frac{\Omega_b^2 \omega_+}{4\gamma_{||}^2} \frac{|x|^2}{1+|x|^2} \left( 1 + \gamma_{||}^4 \frac{\Omega_b^2}{\omega_+^2} \right) \right]^{1/3}. \quad (6)$$

Формулы для инкрементов позволяют по известной методике найти условия самовозбуждения (возникновения генерации) в электродинамической системе ЛСЭ, имеющей длину  $L$ . Так например, для коллективного режима стартовое условие возникновения генерации имеет вид:

$$\frac{|\delta\omega|}{\sqrt{uc}} L > \begin{cases} \text{arch} |\kappa|^{-1}, \\ \pi/2. \end{cases} \quad (7)$$

Первая формула справедлива при неустойчивости на попутной волне, вторая – на встречной, а  $\kappa$  - коэффициент отражения от излучателя ЛСЭ.

### Литература

1. Кузелев М.В. ЖТФ, 1983, т. 53, №6, с. 1029.
2. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990, 336 с.

УДК 530.145

## ШИРОКОПОЛОСНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ПРОЕКТЕ LIGO С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗЕРКАЛА РЕЦИРКУЛЯЦИИ СИГНАЛА

Лазебный В.И.

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

В настоящее время рассматривается возможность использования дополнительного зеркала рециркуляции сигнала в лазерной интерферометрической гравитационной антенне LIGO. Данная работа посвящена оценке пригодности данной схемы для детектирования широкополосных сигналов с точностью лучшей чем стандартный квантовый предел.

Детектор гравитационных волн LIGO представляет собой интерферометр Майкельсона с резонаторами Фабри–Перо в плечах. Зеркало рециркуляции сигнала, устанавливаемое в выходном канале, изменяет распределение электромагнитного поля внутри интерферометра. Это изменение сопровождается внесением оптической жесткости - возникает дополнительная сила воздействия на зеркала резонаторов. Также изменяется и кривая зависимости чувствительности детектора от частоты гравитационного сигнала [1].

В данной работе рассчитываются средние амплитуды и флуктуации электромагнитного поля внутри данной схемы и величина оптической жесткости. Вычисляются спектральные кривые данной схемы и для простейшей формы широкополосного сигнала выполняется численный расчет интегральной чувствительности. Было показано, что при мощности светового излучения внутри схемы не превышающей запланированную в проекте Advanced LIGO можно достичь величины чувствительности, превышающей стандартный квантовый предел в несколько раз в широкой полосе частот.

### Литература

1. A. Buonanno, Y.Chen, Improving the sensitivity to gravitational-wave sources by modifying the input-output optics of advanced interferometers // Phys. Rev. D [gr-qc/0102012].

УДК 537.86

## АНАЛИЗ ЧИСЛОВЫХ РЯДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОСТОЯННОЙ

Эннс В.В.

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

Методы анализа числовых рядов широко распространены и разработаны главным образом для анализа регулярных последовательностей. Значительный интерес представляет анализ нерегулярного ряда, полученного в результате измерения абсолютного значения гравитационной постоянной.

В силу объективных причин получить значение гравитационной постоянной через строго равные промежутки времени в течении длительной серии измерений крайне затруднительно. Ряд исследователей, таких как Карагиоз О.В. Измайлов В.А., выделяли

скрытые закономерности при анализе этих рядов, используя различные методы регуляризации временных рядов и их последующего анализа.

Е.В. Павлихин предпринял попытку выделения скрытых закономерностей в результате которой были выявлены периодичности схожие с полученными ранее.

Предложенный нами метод не требует предварительной регуляризации числового ряда, и основан на его корреляционном преобразовании. Как и у других исследователей, первоначально метод был отработан на тестовых рядах. Предварительная отработка метода показала что метод является более быстрым при соизмеримой точности.

В результате анализа числового массива данных по измерению гравитационной постоянной выявлены следующие скрытые периоды:

В дальнейшем предполагается развить применение метода для анализа более широкого класса числовых рядов с целью выявления в них скрытых периодических зависимостей на фоне шума, в том числе в режиме реального времени.

### Литература

1. Измайлов В.П., Карагиоз О.В., Пархомов А.Г. Исследование вариаций результатов измерений гравитационной постоянной. Физическая Мысль России. №1/2 1999. С. 20-26.
2. Измайлов В.П., Карагиоз О.В., Пархомов А.Г. Солнечные и лунные ритмы в вариациях результатов измерений гравитационной постоянной. - Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка, №4, 1998, с.162-169.
3. Степанов А.В. Статистические свойства шума 1/f.// Кандидатская диссертация М.:1984,- 160с.
4. Павлихин Е.В. Дипломная работа. Физический факультет МГУ. М. 2003
5. Павлихин Е.В., Степанов А.В., Шахпаронов В.М. Спектральный анализ данных измерения гравитационной постоянной.// В сборнике: Шумовые и деграционные процессы в полупроводниковых приборах (метрология, диагностика, технология). Материалы докладов научно-технического семинара. М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова МЭИ 2004г.-335с.

УДК 530.145

## ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ «БЕЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ»

\*\*Роженко Е.П.

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

Успехи в развитии квантовой электроники и квантовой оптики, достигнутые в последние десятилетия, привели к росту интереса к фундаментальным принципам квантовой теории и к появлению основанных на этих принципах новых методов обработки и передачи информации. В 1985 году была предложена идея квантового компьютера [1], и сейчас ведется активная разработка элементной базы и программных алгоритмов для него [2]. В 1983 появилась идея квантовой криптографии, использующей для защиты передаваемой информации соотношение неопределенностей Гейзенберга и чисто квантовое явление «запутывания» состояний объектов [3]. Это же явление лежит

---

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

в основе квантовой телепортации, при которой происходит передача (телепортация) неизвестного состояния квантовой системы без реального перемещения объекта [4].

К этому же классу явлений относится измерение «без взаимодействия» [5-8]. Этот чисто квантовый эффект позволяет регистрировать наличие поглощающего свет объекта в данной области пространства, не посылая на него ни одного кванта (и, соответственно, со стремящейся к нулю вероятностью поглощения фотона объектом).

Такой квантовый эффект можно использовать в целях передачи зашифрованной информации. В этом случае наличием поглощающего свет объекта можно кодировать логическую «1», а отсутствием - «0». Подобно широко известному протоколу квантовой криптографии [3], данный метод позволяет практически с единичной вероятностью детектировать подслушивание, поскольку любой подслушивающий агент будет неизбежно возмущать фазу регистрируемых им фотонов и, тем самым, разрушать квантовую интерференцию.

В работе проанализирован такой канал передачи и произведена оценка максимальной скорости передачи для него. Полученные расчеты показывают, что, к сожалению, скорость передачи является довольно низкой, и падает с увеличением расстояния.

### Литература

1. Deutsch D. Proc. R. Soc. London Ser. A, 400, 97, 1985.
2. Валиев К. А., Кокин А. А., Квантовые компьютеры: надежды и реальность. Ижевск, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
3. Wiesner S. Conjugate coding, 1983, SIGACT News 15 78-88.
4. Bennett C. H., Brassard G., Crepeau C., Jorsra R., Peres A. And Wootters W. K. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels, 1993, Phys. Rev. Lett. 70 1895-1898.
5. Eitzur A, Vaidman L Found. Phys. 23 987 (1993).
6. Kwiat P. G. et al, Phys. Rev. Lett. 83 4725 (1999).
7. Вятчанин С. П., Халили Ф.Я., «Измерение «без взаимодействия»: возможности и ограничения». // УФН, Том 174, №7, стр. 765-777, июль 2004.

УДК 621.315.592

## СМЕСИТЕЛЬ ММ/СММ ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ РАЗОГРЕВА 2D ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ALGAAS/GAAS

Смирнов А.В., Морозов Д.В., Ляхов В.А.

*Московский Педагогический Государственный университет, физический факультет*

Новый тип смесителя ММ/СММ диапазона на эффекте разогрева двумерного (2D) электронного газа в полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs был предложен в [1,2]. Механизм работы субмиллиметрового AlGaAs/GaAs смесителя основан на разогреве электронной подсистемы гетероструктуры при поглощении электромагнитного излучения, приводящего к изменению подвижности и сопротивления образца, и, как следствие, возникновению сигнала фотопроводимости  $R_{IF}$  на промежуточной частоте (ПЧ)  $\Delta f$  – разностной частоте излучения от гетеродинного источника и исследуемого объекта. Полоса ПЧ смесителя определяется временем релаксации температуры неравновесных («горячих») электронов, и в случае фононного канала охлаждения, при температуре решетки 77 К, происходит путем передачи избыточной энергии

оптическим фононам решетки. Основываясь на результатах исследования электрон-фононного взаимодействия в AlGaAs/GaAs гетероструктурах [3,4], авторы [1,2] показали, что полоса преобразования AlGaAs/GaAs смесителя, работающего при температуре  $T=77$  К, составит  $\sim 3$  ГГц при фонном канале охлаждения горячих электронов. Теоретическая оценка шумовой температуры приемника на основе AlGaAs/GaAs смесителя дала значения  $TN \sim 1500-2000$  К на частоте гетеродина 1 ТГц [4], сравнимые с лучшими характеристиками сверхпроводниковых смесителей [6]. Оценка оптимальной мощности гетеродина (PLO) для AlGaAs/GaAs смесителя, проведенная авторами [4], позволила найти значение PLO  $\sim 1$  мВт при субмикронных размерах смесителя, что делает возможным создание на их основе матричных приемных секций.

Структуры были изготовлены на основе одиночного гетероперехода  $Al_xGa_{x-1}As/GaAs$ , выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для улучшения омического контакта к 2D газу был использован сильно легированный слой GaAs (концентрация легирующей примеси  $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) толщиной 50 нм. Типичные контактные сопротивления структур составили 10-3 Ом/см<sup>2</sup>. Подвижность ( $\mu$ ) и поверхностная концентрация электронов ( $n_s$ ) были найдены из измерений осцилляций Шубникова-де-Гааза и пересчитаны для температуры  $T = 77$  К. Полученные значения  $\mu$  и  $n_s$ , а также длина и ширина структуры ( $l$ ,  $W$ ) представлены в таблице.

#	$\mu_{77}$ , см <sup>2</sup> /Вс	$n_{s77}$ , см <sup>-2</sup>	$l$ , мкм	$W$ , мкм
5	$2.4 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^{11}$	35	100
5	$1.1 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^{11}$	190	60
D1	$2.3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{11}$	1600	300
760	$7.7 \cdot 10^4$	$7.5 \cdot 10^{11}$	1000	500

Экспериментальная установка для измерения полосы преобразования смесителя изображена на рис. 1. Излучение сигнального генератора с частотой 129.2 ГГц и гетеродина с частотой меняющейся в пределах 129.2 – 139.2 ГГц, по квазиоптическому тракту, содержащему делитель луча, подводилось к смесителю. Мощность гетеродина на  $\gg 7$  dB превышала мощность сигнального генератора. Постоянный ток смещения подавался на смеситель посредством охлаждаемого широкополосного адаптера смещения. Сигнал ПЧ снимался при помощи отрезка полужесткой коаксиальной линии и подавался на неохлаждаемые широкополосные усилители диапазона 0.1 – 10 ГГц с коэффициентом усиления  $\sim 50$  dB. Усиленный сигнал регистрировался термисторным измерителем мощности. Полоса ПЧ смесителя ( $f_{3dB}$ ) определялась из частотной зависимости величины сигнала смесителя  $P_{IF}$  (при фиксированной мощности, как сигнального источника, так и гетеродинного) и в соответствии с [5]:  $P_{IF}(f)/P_{IF}(0) = 1/(1+(f/f_{3dB})^2)$ . Полоса промежуточных частот, измеренная нами при 77К, для смесителя AlGaAs/GaAs (#5) с концентрацией двумерных электронов  $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $\mu = 1.1 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , составила  $f_{3dB} \approx 4$  ГГц, соответствующее время электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph} \approx 0.04$  нс.

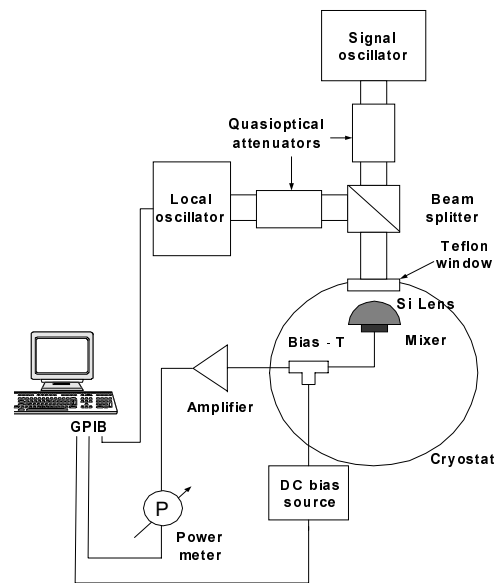


Рис. 1.

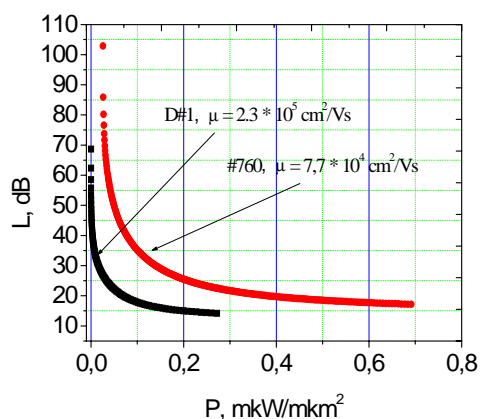


Рис.2. Зависимость коэффициент преобразования AlGaAs/GaAs смесителя при  $T=77$  К от полной поглощенной мощности.

На рисунке 2 представлена зависимость  $L$  от полной поглощенной мощности, приходящейся на  $1 \text{ мкм}^2$  для структур D#1 и #760. Она показывает, что для структуры D#1 с меньшей концентрацией и большей подвижностью 2D газа, величина коэффициента преобразования выходит практически на постоянное значение  $\sim 13$  dB при поглощенной мощности более  $0.2 \text{ мВт/мкм}^2$ . С учетом измерений оптических потерь в приемнике СММ диапазона на основе гетеродинного смесителя [6], необходимая мощность гетеродинного источника для AlGaAs/GaAs смесителя площадью  $1 \text{ мкм}^2$  составит  $\sim 0.5 \text{ мВт}$ .

Найденные основные характеристики смесителя ММ/СММ диапазонов на основе одиночного гетероперехода AlGaAs/GaAs с  $\mu \approx 2.3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Vs}$ ,  $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при  $T=77$  К

составили: коэффициент преобразования  $L \sim -13$  dB, полоса преобразования смесителя  $f_{3\text{dB}} \approx 4$  ГГц, оптимальная поглощенная мощность, приходящаяся на  $1 \text{ мкм}^2$  составила  $P_{\text{LO}} = 0.2 \text{ мВт}$ . При указанных параметрах AlGaAs/GaAs смесителя основные характеристики приемника ММ и СММ диапазонов, работающего при температуре  $T=77$  К, составят: шумовая температура приемника  $T_N \sim 1900$  К, полоса преобразования приемника  $f_{3\text{dB}} \approx 4$  ГГц, оптимальная мощность гетеродинного источника  $P_{\text{LO}} = 0.5 \text{ мВт}$  (для смесителя площадью  $1 \text{ мкм}^2$ ).

### Литература

1. J.X. Yang, F. Agahi, K.S. Yngvesson, D. Dai, C.H. Musante, W. Grammer, K.M. Lau, IEEE Trans. Micr. Theory Tech. MTT-41, 1993, с. 581
2. J.X. Yang, C.F. Musante, K.S. Yngvesson, Appl. Phys. Letters 65, 1995, с. 1983-1985
3. Г.Н. Гольцман, К.В. Смирнов, Письма в ЖЭТФ 74, 2001, с. 532-538.
4. K.S. Yngvesson, Appl. Phys. Letters 76, 2000, с. 777
5. F. Arams, C. Allen, B. Peyton, E. Sard, Proc. IEEE 54, 1966, с. 612
6. A.D. Semenov, H.-W. Hubers, J. Shubert, G.N. Goltsman et al., J. Appl. Phys., December 2000, №12, с.88.

УДК 620.178.7

## СВЕТОГЕНЕРАЦИОННЫЕ СЕНСОРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ СОВРЕМЕННЫХ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Рахманов З.Т., Спажакин А.Г.

*Владимирский государственный университет*

Широкое применение волоконно-оптических систем сбора и обработки информации требует разработки сенсоров, использующих в своей работе сигналы той же физической природы.



Современное развитие информационно-измерительных систем и расширение диапазонов условий применения изделий предъявляет к сенсорным элементам особые требования по помехоустойчивости к электромагнитным помехам, быстродействию, надежности, информативности, миниатюрности, возможности встраивания в конструкцию. Применение механолюминесцентных (светогенерационных) сенсоров давления (МЛСД) с чувствительными элементами сосредоточенного и распределенного типа позволяют решить эти проблемы. Использование световых сигналов и волоконной оптики решает задачу сопряжения сенсоров с волоконными линиями и повышения помехоустойчивости к электромагнитным помехам, отсутствие движущихся частей и твердость сенсора обеспечивают надежность, а использование помимо амплитудно-временных параметров оптического сигнала его пространственной модуляции и состояния поляризации повышает информативность.

Механолюминесценция (МЛ) как физическое явление обусловлена способностью светящихся веществ (механолюминофоров) трансформировать механический вид энергии в световое излучение. Использование данного явления в преобразовательной технике открывает возможность создания сенсоров принципиально нового типа.

Механолюминесцентные сенсоры давления (МЛСД) используют явление люминесцентного излучения соединений класса АПВVI (например,  $ZnS:Mn$ ) под действием приложенного механического напряжения. Отличительными особенностями МЛСД являются энергонезависимость, тактильность (возможность создания тонкопленочных чувствительных элементов практически любой площади с распределенной чувствительностью) и простота конструкции.

УДК 537.311.322

## О СОЗДАНИИ НОВОГО ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ПРИБОРА

Сидоров И.В.

*Кубанский государственный университет*

На сегодняшний день известны функциональные приборы, которые позволяют регистрировать физические величины и одновременно преобразовывать их в цифровой код. Одним из таких приборов является структура с распределенным р-n- – переходом и активным контактом металл – туннельно-прозрачный окисел – полупроводник называемая туннелистор.

Нами была предпринята попытка создания аналога функционального электронного прибора, разработанного Муравским Б. С. [1], но на основе органических полупроводников. В ходе исследований был обнаружен неизвестный ранее эффект неустойчивости тока (НТ) на границе раздела металл – органическая пленка – водный раствор органического полупроводника.

Для создания нового функционального прибора водный раствор органического полупроводника р-типа заливали в ванну на дне которой располагался медный электрод площадью 2,5 мм<sup>2</sup>. Размер ванны 5×2,5×2,5 мм. Затем поверх этого раствора создавали тонкую (порядка 20 мкм) пленку из полупроводника n-типа. Вещества в виду различной плотности не перемешивались. В качестве n-полупроводника использовали анилин – важнейший из ароматических аминов, а р-полупроводника – водный раствор фуксина – трифенилметанового красителя красного цвета. В анилин погружались два электрода выполненные в виде медных игл диаметром  $d = 0.25$  mm, гальванически обработанных оловом. Электроды можно было перемещать по поверхности n-области независимо друг от друга и регулировать глубину их погружения. К электроду (1), который мы будем

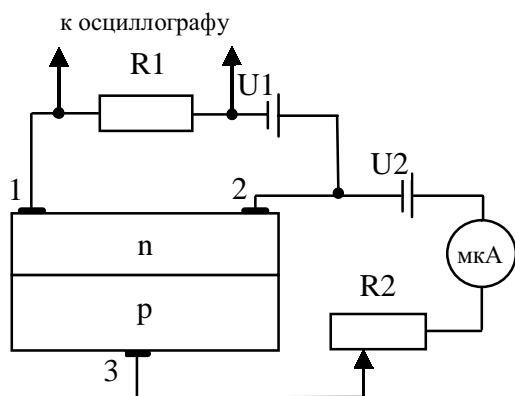


Рис. 1 Схема нового функционального устройства

постоянного напряжения  $U_2$ . Релаксационные колебания возникали при напряжении между электродами от 10 В и прекращение генерации происходило при напряжении меньшем их возникновения (около 7 В). Также было установлено, что подача тока между электродом, приведенным в контакт с органическим полупроводником n-типа и АЭЛ, приводит к уменьшению критического напряжения возникновения колебаний.

Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) проведенные с помощью измерителя характеристик полупроводниковых приборов Л2-56 работающего в режиме генерации тока к электродам контактирующим с пленкой анилина показали наличие S-участков. Как известно из радиотехники устройства и приборы, обладающие S и N характеристиками способны к генерации колебаний.

Интересно отметить, тот факт, что форма релаксационных импульсов тока, наблюдаемых с помощью осциллографа на резисторе R1, полностью идентична наблюдаемым ранее в твердотельном прототипе [2].

Физические процессы, приводящие к НТ нами пока неясны. Возможно, что колебания обусловлены процессами, происходящими на границе металл – полупроводник (анилин), а слой, находящийся на границе раздела анилин - раствор органического полупроводника p-типа выполняет роль емкости и влияет лишь на частоту колебаний.

### Литература

1. Муравский Б.С. и др. Неравновесные электронные процессы в транзисторных структурах с туннельно-прозрачным окислом // Микроэлектроника. 1989, Т. 18, № 4, С. 304–309.
2. Муравский Б.С. и др. Колебания тока в компенсированном германии и кремнии // ФТТ. 1965, Т. 7, № 10, стр. 3412-3413.

УДК 534.222

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ФОТОАКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Бадулина А.Н., Семенов Д.Н., Одина Н.И.

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

В настоящее время для исследования тепловых и упругих свойств твердых тел широко используется фотоакустический (ФА) метод. При облучении твердого тела мо-

называть активным электродом (АЭЛ), прикладывался отрицательный полюс источника питания. Падение напряжения вызванное протекающим через АЭЛ током снималось с резистора R1 и регистрировалось с помощью осциллографа.

Следует отметить, что эффект НТ наблюдается при приложении разности потенциалов между двумя электродами (1 и 2) погруженными в анилин и подаче фиксированного тока (от 1 до 150 мкА) в цепь между водным раствором фуксина и пленкой анилина. Подача фиксированного тока создавалась с помощью генератора тока, состоящего из высокоомного резистора R2 и источника

дулированным по интенсивности энергетическим пучком в нем возбуждаются тепловые волны, сопровождающиеся, вследствие теплового расширения, упругими деформациями [1]. Амплитуда и фаза генерируемого фотоакустического сигнала зависит от тепловых и упругих параметров образца, что позволяет производить их измерение.

Целью работы было создание автоматизированной экспериментальной установки, позволяющей определять температуропроводность твердых тел из измеренных зависимостей фазового сдвига  $\Phi_A$  сигнала от частоты модуляции источника излучения. Блок-схема разработанной экспериментальной установки приведена на рис. 1.

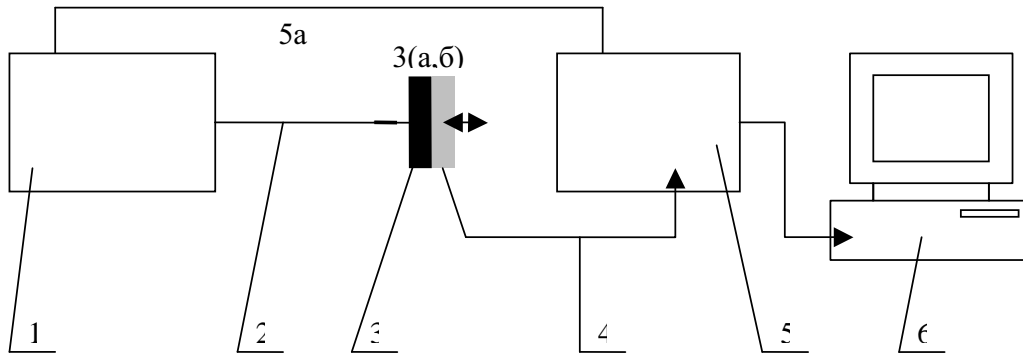


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Для освещения образца (3а), использовался полупроводниковый лазер (1) с длиной волны  $\lambda = 1060$  нм. Свет передавался от излучателя к образцу, размещенному в измерительной ячейке (3), через оптический волновод (2). Для регистрации фотоакустического сигнала использовались пьезоэлектрический преобразователь (3б), выполненный из пьезокерамики ЦТС-19. Сигнал с обкладки пьезодатчика (4) подавался на вход синхронного усилителя со встроенными 16-разрядными аналогово-цифровыми преобразователями (lock-in amplifier SR-930 фирмы Stanford) (5). Особенностью данного прибора является наличие выходного модулирующего сигнала с регулируемой амплитудой (5а), пригодного для управления лазером, что позволяет устранить механическую модуляцию лазерного луча. Этот сигнал также является опорным при анализе  $\Phi_A$  сигнала с пьезодатчика. Синхронный детектор позволяет получить частотную зависимость амплитуды и фазы  $\Phi_A$  сигнала и передать эти данные через интерфейс HP IEEE-488 в компьютер (6). Для выполнения интерфейсных функций и управления ходом эксперимента была написана специальная программа на языке C++.

При пьезоэлектрической регистрации для двухслойной системы образец - пьезо-преобразователь, плоского теплового источника и образца, толщина которого много больше длины тепловой диффузии, частотная зависимость фазового сдвига  $\varphi$  между фотоакустическим и опорным сигналами имеет вид [2]:  $\operatorname{tg} \varphi = 1 - \frac{\sqrt{F}}{n}$ , где  $F$  – безразмерная частота, а  $n$  – параметр, зависящий от толщины образца ( $h_1$ ) и преобразователя ( $h_2$ ), их приведенных модулей Юнга ( $\tilde{E}_1$  и  $\tilde{E}_2$  соответственно):

$$n = \frac{Z - Z_u}{2Z_u(Z - Z_p)}, \quad Z_p = \frac{2}{3} \frac{1 + (\eta - 1)H_1^3}{1 + (\eta - 1)H_1^2}, \quad Z_u = \frac{1}{2} \frac{1 + (\eta - 1)H_1^3}{1 + (\eta - 1)H_1}, \quad \text{где } \eta = \frac{\tilde{E}_1}{\tilde{E}_2},$$

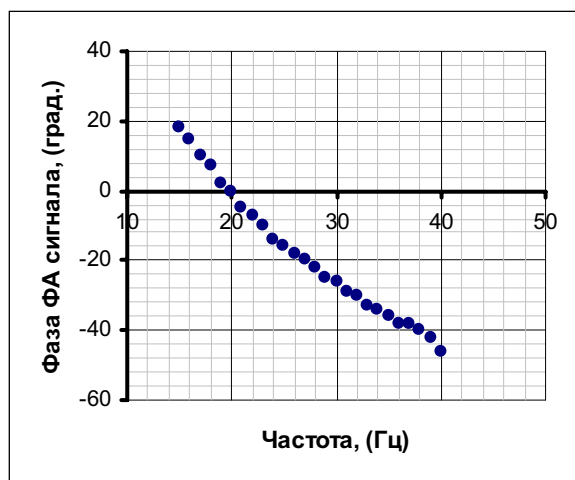


Рис. 2. Частотная зависимость фазового сдвига ФА сигнала

до 40 Гц (частотный интервал выбирался так, чтобы в него попала рассчитанная по литературным данным частота  $f_0$ ).

Экспериментально полученное значение частоты, при которой сдвиг фазы обращается в ноль:  $f_0 = 20 \pm 0,5$  Гц. Значения модулей Юнга для меди и керамики ЦТС-19 были взяты из [3]. Полученное значение коэффициента температуропроводности:  $D = 1,4 \pm 0,2$  см<sup>2</sup>/с. Литературное значение коэффициента температуропроводности для меди:  $1,10 \pm 0,05$  см<sup>2</sup>/с [3]. Некоторое расхождение экспериментальных и литературных данных может быть связано с наличием склейки, которая не учитывается в двухслойной модели [2], и с конечными размерами лазерного пучка (рассчитанная в [2] модель одномерная).

При исследовании температурных зависимостей важными являются не только абсолютные значения параметров, но и их относительные изменения. Поэтому данный метод может быть использован при исследовании фазовых переходов. Кроме того, амплитуда ФА сигнала прямо пропорциональна тепловому расширению образца [1, 2]. Регистрируя пьезопреобразователями с соответствующей поляризацией продольную и две поперечные компоненты ФА сигнала (рис. 3), можно получить соответствующие компоненты тензора теплового расширения. Это позволит исследовать ФА методом относительное изменение коэффициентов теплового расширения, что может быть полезным при исследовании анизотропных твердых тел.

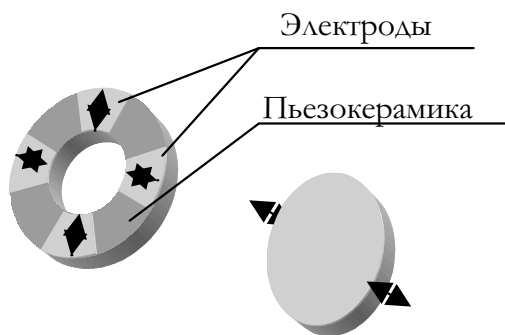


Рис. 3. Схема регистрации трех взаимно перпендикулярных компонент ФА сигнала

$H_1 = h_1/h_1+h_2$ ,  $Z = 2h_1+h_2/2h_1+2h_2$ .  
 $F = \left( \frac{\pi(h_1 + h_2)^2}{D} \right) f$ , где  $D$  – температуропроводность образца.

При частоте  $f_0$ , удовлетворяющей условию  $\sqrt{\frac{\pi(h_1 + h_2)^2}{D}} f_0 = n$ , разность фаз проходит через ноль. Таким образом, если известны геометрические размеры и упругие параметры образца и пьезодатчика, можно найти температуропроводность образца, и наоборот.

Для проведения тестового эксперимента был использован медный образец толщиной 0,2 см. Частота модуляции менялась с шагом 1 Гц в интервале от 15

Работа была выполнена при поддержке грантов Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-1575.2003.2 и РФФИ.

### Литература

1. Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991, 304 с.
2. Андрусенко Д. А., Кучеров И. Я. ЖТФ, 1999, т. 69, вып. 12, стр. 1-5.
3. Физические величины: Справочник. Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова.. М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.



**СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ  
СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ**

Председатель подсекции

**проф. д.ф.-м.н. Кульбачинский Владимир Анатольевич**

УДК 621.315.592

**ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА InN**

Комиссарова Т.А., Матросов Н.Н., Хохлов Д.Р.

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

InN является наименее изученным материалом из нитридов элементов третьей группы. По данным последних оптических исследований ширина запрещенной зоны нитрида индия (вюртцит) находится в диапазоне 0.65–0.9 эВ, это значение значительно меньше прежней общепринятой величины – 1.9 эВ. Это дает возможность, кроме использования нитрида индия в качестве составной части  $Ga_xIn_{1-x}N$  и  $Al_xIn_{1-x}N$ , которые применяются как активные слои в оптоэлектронных и электронных приборах, использовать его при изготовлении солнечных батарей.

В настоящей работе для синтеза пленок на основе InN были использованы методы MOVPE (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) и MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition).

Измерения сопротивления и коэффициента Холла проводились в конфигурации Ван дер Пау, в магнитном поле 500 Э, в интервале температур от 77 К до 300 К. Для измерений к поверхности пленок были припаяны индиевые контакты.

Измерения спектров фотолюминесценции проводились при различных температурах, лежащих в интервале 4.2–300 К.

Удельные сопротивления большинства образцов лежали в интервале  $10^{-4}$ – $10^{-2}$  Ом·см и мало менялись при понижении температуры. Небольшая зависимость сопротивления от температуры наблюдалась у пленок, параметры роста которых существенно отличались от остальных. В этих же пленках наблюдалась наибольшая подвижность ( $10^2$  см<sup>2</sup>/В·с и  $10^3$  см<sup>2</sup>/В·с при комнатной температуре, соответственно). Концентрация носителей в пленке, выращенной на кремниевой подложке MOCVD методом при отношении V/III = 6000, существенно менялась при понижении температуры и достигала при 40 К значения порядка  $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Фотолюминесценция наблюдалась в спектральном интервале от 750 до 1200 мэВ с максимумом в области 1000 мэВ. При понижении температуры максимум фотолюминесценции не смещался, а интенсивность линий увеличивалась. Спектры фотолюминесценции пленок, выращенных на буферном слое – GaN, существенно не отличаются, тогда как максимум фотолюминесценции в пленке, выращенной на буферном слое, не содержащем GaN, смещен в длинноволновую часть спектра.

УДК 538.913

## СТРУКТУРНЫЕ СКУТТЕРАДИТОВ $AFe_4Sb_{12}$ ( $A = La, Ca, Na$ ): ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ЯКР, ЯМР

Охотников К.С.

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

Скуттерадиты образуют широкий класс веществ с перспективными термоэлектрическими свойствами. Для  $LaFe_4Sb_{12}$  и  $CaFe_4Sb_{12}$  в ходе проведенных исследований было обнаружено расщепление линии ЯКР спектра сурьмы (кроме основной линии наблюдаются 5 сателлитов) и две линии La на ЯМР спектре (для  $LaFe_4Sb_{12}$ ). Для  $NaFe_4Sb_{12}$  ничего подобного не наблюдалось. Для объяснения механизма расщепления линий были проведены расчеты методом линейаризованных присоединенных плоских волн (LAPW) с помощью программы Wien2k. Сравнивались результаты, полученные методом расчета с ЯКР спектром сурьмы. Наиболее вероятным объяснением особенностей спектров является возможность смещения части гостевых (La, Ca) атомов вдоль направления  $\{0,0,1\}$  на  $\sim 0.1$  А.

Расчеты показали следующее: (i) При смещении La из центральной позиции на 0.1 А вся квадрупольная структура La укладывается в полосу 14 кГц, что делает невозможным её детектирование. (ii) Энергия кристаллической решетки при смещении La по направлению (0,0,1) изменяется слабо (в отличие от движения по другим направлениям). (iii) Число сателлитов на ЯКР спектре совпадает с числом неэквивалентных атомов сурьмы в кристаллической группе  $Imm2$ . (iv) По сопоставлению данных расчетов и ЯКР вычислен сдвиг La, составляющий  $\sim 0.1$  А, что согласуется с рентгеновскими данными (большой коэффициент теплового размытия для La).

Применение микроскопических методов ЯМР и ЯКР совместно с *ab-initio* квантовыми расчетами впервые показало возможность статического смещения гостевого атома из центральной позиции вдоль кубической оси  $\{0,0,1\}$  в заполненном скуттерадите  $LaFe_4Sb_{12}$ .

УДК 539.21:547.31

## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ $A^{IV}$

Катаева Е.А., Гусева М.Б., Божко А.Д.

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

На протяжении последних двух десятилетий наблюдается неизменный интерес к исследованиям свойств различных углеродных материалов. Пленки аморфного углерода обладают привлекательными физическими свойствами, такими как высокая твердость, низкий коэффициент трения, химическая инертность, высокая теплопроводность, что делает их перспективными материалами для практического использования. Высокое удельное сопротивление и низкая температура осаждения являются основани-

ем для оценки возможностей их применения в микроэлектронике в качестве маскирующего и подзатворного диэлектрика.

Кроме того, пленки аморфного углерода могут служить удобными модельными объектами для изучения механизмов электронного переноса в сильно неупорядоченных средах, величиной беспорядка статического потенциала в которых можно эффективно управлять изменением условий осаждения – энергии и температуры подложки в зоне роста пленки

Работа посвящена исследованию эволюции механизмов электронного переноса в широком диапазоне температур и электрических полей в пленках аморфного углерода, содержащих кремний и кислород, при изменении энергии осаждения.

Гидрогенизированные аморфные углеродные пленки, содержащие кремний и кислород, выращивались методом разложения паров сложного кремний-органического соединения – полиметилфенилсилоксана  $[(\text{CH}_3)_3\text{Si}(\text{CH}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{SiO})_3\text{Si}(\text{CH}_3)_3]$ , в плазме стимулированного разряда постоянного тока (ток плазмы 1–4 А, напряжение 150 В). На подложкодержатель подавался ВЧ-потенциал частотой 1.76 МГц, амплитудой до 5 кВ. Величиной возникающего при этом отрицательного потенциала смещения  $V_{sb}$  можно было управлять меняя амплитуду ВЧ-потенциала и, тем самым, изменять энергию осаждения пленок, которая прямо пропорциональна  $V_{sb}$ . Пленки аморфного углерода выращивались при энергиях осаждения, соответствующих изменению потенциала смещения в интервале от -100 В до -1400 В.

Исследования температурных зависимостей электропроводности  $\sigma(T)$  проводились двухконтактным методом в конденсаторной геометрии, в диапазоне температур от 400 до 77 К в широком интервале внешних электрических полей - до  $7 \cdot 10^5$  В/см. В качестве вспомогательных проводились измерения частотных зависимостей проводимости при комнатной температуре в интервале частот 20 Гц – 1 МГц.

Показано, что в слабых электрических полях величиной до  $5 \cdot 10^4$  В/см, в линейной области вольт-амперных характеристик, наиболее вероятным механизмом переноса заряда в диапазоне температур  $77 \div 400$  К является прыжковая проводимость вблизи «транспортного» уровня энергии в зоне экспоненциально распределенных локализованных состояний [1]. Произведенная в рамках этой модели оценка плотности состояний на уровне Ферми  $g(E_F)$  приводит к значениям в интервале от  $1 \cdot 10^{18}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup> до  $2 \cdot 10^{19}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup> в исследуемом диапазоне изменения энергии осаждения. При увеличении энергии осаждения  $g(E_F)$  возрастает, однако, при величине потенциала смещения -400 В на зависимости  $g(E_F)$  от потенциала смещения наблюдается максимум, обусловленный, по-видимому, появлением гауссова пика на зависимости плотности состояний от энергии [2]. Присутствие такого гауссова пика может объясняться сложным характером продуктов диссоциации паров исходного углеродно-кремниевого полимера как в плазме разряда так и на поверхности растущей пленки.

Заметное ослабление температурной зависимости проводимости при увеличении тянущего электрического поля за пределы омической области связывается с усилением влияния электрического поля на прыжковый токоперенос. При дальнейшем увеличении электрического поля, в области температур 150–400 К преобладающим является процесс термостимулированного туннелирования электронов на порог подвижности [3], сменяющийся в области более низких температурах прямым туннелированием в зону проводимости [4].

#### Литература

1. Grünewald M., Thomas P. Phys. Stat. Sol. (b) 94, 125 (1979)
2. Bozhko A., Shupegin M., Takagi T. Diamond Rel. Mater. 11, 1753 (2002)
3. Godet C., Kumar S., Chu V. Phil. Mag. 83, 3351 (2003)
4. Vincent G., Chantre A., Bois D. J. Appl. Phys 50, 5484 (1979)



## МОРФОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В АБРИКОСОВСКИХ СТРУКТУРАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ 2-ГО РОДА

Смирнов А.С.

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

При внесении сверхпроводника 2го рода в магнитное поле происходит частичное проникновение магнитного потока внутрь. Радиус нитей, пронизывающих образец, чрезвычайно мал - порядка размера куперовской пары. Магнитный поток не только заключен внутри этих нитей, но и захватывает тонкий слой сверхпроводника в некоторой окрестности [1]. Вокруг каждой такой нити образуются кольцевые мейснеровские токи. Они получили название "абрикосовские вихри" [2]. Магнитный поток квантован: в каждой нити содержится один квант магнитного поля  $\Phi_0 = 2,068 \cdot 10^{-15}$  Вб. Чем сильнее магнитное поле, тем больше вихрей возникает в сверхпроводнике. Абрикосовские вихри не математическая модель, созданная для удобства расчетов, а реальное образование, которое можно увидеть. Для этого торец сверхпроводящего образца припудривают порошком ферромагнетика. Его частицы собираются там, где есть магнитное поле, то есть в точках выхода вихрей.

В зависимости от температуры, магнитного поля и структуры ВТСП (в частности, количества дефектов) абрикосовские вихри могут образовывать кристаллические решетки (рис. 1) или располагаться беспорядочно (рис. 2). Процессы образования, перестройки и разрушения таких решеток, т.е. процессы фазовых переходов в системе вихрей, сложны для экспериментального изучения. Автором предлагается простая математическая модель таких процессов для 2D-случая и некоторые методы исследования с использованием этой модели.

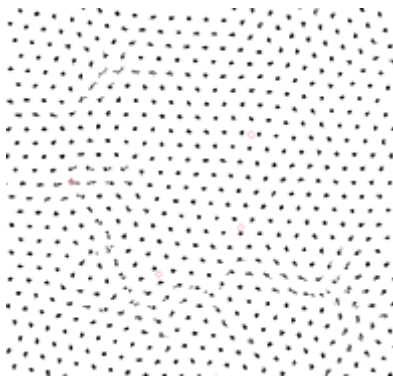


Рис. 1

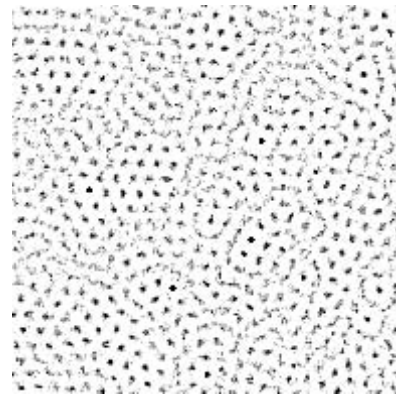


Рис. 2

Существуют актуальные задачи, которые требуют анализа фазовых переходов и фазовых диаграмм. Другими словами, для более детального исследования процесса плавления абрикосовской решетки необходимо знать, какая доля объема фазы уже находится в состоянии вихревого стекла (аморфное состояние), а какая в кристаллизованном (треугольная абрикосовская решетка). Также в процессе фазового перехода абрикосовская решетка – вихревое стекло наблюдаются ряд промежуточных состояний, которые необходимо учитывать.

Автор статьи предлагает морфологический метод исследования процесса плавления абрикосовской структуры. Суть метода заключается в автоматическом опознава-

нии видов фаз на изображении плотности вихрей, полученном при математическом моделировании. Выделяются области изображения, на которой вихри имеют кристаллическую структуру.

Задача ставится как задача поиска фрагмента изображения заданной формы. Изображение рассматривается как элемент евклидова пространства функций, заданных на прямоугольной подобласти плоскости (поле зрения). Модель формы изображения задается как множество  $V$  изображений, которые могут быть получены из идеального изображения кристаллической ячейки путем вращения и монотонного преобразования яркости. Фрагмент  $g$  считается изображением кристаллического участка, если расстояние  $\|g - P_f g\|^2$  от предъявляемого фрагмента до множества  $V$  меньше некоторого порога; здесь  $P_f$  - оператор проецирования на  $V$ .

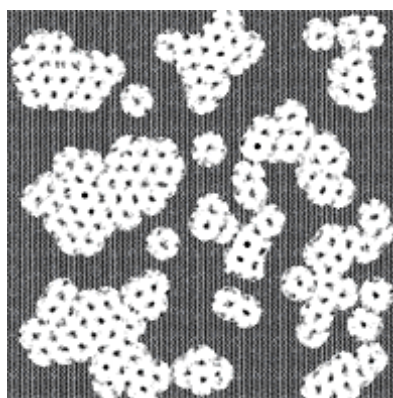


Рис. 3

Ставится задача узнавания объекта по форме его изображения. Форма изображения задается условиями задачи. Так, например, для нахождения в структуре треугольной решетки, шаблоном поиска служит 7 дисков, размер диаметра которых равен «кору» вихря, и расположенных в виде шестиугольной решетки (рис. 3).

Предложенный метод является универсальным, поскольку с помощью него можно не только исследовать картины, полученные при математическом моделировании, но и картины, полученные при экспериментальных исследованиях так называемым методом декорирования.

#### Литература

1. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. *ЖЭТФ*, 1950 г., 20, 1064.
2. Абрикосов А.А., *ЖЭТФ*, 1957, Т. 32 вып 6., 1442.

УДК 538.945

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОДНОФОТОННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

\*Минаева О.В., Корнеев А.А., Дивочий А.В.

*Московский педагогический государственный университет*

В работе проведено исследование однофотонных сверхпроводниковых детекторов видимого и ИК диапазонов длин волн. Были получены зависимости квантовой эффективности (QE) и скорости темновых срабатываний однофотонного детектора от тока смещения при температурах 2К и 4.2К.

Сверхпроводящий однофотонный детектор изготовлен из сверхпроводниковой пленки NbN толщиной 3.5 нм, полученной методом реактивного магнетронного распыления Nb на сапфировую подложку в газовой смеси аргона и азота [1]. Методами элек-

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

тронной литографии и плазмохимического травления формировалась узкая (шириной 100 нм) полоска, изогнутая в виде меандра, покрывающего площадь  $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ .

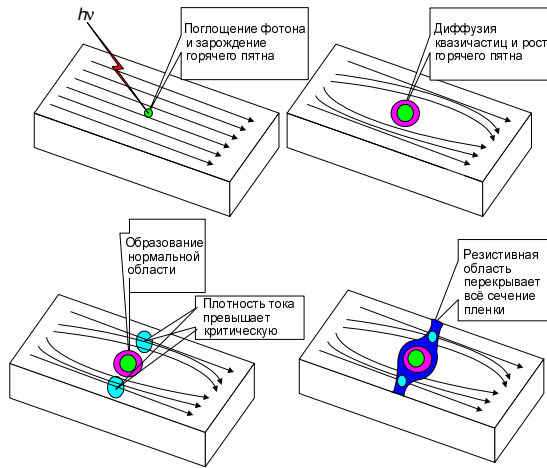


Рис. 1 Модель механизма работы однофотонного сверхпроводящего детектора

Принцип действия детектора основан на переходе в резистивное состояние полоски нитрида ниобия, находящейся в сверхпроводящем состоянии и смещенной током, близким по величине к критическому току распаривания Гинзбурга-Ландау. Квант света, поглощенный сверхпроводником, приводит к разрушению куперовских пар и образованию лавины квазичастиц, число которых определяется энергией поглощенного кванта. Т.о. образуется область, где сверхпроводимость подавлена или разрушена, так называемое «горячее пятно» [2]. Из-за диффузии квазичастиц площадь «горячего пятна» увеличивается, одновременно происходит перераспределение сверхпроводящего тока по сечению сверхпроводника и для достаточно узкой пленки величина плотности тока начинает

превышать критическую (рис.1). Часть полоски переходит в нормальное состояние, что приводит к возникновению электрического сопротивления. Последующая диффузия квазичастиц в подложку и их релаксация приводит к уменьшению горячего пятна, и через некоторое время оно исчезает, сверхпроводимость восстанавливается, и детектор вновь готов к регистрации очередного фотона. Импульс напряжения на детекторе по порядку величины составляет 1 мВ. Длительность импульса напряжения определяется главным образом временем остывания горячего пятна и составляет около 150 пс [3].

В эксперименте исследовалась зависимость QE от тока смещения при температурах  $2 \div 4.2 \text{ К}$ . Исследуемый образец помещался в гелиевый криостат. На образец подавалось электрическое смещение в режиме источника напряжения. Ослабленное излучение светодиода с длиной волны 1.26 мкм поступало на образец через световод. Переход образца в резистивное состояние при поглощении фотона сопровождался импульсом напряжения. Сигнал с образца по высокочастотному тракту подавался через систему усилителей на скоростной осциллограф С7-19 и частотомер ЧЗ-54, включенный в режиме счета импульсов. Для достижения температуры 2К из криостата производилась откачка паров гелия.

Квантовая эффективность (QE) определяется как отношение числа срабатываний детектора к числу падающих на него фотонов за тот же интервал времени:

$$QE = \frac{N_{\text{рег.}}}{N_{\text{пад.}}} , \quad (1)$$

$N_{\text{пад.}}$  определялось по величине мощности падающего излучения, измеренного прибором 2011 NewFocus Inc.

Скорость темнового счета определяется как число срабатываний детектора в единицу времени в отсутствии излучения.

Результаты эксперимента по определению зависимости QE на длине волны 1.26 мкм и скорости темнового счета от тока смещения при различных рабочих температурах представлены на (рис.2). Исследуемые детекторы обнаруживают высокую QE в ИК диапазоне. Понижение температуры приводит к значительному повышению QE. Так, при  $T=4.2 \text{ К}$  квантовая эффективность достигает 15%, а при  $T=2 \text{ К}$   $QE \approx 40\%$ . При приближении к критическому току зависимость квантовой эффективности от тока смеще-

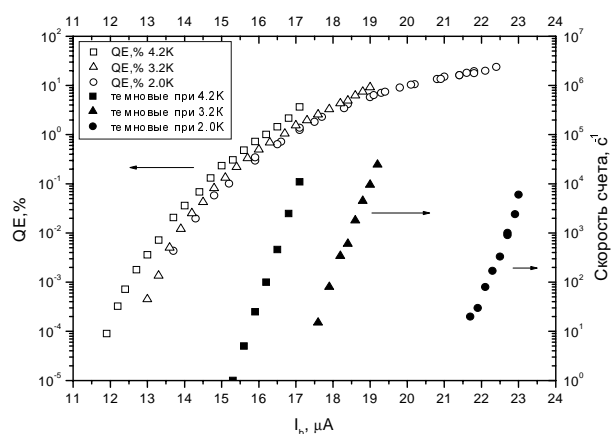


Рис. 2. Зависимость квантовой эффективности (открытые символы) и скорости темнового счета (закрытые символы) от тока смещения при температурах 2К, 3.2К и 4.2К

проводниковых пленках могут быть применены во многих областях, требующих детектирования излучения сверхнизкой интенсивности с высоким временным разрешением, таких как диагностика и тестирование СБИС в электронике, спектроскопия одиночных молекул, анализ излучения квантовых точек в полупроводниковых наноструктурах, а также, для регистрации сверхслабых сигналов в астрономии.

### Литература

1. Gol'tsman G.N., et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond., Vol. 13, No. 2, June 2003, pp. 192-195
2. Goltsman G. et al., Appl. Phys. Lett. 79, 705 (2001);
3. Sobolewski R., et al., Proc. SPIE vol. 5123, pp. 2-12 (2003).

УДК 535.232.61

## СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ИНФРАКРАСНОГО СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА

\*Слепнёва С.К., Рубцова И.А.

Московский педагогический государственный университет

Мы представляем результаты измерения абсолютной чувствительности детектора на основе тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктур. Рассматриваемый однофотонный детектор является широкополосным приемником, работающем в видимом и инфракрасном диапазоне длин волн (0,5-5,6 мкм). Благодаря оптимальным характеристикам (высокая чувствительность, пикосекундное время срабатывания, низкий уровень темновых срабатываний), данный детектор превосходит полупроводниковые аналоги и уже успешно применяется для неразрушающего контроля работы микросхем.

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

Детектор представляет собой узкую (150 нм) полосу тонкой (3,5 нм) сверхпроводящей пленки NbN, выполненной в форме меандра (10×10 или 20×20 мкм<sup>2</sup>). Сверхпроводящая пленка NbN, применяемая для изготовления детектора, наносится на сапфировую подложку методом реактивного магнетронного распыления в газовой смеси аргона и азота. В процессе нанесения подложка нагревается до 8000С, вследствие чего происходит эпитаксиальный рост пленки. Параметры пленки: поверхностное сопротивление: 400-500 Ом, критическая температура: T<sub>c</sub>=10-11 К, ширина сверхпроводящего перехода: ΔT<sub>c</sub> ~ 0.3 К. Топология активного элемента детектора формируется методом прямой электронной литографии и реактивного ионного травления. Для оптимальной работы детектора существенно, чтобы полоска сверхпроводника была однородной.

Принцип действия детектора основан на эффекте электронного разогрева в ультратонких плёнках сверхпроводников и образовании нормальной области (горячего пятна) при поглощении фотона [1]. Детектор находится при температуре гораздо ниже критической и смещается постоянным током, близким к току распаривания Гинзбурга - Ландау. Поглощение оптического кванта, обладающего достаточной энергией, приводит к распариванию куперовских пар и образованию лавины квазичастиц - зарождается горячее пятно, за счет диффузии квазичастиц происходит перераспределение энергии в электронной подсистеме. Горячее пятно растёт, что вызывает увеличение плотности транспортного сверхпроводящего тока в сечении пленки. Когда значение плотности тока превышает критическое ( $j_c = 6 \cdot 7 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 4,2 К), сверхпроводимость в сечении тонкой пленки разрушается - возникает импульс напряжения (1 мВ), который регистрируется схемой съема сигнала.

Характеристикой чувствительности детектора является квантовая эффективность (QE), равная отношению числа фотонов, зарегистрированных за время τ, к числу фотонов, падающих на детектор за то же время. Ранее проведенные исследования спектральной зависимости QE детектора показали [2, 3], что в доступном для измерений диапазоне длин волн (0,9-5 мкм) чувствительность детектора экспоненциально падает с увеличением длины волны λ падающего излучения. Данная зависимость может быть представлена выражением  $QE = A \cdot \exp(-b \cdot \lambda) \cdot 100\%$  (при фиксированном значении рабочей температуры и тока смещения), где **b**- численный коэффициент, определяемый из спектральных измерений, а **A**-коэффициент, зависящий от абсолютной мощности источника излучения.

Для определения **b** необходимо получить зависимость чувствительности детектора от длины волны излучения. Источником монохроматического излучения являлся инфракрасный спектрометр (ИКС - диапазон длин волн 0,8-24 мкм). Исследуемый образец находился в криостате при температуре жидкого гелия (4,2К) и смещался по постоянному току с помощью источника. Сигнал с образца по высокочастотному тракту подавался на систему СВЧ усилителей и регистрировался скоростным осциллографом и частотомером, работающим в режиме счета импульсов. Излучение ИКС подводилось к детектору в свободном пространстве и фокусировалось системой зеркал. Для экранировки паразитного комнатного излучения применялись сапфировое (в диапазоне 0.6-3 мкм) или кремниевое (1.2-5.6 мкм) входные окна криостата, а также холодные сапфировый или кремниевый фильтры внутри криостата. Однофотонный режим детектирования наблюдался в диапазоне длин волн от 0.56 мкм до 5.6 мкм.

Для определения коэффициента **A** необходимо знать мощность источника излучения. Абсолютно черное тело (АЧТ) является источником с известным значением плотности излучения, таким образом, результаты измерения QE с использованием АЧТ в качестве источника позволяют определить множитель **A** и, следовательно, абсолютное значение квантовой эффективности детектора.

При использовании АЧТ в качестве источника, образец помещался в транспортный сосуд Дьюара и излучение подводилось к образцу по трубе с поглощающими

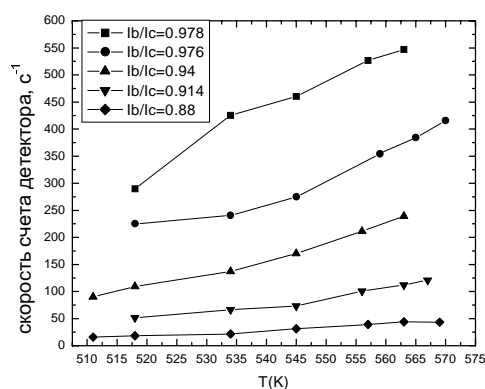


Рис. 1. Зависимость числа отсчетов детектора от температуры АЧТ при различных токах смещения детектора  $I_b$ , значение критического тока:  $I_c=17,3\text{мкА}$

данном диапазоне длин волн проводилось впервые (рис.1). Используя полученные значения квантовой эффективности детектора можно провести калибровку значений квантовой эффективности, полученные при использовании других источников излучения (рис. 2).

Проведение данного исследования является актуальным, поскольку позволяет получить абсолютные значения квантовой эффективности детектора для определенной волны излучения, определить пороговый минимум энергии кванта излучения, который еще может быть зарегистрирован, что позволило бы уточнить физические принципы работы детектора и расширить область его применения.

### Литература

1. Semenov A. et al., Supercond. Sci.Technol., 15, R1 (2002);
2. Verevkin A. et al., Journal of Modern Optics, vol. 51, No 9-10, 1447-14458 (2004)
3. Korneev A. et al., Appl.Phys.Lett., vol. 84, No 26 (2004)

УДК 538.945

## ИЗМЕНЕНИЕ СТЕПЕНИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЗАРОДЫША СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЫ В МНОГОСЛОЙНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ РАЗНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ильина Е.А.

Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники

Одной из фундаментальных величин, характеризующих сверхпроводящее состояние, является верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$ . Измеряя угловые зависимо-

стенками для снижения потерь при отражении. Диапазон температур АЧТ варьировался от 500 до 590К, максимальная плотность спектрального распределения энергии в этом случае приходилась на интервал длин волн от 4,9 до 5,8 мкм. Коэффициент  $A$  определялся из сравнения экспериментальной и теоретической кривых зависимости чувствительности детектора от температуры АЧТ. Измерение откликов детектора в

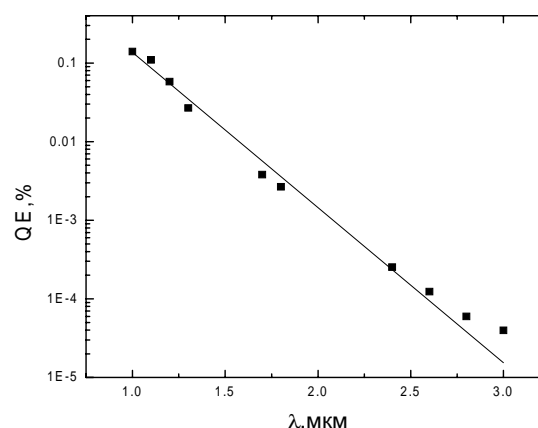


Рис. 2. Зависимость чувствительности детектора (QE) от длины волны. Значения, полученные с помощью ИКС (черные символы), калиброванные на значения, полученные с помощью АЧТ (прямая линия)

сти  $H_{c2}(\Theta)$  ( $\Theta$  - угол между вектором внешнего магнитного поля и плоскостью образца), можно более детально исследовать влияние эффективной размерности сверхпроводящей фазы на термодинамические характеристики сверхпроводника.

Для исследования были взяты образцы многослойной структуры Nb/Pd (количество бислоев равнялось 10). Были измерены угловые зависимости  $H_{c2}(\Theta)$  в температурном диапазоне от 1.8 К до  $T^*$ , где  $T^*$  - температура размерного кроссовера.

Получено, что при изменении  $\Theta$  от 0 до некоего  $\Theta^*$  зародыш сверхпроводящей фазы локализован в одном периоде многослойной S/N структуры. Образец можно рассматривать как двумерный. При  $\Theta > \Theta^*$  перпендикулярная составляющая магнитного поля оказывает влияние на степень локализации параметра порядка, "размывая" его по нескольким периодам многослойной структуры. В этом случае образец уже нельзя рассматривать как двумерный. Таким образом, в диапазоне углов  $\Theta < \Theta^*$  образец сводится к простой бислоевой S/N структуре, которая имеет меньшую критическую температуру по сравнению с многослойной 3D структурой, у которой суммарная толщина S слоёв много больше. Вследствие этого перпендикулярное критическое магнитное поле будет меньше.

Установлено, что угол  $\Theta^*$  является монотонной функцией температуры. С ростом  $T$  он снижается от  $\approx 25^\circ$  при 2К до  $\approx 5^\circ$  при  $T^*$ . Это уменьшение  $\Theta^*$  с ростом температуры находит своё объяснение в рамках предложенной модели. С ростом температуры величина  $\xi$  растёт, что снижает степень локализации зародыша сверхпроводящей фазы в параллельном магнитном поле и способствует его делокализации при меньших  $\Theta^*(T)$ .

Таким образом, в отличие от однородных анизотропных сверхпроводников, которые проявляют либо двумерный, либо трёхмерный характер на всей зависимости  $H_{c2}(\Theta)$ , многослойные S/N структуры имеют участок  $(0, \Theta^*(T))$  2D-поведения и участок  $(\Theta^*(T), \pi/2)$  3D-поведения. Данное изменение размерности в зависимости от угла  $\Theta$  вызвано изменением степени локализации зародыша сверхпроводящей фазы.

УДК 537.525

## СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ПЛАЗМЫ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ОСАЖДЕНИИ ПЛЕНОК Y-Ba-Cu-O

Филимонова С.В., Пляка П.С.

*Ростовский государственный университет, НИИ физики, совместный  
ЮНЦ РАН – НИИ физики РГУ – ИОФРАН центр «Физики и технологии  
электрически активных сред»*

Актуальность работы определяется необходимостью поиска новых активных сред микроэлектроники, предназначенных для создания высокоскоростных систем передачи, приема, сбора и обработки информации. В настоящее время успешное решение данной проблемы связывают с созданием нового поколения устройств функциональной микроэлектроники на основе многокомпонентных оксидов, таких как высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) и нелинейные диэлектрики (сегнетоэлектрики). Создание многослойных гетероструктур на основе этих материалов позволит использовать как способность сверхпроводника обеспечивать распространение СВЧ-сигнала с мини-



мальными потерями, так и существенную зависимость диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика от приложенного внешнего электрического поля.

Исследования пленок Y-Ba-Cu-O проводились в емкостном высокочастотном (ВЧ) разряде в кислороде на подложке из MgO. В ряде работ показано [1, 2], что емкостной ВЧ разряд обеспечивает получение пленок из Y-Ba-Cu-O с максимальным структурным совершенством. В качестве бесконтактного метода исследования процесса роста пленок был взят оптический способ.

В данном докладе приводятся результаты исследований спектрального состава плазмы. Спектр записывался в разных сечениях разряда в зазоре «мишень-подложка» в диапазоне 3000–6000 Å с разрешением в 1 Å. При исследовании спектра установлено, что среди линий кислорода наибольшей интенсивностью обладают линии, принадлежащие возбужденным ионам кислорода. Дано объяснение данному факту. В тоже время, очень интенсивным свечением обладали линии Cu, Ba<sup>+</sup>. Наряду с этим в спектре отсутствовали линии, принадлежащие Y. Проведен анализ возможных причин этого эффекта. С большой вероятностью можно предположить, что Y в газовой фазе находится в связанном состоянии на уровне, превышающем молекулярное соединение, т.е. как минимум в кластерном. Энергии пучковых электронов для таких частиц уже недостаточно, чтобы вызвать их диссоциацию, и эмиссионные линии не наблюдаются. Таким образом, показано, что анализ спектрального состава плазмы при осаждении пленок Y-Ba-Cu-O в емкостном высокочастотном разряде может являться эффективным методом исследования механизмов роста пленок в режиме *in situ*.

#### Литература

1. Мухортов В.М., Головки Ю.И., Толмачёв Г.Н., Мащенко А.И. Гетероэпитаксиальный рост пленок сложного оксида из самоорганизованной системы, образующейся в плазме газового разряда // ЖТФ, 1999, т. 69, № 12, с. 87-91.
2. Мухортов В.М., Головки Ю.И., Толмачёв Г.Н., Мащенко А.И. Механизм высокочастотного распыления сложных оксидов // ЖТФ, 1998, т. 68, № 9, с. 99-103.

УДК 538.945

## СВОЙСТВА AJ-ВИХРЕЙ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Айнбиндер Р.М., Максимова Г.М.

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

Свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и характер токопереноса в них сильно изменяются в соответствии с их структурными дефектами. Из-за малой длины когерентности кристаллические дефекты существенным образом влияют на вихревую структуру. Так, в керамических образцах, являющихся неупорядоченной системой гранул, связанных слабым джозефсоновским взаимодействием, эта вихревая структура представлена двумя типами вихрей: внутригранульными абрикосовскими вихрями и джозефсоновскими, локализованными на границах зерен. Вследствие своего большого размера джозефсоновские вихри слабо пиннингуются, что приводит к эффективному уменьшению критического тока. Вместе с тем в ВТСП-материалах существуют планарные дефекты (двойниковые границы в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>, низкоугловые границы зерен и т.д.) с высокой плотностью критического тока. Наличие таких дефектов приводит к сильной деформации кора абрикосовского вихря [1,



2], который превращается в так называемый АЈ-вихрь с сильно анизотропным джозефсоновским кором. Для описания таких вихрей, их движения в джозефсоновских контактах и взаимодействия вихрей с планарными дефектами были получены уравнения нелокальной электродинамики. При этом рассматривались планарные дефекты между изотропными сверхпроводниками. Между тем ВТСП-материалы обладают сильной анизотропией. Поэтому рассмотрение планарных контактов между анизотропными сверхпроводниками представляет значительный интерес. В нашей работе рассмотрен плоский джозефсоновский контакт, разделяющий соосные анизотропные сверхпроводники, и обобщены уравнения нелокальной электродинамики на этот случай. Описана структура изолированного вихря произвольной ориентации (по отношению к кристаллографическим осям). Показано, что характерный размер АЈ-вихря зависит от коэффициента анизотропии и угла, образованного вихрем и осью  $c$ . Нами были найдены распределения магнитного поля и плотности тока, создаваемого уединенным АЈ-вихрем вблизи контакта. Найдено первое критическое поле, при котором образование таких вихрей становится энергетически выгодным. Обсуждаются угловые характеристики найденных выражений и их зависимость от степени анизотропии. В данной работе было также рассмотрено взаимодействие абрикосовского вихря с планарным дефектом, играющим роль центра пиннинга и рассчитана угловая зависимость поперечной составляющей силы пиннинга.

#### Литература

1. Gurevich A., Phys.Rev.B., 46, 3187 (1992).
2. Gurevich A., Cooley L.D., Phys.Rev.B., 50, 13563 (1994).

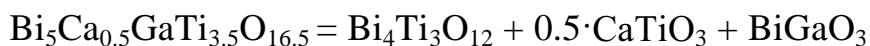
УДК 539.26:537.226

## СТРУКТУРА И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ ФАЗ АУРИВИЛЛИУСА

Дранников Д.С.

*Ростовский государственный университет*

Синтезированы новые поликристаллические висмутсодержащие слоистые перовскитоподобные оксиды (фазы Ауривиллиуса (ФА)  $-\text{Bi}_2\text{O}_2\text{A}_{m-1}\text{B}_m\text{O}_{3m+1}$ ,  $m=1-5$ ):  $\text{Bi}_4\text{Pb}_{1.5}\text{Ti}_{4.5}\text{O}_{16.5}$  и  $\text{Bi}_5\text{Ca}_{0.5}\text{GaTi}_{3.5}\text{O}_{16.5}$  ( $m=4.5$ ), которые являются перспективными высокотемпературными сегнетоэлектриками. Выбор элементных составов новых ФА производился комбинаторным методом [1], заключающимся в представлении этих составов в виде линейной комбинации составов некоторых простейших базовых ФА и фаз со структурой перовскита (ОСП). Процедура поиска новых составов ФА сводится, в таком случае, к подбору коэффициентов в линейных комбинациях базовых ФА и ОСП таким образом, чтобы реализовывался формульный состав ФА. Элементные составы исследованных соединений можно представить в виде следующих линейных комбинаций:



Полученные соединения являются первыми представителями ФА с  $m=4.5$ .

На основе данных порошковой рентгеновской дифракции, определены параметры и сингония элементарных ячеек полученных соединений. Элементарные ячейки обоих соединений имеют орторомбическую сингонию и пространственную группу  $Cmm2 - D_{2v}^{11}$  (35). Параметры элементарных ячеек имеют значения  $a = 5.4434(1) \text{ \AA}$ ;  $b = 5.4506(1) \text{ \AA}$ ;  $c = 45.527(2) \text{ \AA}$  для  $Bi_4Pb_{1.5}Ti_{4.5}O_{16.5}$  и  $a = 5.3868(7) \text{ \AA}$ ;  $b = 5.4185(8) \text{ \AA}$ ;  $c = 45.267(5) \text{ \AA}$  для  $Bi_5Ca_{0.5}GaTi_{3.5}O_{16.5}$ .

Зависимости диэлектрической проницаемости ( $\epsilon'$ ) от температуры (Т) в частотном интервале 1-50 кГц представлены на рисунке. Такой вид  $\epsilon'(T)$  характерен для ФА с полувещным  $m$ , например, для  $CaBi_8Ti_7O_{27}$  ( $m=3.5$ ) [2] и  $Bi_7Ti_4NbO_{21}$  ( $m=2.5$ ) [3]. Для соединения  $Bi_5Ca_{0.5}GaTi_{3.5}O_{16.5}$  широкий низкотемпературный наплыв локализован в области  $T_1=730-750\text{K}$ , а высокотемпературный максимум имеет значение-  $T_2=805\text{K}$ , и для  $Bi_4Pb_{1.5}Ti_{4.5}O_{16.5}$   $T_1=670-690\text{K}$  и  $T_2=844\text{K}$ , соответственно. Исследования при комнатной температуре поляризации  $P$  от величины приложенного поля  $E$  показали наличие петель гистерезиса  $P(E)$ , что, вместе с высокими значениями  $\epsilon'$ , указывает на сегнетоэлектрическое состояние этих соединений.

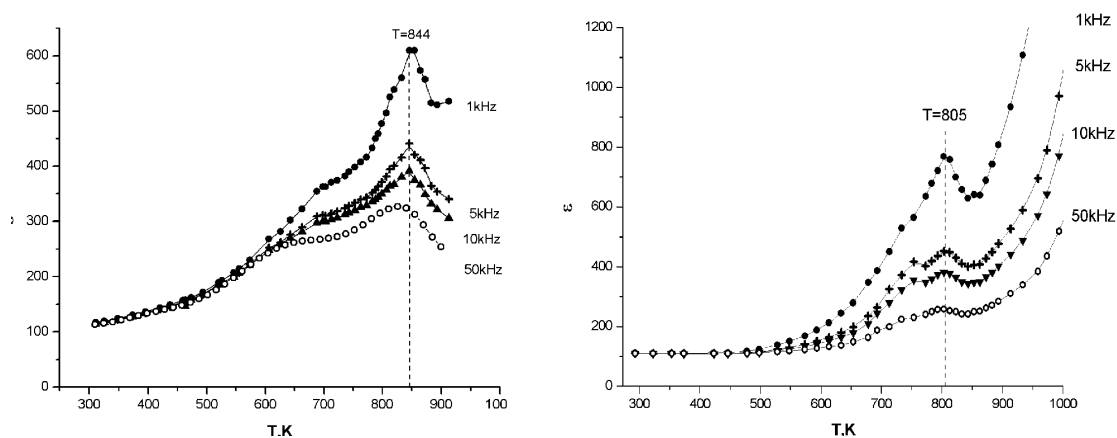


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для соединений  $Bi_4Pb_{1.5}Ti_{4.5}O_{16.5}$  и  $Bi_5Ca_{0.5}GaTi_{3.5}O_{16.5}$

Значения  $T_2$ , таким образом, соответствуют температурам Кюри  $T_C$  в этих соединениях, т.е. температурам структурного фазового перехода сегнетоэлектрик-параэлектрик. Происхождение низкотемпературных особенностей на  $\epsilon'(T)$  может быть обусловлено фазовым переходом сегнетоэлектрик I-сегнетоэлектрик II [2].

### Литература

1. Шуваев А.Т., Власенко В.Г., Гегузина Г.А., Шилкина Л.А. "Поиск новых фаз Ауривиллиуса комбинаторным методом" // Электр. журн. "Исследовано в России", 2003, 55, С. 654-663.
2. Maalal R., Manier M., Mercurio J.P. "Dielectric properties of the mixed Aurivillius phases  $M^{II}Bi_8Ti_7O_{27}$  ( $M^{II} = Ca, Sr, Ba$  and  $Pb$ )" // Journ. Europ. Ceram. Soc., 1995, V.15, P.1135-1140.
3. Kikuchi T., Watanabe A., Uchida K. "A family of mixed-layer type bismuth compounds" // Mat. Res. Bull., 1977, V.12, P.299-304.

## ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ОСАЖДЕНИЯ A-Si:H НА ЛОКАЛЬНУЮ ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Панков К.Н.

*Воронежский государственный университет*

Методом ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии (УМРЭС) проведено исследование влияния состава газовой смеси при осаждения a-Si:H в тлеющем разряде на характер формируемой структурной сетки. Исследовались образцы полученные при разном относительном содержании SiH<sub>4</sub> в газовой фазе, в качестве газа – разбавителя использовались H<sub>2</sub> и He. Температура подложки составляла 270-280°C.

Методом УМРЭС была получена информация об энергетическом распределении валентных состояний, а также локализованных состояний в области «хвоста» валентной зоны этих плёнок. С этой целью для плёнок a-Si:H на рентгеновском спектрометре-монохроматоре РСМ-500 были получены Si L<sub>2,3</sub>-спектры, отражающие распределение Si L<sub>2,3</sub>-состояний в валентной зоне, а также локализованных состояний в хвосте валентной зоны. Обнаружено, что увеличение содержания SiH<sub>4</sub> в газовой смеси с 20% до 25% с одновременной заменой H<sub>2</sub> на He приводит к уменьшению плотности состояний в верхней части валентной зоны в области E<sub>v</sub>-E=1-6 эВ.

Этот результат свидетельствует в пользу некоторого упорядочения структурной сетки. Об этом свидетельствует и уменьшение плотности локализованных состояний в области хвоста валентной зоны E-E<sub>v</sub> ≥ 0. (Положение потолка валентной зоны E<sub>v</sub> в шкале энергий относительно основного Si 2p – уровня определяется экстраполяцией резкого спада плотности валентных состояний). При этом возможно появление в плёнке областей с различной степенью упорядоченности, что заметно проявляется на распределении плотностей как валентных, так и локализованных состояний.

УДК 537.525

## СООТНОШЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ИОННЫХ ЛИНИЙ КИСЛОРОДА ПРИ НАПЫЛЕНИИ ПЛЕНОК СЛОЖНЫХ ОКСИДОВ

Пляка П.С., Филимонова С.В.

*Ростовский Государственный Университет, НИИ физики, совместный  
ЮНЦ РАН – НИИ физики РГУ – ИОФРАН центр «Физики и технологии  
электрически активных сред»*

При разработке технологии получения пленок сложных оксидов (высокотемпературных сверхпроводников и сегнетоэлектриков), требуется нахождение параметров, которые позволяли бы контролировать параметры технологического процесса в режиме *in situ*. В ряде работ [1, 2] было показано, что наиболее эффективным способом является контроль оптических характеристик плазмы и нахождение при этом параметров, которые связаны с качеством получаемых пленок. В настоящем докладе приведены результаты по развитию данного подхода.

Исследования проводились в емкостном высокочастотном разряде в кислороде при напылении пленок Y-Ba-Cu-O. Разряд зажигался между плоским ВЧ электродом и

заземленной металлической цилиндрической камерой, служащей вторым электродом. При такой асимметрии электродов разряд возникал лишь у ВЧ электрода. Излучение разряда через кварцевое окно направлялось в систему оптических щелей и монохроматор, которые перемещались вдоль оси разряда. Система оптических щелей позволяла исследовать узкую область разряда, параллельную поверхности катода. Интенсивность эмиссионных линий после фотоэлектрического умножителя через аналогово-цифровой преобразователь вводилась в компьютер.

Параллельно мишени (Y-Ba-Cu-O), приклеиваемой с внутренней стороны ВЧ электрода, в разряд помещалась диэлектрическая подложка из MgO. Спектр записывался в разных сечениях разряда в зазоре «мишень-подложка» в диапазоне 3000–6000 Å с разрешением в 1 Å. При исследовании спектра установлено, что среди ионных линий кислорода есть несколько линий, соотношение которых связано с качеством получаемых пленок. Проведены исследования, связывающие соотношения этих линий с качеством напыляемых Y-Ba-Cu-O пленок. Показано, что анализ соотношения ряда спектральных линий плазмы при напылении пленок Y-Ba-Cu-O в емкостном высокочастотном разряде может являться эффективным методом контроля технологического процесса роста пленок в режиме *in situ*.

#### Литература

1. Мухортов В.М., Толмачёв Г.Н., Машенко А.И. «Влияние внутренних параметров системы ВЧ осаждения на механизм синтеза и кристаллизации пленок Pb(ZrTi)O<sub>3</sub> в процессе их роста» // ЖТФ, 1993, т. 63, № 11, с. 135-142.
2. Мухортов В.М., Головки Ю.И., Толмачёв Г.Н., Машенко А.И. «Механизм высокочастотного распыления сложных оксидов» // ЖТФ, 1998, т. 68, № 9, с. 99-103.

УДК 621.38

## ПЕРКОЛЯЦИОННЫЕ И МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ SI-МДП СТРУКТУРАХ

\*\*Феклисов М.А., Бугаев А.С., Веденеев А.С.

*Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино, Московская обл*

Обсуждаются особенности латерального электронного переноса в разупорядоченных системах типа Si-МДП полевой транзистор (ПТ) с инверсионным *n*- или *p*-каналом. Как главная причина разупорядочения систем рассматриваются *встроенные заряды* в области границы раздела кремний-окисел, обладающие высокой концентрацией. Их присутствием обусловлены эффекты сильного электростатического флуктуационного потенциала (ФП) области границы раздела. В современных ПТ с субмикронной длиной затвора этими зарядами являются ионизированные примеси, концентрация которых достигает  $\sim 10^{12}$ - $10^{13}$  см<sup>-2</sup>, что соответствует амплитуде ФП  $\leq 100$  мэВ, превышающей характерную энергию носителей заряда.

На примере модельных ПТ (длина затвора 5-10 мкм, ширина 50-1000 мкм, толщина затворного изолятора 50–200 нм) проведен анализ экспериментальных зависимостей кондактанса *G* цепи исток-сток от потенциала затвора *V<sub>g</sub>* и продольного напряже-

---

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

ния  $V_d$ , измеренных в области температур 4.2-300 К при фиксированных значениях концентрации встроенных зарядов  $N_t = 10^{11}$ - $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, в нашем случае – заряженных ловушек на интерфейсе Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-SiO<sub>2</sub> (МНОП) или ионов, смещенных к границе Si-SiO<sub>2</sub> (МОП-структуры).

Как показано, в рассматриваемых условиях:

При  $N_t \geq 10^{12}$  см<sup>-2</sup> латеральный электронный перенос приобретает перколяционный характер, что сопровождается исчезновением, например, классического эффекта Холла при конечных значениях проводимости, - ниже/порядка пороговой величины  $\approx 2e^2/h$  и появлением характерных особенностей зависимости  $G$  vs.  $V_g$  и  $V_d$ , как то - область квази-плато на кривых при значениях  $G \approx 2e^2/h$  и N-образное поведение зависимости  $G$  vs.  $V_d$  с минимумом зависимости при модуле  $V_d < 0.1$  В.

Экспериментальные оценки радиуса корреляции  $G$  vs.  $V_g$  перколяционного кластера превышают 10 мкм, т.е. рассматриваемые объекты являются мезоскопическими. Это означает, что электронный перенос преимущественно осуществляется по наиболее низкоомному пути протекания и контролируется самым резистивным участком такого пути – одиночной перевальной областью ФП.

Перевальные области ФП вблизи уровня перколяции представляют собой *точечные квантовые контакты* между макроскопическими ямами хаотического потенциального рельефа, заполненными квази-2D носителями заряда, а свойства этих областей определяют электронные характеристики системы в целом, в частности, - появление характерных квантовых ступеней на зависимостях  $G$  от  $V_g$  при  $G \approx 2e^2/h$ .

Аналогичные эффекты обнаружены нами на примере GaAs-AlGaAs НЕМТ и GaAs-ПТШ с длиной затвора  $\sim 0.5$  мкм при  $T \sim 77$  К.

По экспериментальным зависимостям  $G$  от  $V_g$  и  $V_d$  определены характерные энергетические и пространственные масштабы точечного квантового контакта (седловых областей ФП). Показано соответствие экспериментальных зависимостей  $G$  vs.  $V_g$  результатам теоретических представлений. Обнаружено расхождение (в пределах порядка величины) результатов анализа зависимости  $G$  от  $V_g$  и  $V_d$ . Расхождение связано с модификацией перколяционных путей при изменении поперечного и продольного напряжений. Обсуждаются подходы к анализу характеристик рассматриваемых перколяционных систем по совокупности данных  $G$  vs.  $V_g$ ,  $V_d$ , в частности, независимой оценке радиуса корреляции.

Обсуждаемые результаты демонстрируют наблюдение квантовых эффектов проводимости, присущих нано-размерным системам, на примере типовых представителей современной микроэлектроники и в неординарных условиях: длина затвора ПТ – единицы микрон, температура – 77-300 К.

### Литература

1. Аронзон Б.А., Веденеев А.С., Рыльков В.В. Мезоскопические эффекты в области прыжковой проводимости макроскопических квази-2D объектов. ФТП, 1997, Т. 31. No 6, с. 648-652.
2. Аронзон Б.А., Бакаушин Д.А., Веденеев А.С., Мейлихов Е.З., Рыльков В.В. Квазиодномерный транспорт невырожденных электронов в двумерных системах с флуктуационным потенциалом. Письма в ЖЭТФ, 1997, Т. 66, No 10, с. 633-638.
3. Aronzon B.A., Bakaushin D.A., Davydov A.B., Feklisov M.A., Vedeneev A.S. Quantum conductance of disordered Si-MOS FET structures with inversional p-channel. Proceedings of the International Symposium NANOSTRUCTURES: Physics and Technology, S-Petersburg, 2004.

## ВНУТРЕННИЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА – ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СВИДЕТЕЛЬСТВО В ПОЛЬЗУ КВАЗИДВУМЕРНОГО ТРАНСПОРТА В ДОПИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ Bi-2212

Скипетров А.Е.

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

Метод туннельной спектроскопии ВТСП показал высокую эффективность и позволил получить ценную информацию о физических свойствах этих материалов в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Одним из значительных достижений следует считать обнаружение и исследование в купратных сверхпроводниках внутреннего эффекта Джозефсона (ВЭД) [1-4], который наглядно продемонстрировал 2D характер электронного транспорта в ВТСП.

Исследования ВЭД у ВТСП мезоструктур полностью подтвердили S-I-S-I-модель: 1) при  $T < T_c$  обнаружены многоветвевые вольт-амперные характеристики (ВАХ) мезоструктур при токе в с-направлении [1-4], 2) на ВАХ мезоструктур обнаружены геометрические резонансы Фиске [5], 3) наблюдаются фраунгоферовы осцилляции критического джозефсоновского тока мезоструктур в функции внешнего магнитного поля [6] и 4) при пропускании через ВТСП мезоструктуры тока выше критического  $j_c$  обнаружено микроволновое излучение из мезоструктур [1-3].

В настоящей работе внутренний эффект Джозефсона у допированных монокристаллов Bi-2212 наблюдался на естественных ультратонких ступеньках (с высотой от 1,5 нм до 30 нм), которые всегда присутствуют на поверхности криогенных сколов (техника break junction). Прямые измерения с помощью STM-техники показали, что высота этих ступенек пропорциональна половине элементарной ячейки  $c/2 = 1,5$  нм (плоскость раскола проходит между двумя соседними BiO-плоскостями) [7, 8]. Отметим, что половина элементарной ячейки в с-направлении соответствует одному джозефсоновскому контакту. При перестройке контакта микрометрическим винтом в одном эксперименте можно переходить с одной ступеньки на другую и записывать их ВАХ поочередно ( $\mathbf{j} \parallel \mathbf{c}$ ).

При гелиевой температуре нами обнаружена четко выраженная щелевая структура на ВАХ микроступенек на поверхности криогенных сколов у недодопированных и оптимально допированных Bi-2212(La)-монокристаллов, а также у передопированных Bi-2212-монокристаллов и вискеров. Были исследованы стопки джозефсоновских переходов с числом контактов  $1 \leq n \leq 25$ . Высокое сопротивление стопок ( $R_{n, 4.2K} = 200 \div 1500$  Ом на один контакт) дало возможность расширить диапазон напряжений существенно выше щелевого смещения  $V_{gn}$  без значительного перегрева контактов. Для стопки из  $n$  эквивалентных контактов величина щелевого смещения  $V_{gn}$ , соответствующего резкому росту квазичастичного тока  $\mathbf{j}_{qp} \parallel \mathbf{c}$ , определяется соотношением:  $V_{gn} = (2\Delta/e)n$ . Из экспериментальной зависимости  $V_{gn}(n)$  можно определить щелевой параметр  $\Delta$  с высокой точностью. Для оптимально допированных BSCCO(La) образцов  $\Delta_{4.2K} = (27 \pm 0.5)$  мэВ при  $T_c = 91 \pm 2$  К и  $2\Delta/kT_c = 6.9 \pm 0.5$ . С повышением температуры щелевая структура на стопочных ВАХ достаточно долго сохраняет резкую форму, что позволяет определить температурную зависимость щели  $\Delta(T)$ .

Нами обнаружено, что ВАХ стопочных SIS контактов, построенные в приведенных координатах, хорошо совпадают. Щелевая особенность на ВАХ имеет вид, типичный для “s-симметричного” (изотропного) щелевого параметра. На первый взгляд этот результат трудно совместить с данными фотоэмиссионной спектроскопии, согласно ко-

торым щелевой параметр в **ab**- плоскости сильно анизотропен. Ситуация, однако, меняется в случае присутствия сингулярности ван Хофа на уровне Ферми. В теоретической работе Арсеева, Федорова и Лойко [9] было показано, что протяженная сингулярность ван Хофа существенно усиливает щелевую структуру на ВАХ контактов даже при сильной анизотропии щелевого параметра в **ab** – плоскости, что позволяет описать полученные нами характеристики стопочных Bi-2212 контактов как качественным, так и количественным образом.

#### Литература

1. Kleiner R., Müller P. Phys. Rev. B 49 (1994) 1327.
2. K. Schlenga, R. Kleiner, G. Hechtfisher et al. Phys. Rev. B 57 (1998) 14518-14535.
3. Kleiner R., Müller P. Physica C 293 (1997) 156-167.
4. Yurgens A.A. Supercond. Sci. Technol. 13 (2000) R85-R100
5. Ponomarev Ya.G., Chong Soon Khi, Kim Ki Uk et al. Physica C. 315 (1999) 85-90.
6. Krasnov V.N., Mros N., Yrgens A., Winkler D. Phys. Rev. B. 59 (1999) 8463-8466.
7. Yamashita T., Kim S.-J., Latyshev Y., Nakajima K. Physica C. 335 (2000) 219-225.
8. Kaneko S. et al. Surface Science, 438 (1999) pp. 353-357.
9. Mitchell C.E.J. et al. Surface Science, 433-435 (1999) pp. 728-733.
10. Arseev P.I., Fedorov N.K., Loiko S.O. cond-mat/0304525 v. 1 23 Apr 2003.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ ПЕРЕМЕННЫМ ДЖОЗЕФСОНОВСКИМ ТОКОМ В КОНТАКТАХ НА БАЗЕ ДОПИРОВАННОГО ВИСМУТОВОГО КУПРАТА Bi-2212

Ананов А.А.

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

К настоящему времени предложено большое количество теоретических моделей, в которых явление высокотемпературной сверхпроводимости описывается с помощью фононного механизма спаривания, дополненного учетом сильного кулоновского отталкивания. Одна из таких моделей была недавно предложена Абрикосовым [1-4]. Согласно Абрикосову высокая критическая температура  $T_c$  в ВТСП реализуется благодаря существованию вблизи уровня Ферми протяженной особенности ван Хофа с высокой плотностью состояний. В модели Абрикосова основную роль в спаривании играют оптические фононы с малыми волновыми векторами.

Сильное электрон-фононное взаимодействие в ВТСП было подтверждено исследованиями эффекта возбуждения оптических раман - активных фононов переменным джозефсоновским током в диапазоне частот до 20 ТГц в Bi-2201 -, Bi-2212 - и Bi-2223 - джозефсоновских контактах [5]. Теория, учитывающая взаимодействие со всеми оптическими модами, была развита в работе Максимова, Арсеева и Масловой [6]. Экспериментальные исследования низкочастотных фононных резонансов (Bi -, Sr - и Cu - оптические моды) на ВАХ контактов на микротрещине в Bi-2201(La) монокристаллах показали, что переменный джозефсоновский ток возбуждает оптические фононы не только в SIS – контактах, но и в SNS – контактах, что однозначно подтвердило справедливость модели Максимова, Арсеева и Масловой [6].

В настоящей работе исследовано влияние допирования на резонансную структуру на  $dI/dV$ -характеристиках контактов на микротрещине (break junctions) в образцах

висмутовых купратов. Составляющие структуру резонансы наблюдаются при смещениях  $V$ , удовлетворяющих условию:  $2eV = \hbar\omega_{\text{фон}}$ . У оптимально допированных образцов структура наблюдается в диапазоне энергий  $0 \leq 2eV \leq 85$  мэВ, который охватывает область существования раман – активных оптических фононов в  $\text{Bi-2212}$ .

Было установлено, что структура на ВАХ джозефсоновских контактов на базе  $\text{Bi-2212}$ , связанная с возбуждением оптических фононных мод, наблюдается во всей области существования сверхпроводящей фазы с изменением уровня допирования. Последнее означает, что величина электрон-фононного взаимодействия в  $\text{BSCCO}$  не меняется с допированием существенным образом. В то же время мы не обнаружили в исследованной структуре на ВАХ особенностей, которые можно было бы связать с “магнетонными резонансами”, обнаруженными с помощью рассеяния тепловых нейтронов [7]. Отсюда следует, что электронная подсистема в ВТСП слабо взаимодействует с магнетонными модами, так что спаривание на магнонах в купратах оказывается весьма проблематичным.

Проведенные в настоящей работе исследования внутреннего эффекта Джозефсона в  $\text{BSCCO}$  показали, что генерация неравновесных оптических фононов в некоторых случаях носит синхронизированный характер. Отметим также, что у близких к оптимальному допированию образцов  $\text{Bi-2201(La)}$  обнаружены температурные аномалии у  $2\Delta$  оптической  $\text{Cu}$ -фононной моды при  $T < T_c$ . Возможно, что эти аномалии связаны с перенормировкой спектра оптических фононов с  $k \rightarrow 0$  и с частотами, близкими к  $2\Delta(0)$ .

### Литература

1. Abrikosov A.A. cond-mat/9912394, 21 Dec 1999; A.A. Abrikosov. *Physica C*, 341-348 (2000) 97-102.
2. Abrikosov A.A. *Physica C* 317-318 (1999) 154-174.
3. Abrikosov A.A. *Phys. Rev. B* 55 (1997) 11735-11737.
4. Abrikosov A.A. *Phys. Rev. B* 64 (2001) 104521(1-10).
5. Ponomarev Ya.G., Tsokur E.B., Sudakova M.V., Tchesnokov S.N., Shabalin M.E., Lorenz M.A., Hein M.A., Müller G., Piel H., Aminov B.A. *Sol. State Comm.* 111 (1999) 513-518.
6. Maksimov E.G., Arseev P.I., Maslova N.S. *Sol. State Comm.* 111 (1999) 391-395.
7. Fong H.F., Bourges P., Sidis Y. et al. *Phys. Rev. B* 61 (2000) 14773-14786.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{V}_2$ МЕТОДАМИ ТУННЕЛЬНОЙ И МИКРОКОНТАКТНОЙ (АНДРЕЕВСКОЙ) СПЕКТРОСКОПИИ

Дубень В.В.

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

Открытая несколько лет назад [1] сверхпроводимость в  $\text{MgB}_2$  с относительно высоким значением критической температуры  $T_c = 40$  К продолжает привлекать внимание исследователей. Интерес к  $\text{MgB}_2$  вызван тем обстоятельством, что в нем были обнаружены, как минимум, две сверхпроводящие щели, возникающие на двух различных участках поверхности Ферми. Свойства таких многозонных сверхпроводников изучались во многих теоретических работах после появления пионерских работ [2, 3].



Уже из первых работ [3] было ясно, что многозонность сверхпроводящих щелей должна исчезать в “грязном” пределе. Удивительным свойством многозонной сверхпроводимости в системе  $MgB_2$  является то обстоятельство, что она не исчезает, как это показано в данной работе, при увеличении остаточного сопротивления на два порядка и более. Причиной стабильности многозонной сверхпроводимости в  $MgB_2$  является малость потенциалов рассеяния между  $\sigma$  и  $\pi$ - зонами [4].

Нами были изучены поликристаллические образцы  $Mg_{1-x}Al_xB_2$  с концентрациями  $0,32 \leq x \leq 0,45$  и, соответственно, с критическими температурами  $21,5 \text{ K} \geq T_c \geq 6,5 \text{ K}$ . В качестве экспериментальных методов использованы микроконтактная (андреевская) и туннельная спектроскопии. Оба этих метода реализованы с помощью контактов на микротрещине (break junction) [5].

Следует отметить, что измерение температурных зависимостей щелей  $\Delta_\sigma(T)$  и  $\Delta_\pi(T)$  более предпочтительно с помощью андреевской спектроскопии, так как достаточно резкая субгармоническая щелевая структура наблюдается практически вплоть до критической температуры  $T_c$ . Последнее позволяет оценить локальную критическую температуру  $T_c$  в области микроконтакта.

Нами установлено, что температурные зависимости щелей  $\Delta_\sigma(T)$  и  $\Delta_\pi(T)$  у системы  $Mg_{1-x}Al_xB_2$  отличаются качественным образом. Температурные зависимости  $\Delta_\sigma(T)$  близки к БКШ- типу. В то же время щель  $\Delta_\pi$  ведет себя совершенно иначе. Зависимости  $\Delta_\pi(T)$  в большой степени напоминают соответствующие графики для стандартного эффекта близости между двумя сверхпроводниками с существенно отличающимися значениями  $T_c$  и малой связью между ними. Уменьшение  $\Delta_\sigma(T \rightarrow 0)$  при добавлении Al происходит при очень малом изменении отношения  $2\Delta_\sigma/kT_c$ . Более того, это отношение существенно превосходит значение, характерное для БКШ- предела. В то же время, отношение  $2\Delta_\pi/kT_c$  при  $T_c \rightarrow 0$  стремится к 3,52. Последнее указывает на то, что “собственная” сверхпроводимость  $\pi$ - зон соответствует БКШ- пределу.

В литературе указывалось несколько причин возможного уменьшения  $T_c$  и соответственно щели  $\Delta_\sigma$  при замещении Mg на Al. Это, во-первых, заполнение дырочной  $\sigma$ -зоны дополнительными электронами от алюминия, приводящее к существенному уменьшению плотности электронных состояний и к полному её исчезновению при  $x > 0,5$  [6]. Во-вторых, это возрастание межзонного рассеяния за счет увеличения концентрации примесей [7]. Следует отметить, что мы не наблюдаем предсказанного в этих работах перехода в “грязный” однощелевой предел, где должны совпадать значения обеих щелей  $\Delta_\sigma$  и  $\Delta_\pi$ .

#### Литература

1. Nagamatsu J., Nakagawa N., Muranaka T. et. al., Nature 410, 63 (2001).
2. Suhl H., Mattis B.T., Walker L.R. Phys. Rev. Lett. 3, 552 (1959).
3. Москаленко В.А. ФММ 4, 503 (1959).
4. Mazin I.I., Andersen O.K., Jepsen O. et. al., Phys. Rev. Lett. 89, 107002 (2002).
5. Пономарев Я.Г., Кузьмичев С.А., Кадомцева Н.М. и др., Письма в ЖЭТФ 79, 597 (2004).
6. Castro D. Di, Agrestini S., Campi G. et. al., Europhys. Lett. 58, 278 (2002).
7. Golubov A.A., Mazin I.I. Phys. Rev. B55, 15146 (1997).

**ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА****Председатель подсекции****д.ф.-м.н. Тимошенко Виктор Юрьевич**

УДК: 537.311.322

**ОДНО И ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ  
В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CDSE ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ  
ВОЗБУЖДЕНИЯ**

Косых А.В., Ластовкина М.А., Лясковский В.Л.

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

В спектре пропускания образца, содержащего КТ CdSe/ZnS (рис. 1), обнаружена полоса поглощения в области 2.32 эВ, которая обусловлена переходом  $1s_h^{3/2} \rightarrow 1s_e$  квантовых точек CdSe. Образец представляет собой коллоидные квантовые точки CdSe/ZnS (радиус  $r = 2,7$  нм). Максимум спектра фотолуминесценции образца (рис. 1) сдвинут относительно максимума полосы поглощения на 83 мэВ. Этот сдвиг может быть связан с тем, что в поглощении и излучении используются различные уровни размерного квантования дырок в КТ. В объемных полупроводниках при фотовозбуждении поглощение света может происходить при однофотонном поглощении, при возбуждении свободных носителей, при двухфотонном поглощении, а так же при генерации второй гармоники [1]. Энергия фотона YAG лазера попадает в полосу поглощения КТ, поэтому возможно двухфотонное поглощение первой гармоники с энергией фотона  $\hbar\omega = 1,17$  эВ и однофотонное поглощение второй гармоники  $2\hbar\omega = 2,34$  эВ. При прохождении УКИ излучения лазера основной частоты через образец наблюдалось нелинейное увеличение поглощения импульсов с ростом интенсивности, что, по-

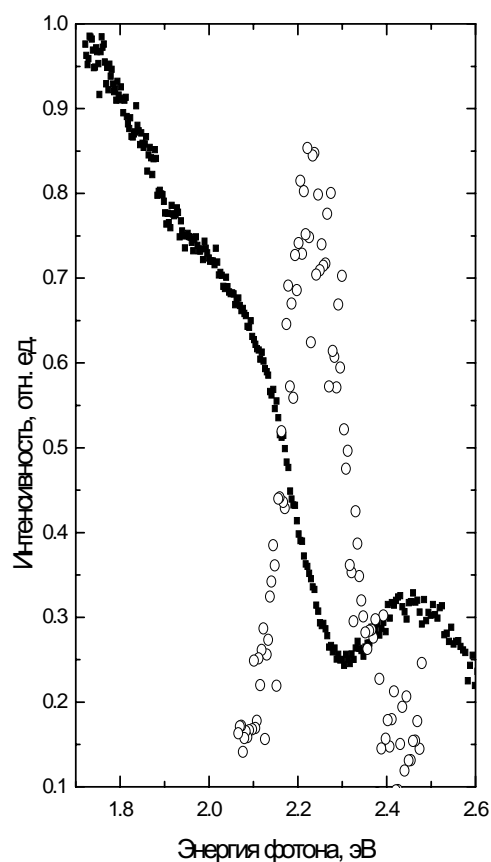


Рис. 1. Спектры пропускания (■) и фотолуминесценции (○) квантовых точек CdSe

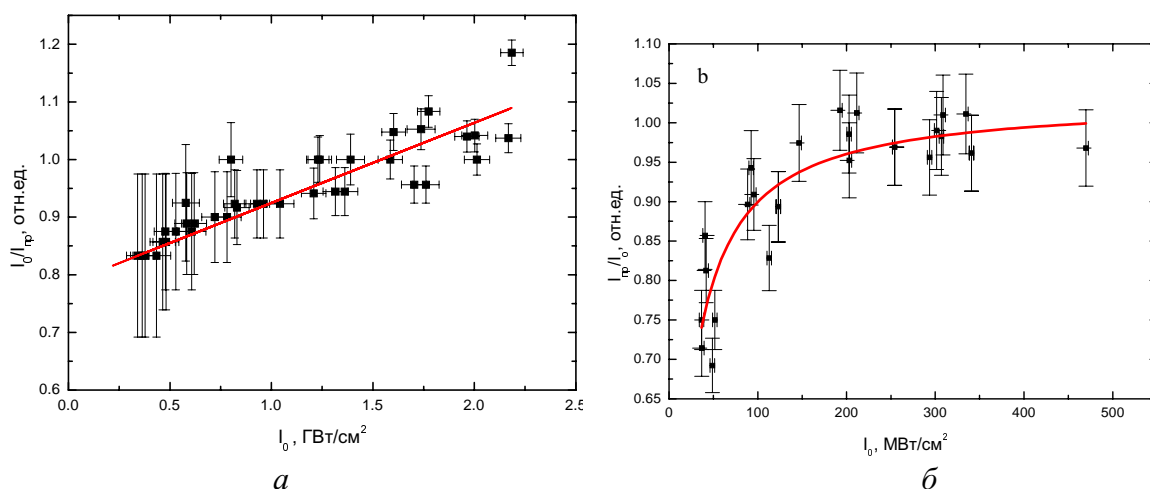


Рис. 2

видимому, обусловлено процессом двухфотонного поглощения. На рис. 2а представлена зависимость отношения падающего излучения к прошедшему от плотности мощности падающего излучения. Эта зависимость может быть аппроксимирована выражением для двухфотонного поглощения:

$$\frac{I_0}{I_{np}} = 1 + \beta z I_0,$$

где  $I_0$  - интенсивность падающего излучения,  $I_{np}$  - интенсивность прошедшего излучения,  $z$  - толщина образца,  $\beta$  - коэффициент двухфотонного поглощения, что для данного образца позволяет определить  $\beta = 0.4$  см/ГВт. Процесс однофотонного поглощения на удвоенной частоте лазера сопровождается уменьшением поглощения с ростом мощности импульсов, обусловленный эффектом заполнения энергетических состояний. На рис. 2б представлены результаты измерений зависимости отношения интенсивности прошедшего излучения к интенсивности падающего излучения от плотности мощности при возбуждении образца второй гармоникой YAG лазера ( $\hbar\omega = 2,32$  эВ). Эту зависимость можно аппроксимировать с помощью модели насыщения:

$$\frac{I_{np}}{I_0} = \exp\left(-\frac{\alpha z}{1 + I_0/I_S}\right),$$

где  $I_0$  - интенсивность падающего излучения,  $I_{np}$  - интенсивность прошедшего излучения,  $z$  - толщина образца,  $\alpha$  - коэффициент однофотонного поглощения,  $I_S$  - параметр насыщения - плотность мощности при которой интенсивность прошедшего излучения меньше в  $\exp(-0.5)$  раз по сравнению с ее значением при линейном росте с увеличением уровня падающего излучения. Для данного образца  $I_S = 1$  МВт/см<sup>2</sup>.

### Литература

1. Арсеньев В.В., Днепровский В.С. и др. ЖЭТФ 1969, т. 5, вып. 3, стр. 760-764

УДК 538.955 (075.8)

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА  
В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ЭПР

\*\*Дёмин В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На протяжении последних лет пористый кремний (por-Si) привлекает повышенное внимание исследователей в связи с перспективами его использования в микроэлектронных приборах и сенсорах [1]. Сравнительно недавно (2002г.) было обнаружено еще одно замечательное свойство пористого кремния: генерация на его высокоразвитой поверхности синглетного кислорода ( $^1\text{O}_2$ ) [2], который активно используется в медицине в фототерапевтических эффектах при лечении желтухи новорожденных, кожных болезней, а также раковых заболеваний. Известно, что основное состояние молекул кислорода является триплетным, однако при поглощении энергии молекулы кислорода переходят в возбужденное синглетное состояние. Для осуществления этого процесса, как правило, использовались красители, выступающие в роли фотосенсибилизаторов и обеспечивающие передачу энергии триплетному кислороду. В то же время, в por-Si донорами энергии являются экситоны. До настоящего времени эффект генерации  $^1\text{O}_2$  на поверхности нанокристаллов por-Si наблюдался качественно по спектрам фотолуминесценции. В данной работе мы используем метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), с помощью которого не только можно исследовать процесс образования  $^1\text{O}_2$ , но и количественно оценивать его концентрацию.

Образцы микро- и мезо- por-Si были приготовлены стандартным методом электрохимического травления в водном растворе плавиковой кислоты HF (48 %) с добавлением этилового спирта  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  в соотношении 1:1. Удельное сопротивление подложки монокристаллического кремния для приготовления микропористого (мезопористого) кремния составляло 12 Ом·см (15 мОм·см), ток травления — 30 мА/см<sup>2</sup> (50 мА/см<sup>2</sup>), время травления — 1 час (30 мин.). Пленки por-Si отслаивались в режиме электрополировки путем кратковременного увеличения тока до 500 мА/см<sup>2</sup>. Впоследствии образцы были измельчены до порошкообразного состояния и засыпаны в кварцевые ампулы. Выбор в

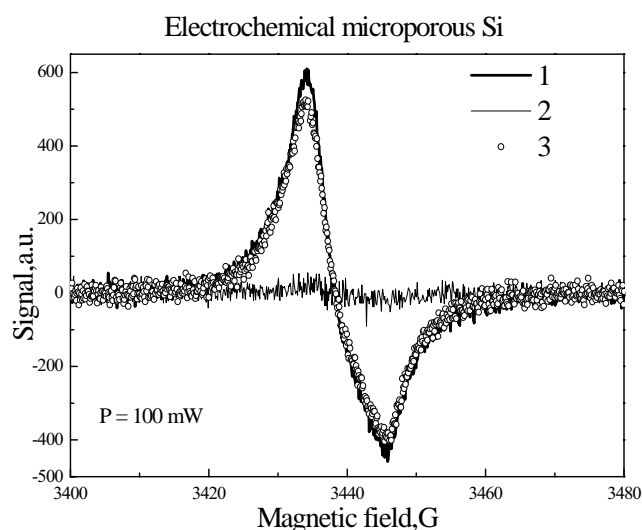


Рис. 1. Спектры ЭПР свежеприготовленного микропористого кремния, измеренные на воздухе (1), в вакууме  $10^{-2}$  Торр (2) и затем на воздухе при освещении (3)

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

качестве главного объекта исследования микро- *por-Si* обусловлен наличием в нем экситонов при комнатной температуре вследствие квантоворазмерного эффекта.

Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц). Освещение образцов производилось непосредственно в резонаторе спектрометра с помощью ртутной лампы BRUKER ELEXSYS ER 202 UV (мощность 50 Вт).

Сигнал ЭПР в *por-Si* обусловлен поглощением СВЧ-энергии, падающей на образец, парамагнитными оборванными связями кремния на границе Si/SiO<sub>2</sub> (P<sub>b</sub>-центрами) [1]. Причем поглощение происходит с двумя характерными временами: спин-решеточной и спин-спиновой релаксации. Время спин-решеточной релаксации T<sub>1</sub> характеризует скорость обмена энергией P<sub>b</sub>-центров с фононами кристаллической решетки. Время спин-спиновой релаксации T<sub>2</sub> характеризует процесс обмена энергией P<sub>b</sub>-центров с другими спиновыми системами, например, с молекулами триплетного кислорода, окружающими нанокристаллы кремния. Для твердых тел обычно T<sub>2</sub> << T<sub>1</sub> и быстрые процессы спин-спиновой обмена энергией заметно уменьшают общее время релаксации возбужденного состояния P<sub>b</sub>-центров при больших мощностях СВЧ-излучения.

Таким образом, если при освещении не образуется новых дефектов, то при малых СВЧ-мощностях ЭПР-спектры, полученные на воздухе, в вакууме и на воздухе при освещении, должны практически совпадать. Действительно, в этом случае основным механизмом релаксации энергии P<sub>b</sub>-центров является спин-решеточное взаимодействие. Такое совпадение наблюдалось в эксперименте при СВЧ-мощности P = 0,06 мВт.

При большой мощности падающего СВЧ-излучения P = 100 мВт спектры ЭПР на воздухе и в вакууме при отсутствии освещения очень сильно различаются (рис. 1) вследствие эффекта насыщения сигнала ЭПР [3]. Наличие в воздухе триплетных молекул кислорода, с которыми возбужденные P<sub>b</sub>-центры быстро обмениваются энергией (спин-спиновая релаксация), приводит к тому, что насыщение на воздухе гораздо слабее, чем в вакууме, где работает “медленный” механизм спин-решеточной релаксации.

Анализ спектров на воздухе в отсутствие и при освещении (рис. 1) позволяет сделать вывод, что уменьшение сигнала на свету объясняется увеличением времени спин-спиновой релаксации, так как количество дефектов остается неизменным (спектры ЭПР совпадают при малых мощностях падающего СВЧ-излучения). В свою очередь это свидетельствует об уменьшении концентрации молекул триплетного кислорода вблизи поверхности

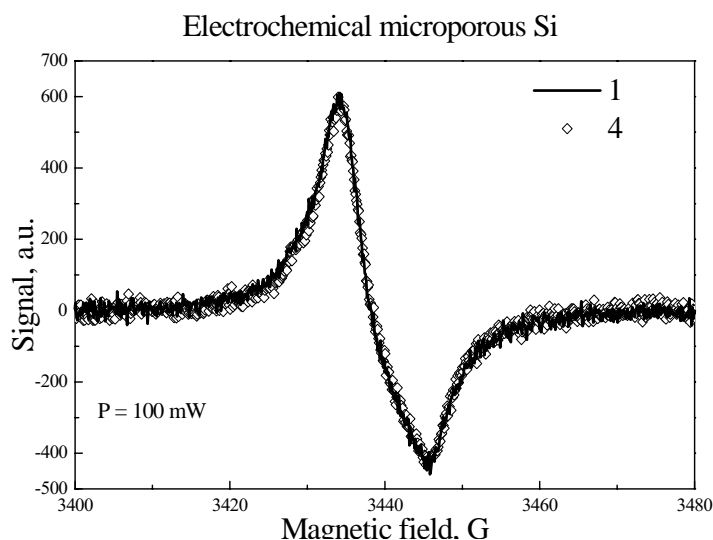


Рис. 2. Спектры ЭПР свежеприготовленного микропористого кремния на воздухе до освещения (1) и после (4)

ности микро- *por-Si*, так как часть их перешла в синглетное состояние путем обмена энергией с экситонами. Таким образом, мы зарегистрировали образование <sup>1</sup>O<sub>2</sub> в пористом кремнии методом ЭПР.

Через 10 минут после окончания освещения спектр свежеприготовленного микро- *por-Si* возвращался в исходное состояние (рис. 2). Этот факт, наряду с отсутствием дефектообразования, свидетельствует об уходе молекул <sup>1</sup>O<sub>2</sub> с поверхности образца и восстановлении прежней концентрации кислорода в триплетном состоянии. Следовательно, процесс генерации <sup>1</sup>O<sub>2</sub> на свежеприготовленных анодированных образцах *por-Si* обратим.

Спектры ЭПР для мезо-  $\text{por-Si}$ , полученные на воздухе в отсутствие и при освещении, полностью совпали, что указывает на отсутствие генерации  $^1\text{O}_2$  в этом материале. Это подтверждает экситонный механизм передачи энергии кислороду, так как в мезо-  $\text{por-Si}$  с размером нанокристаллов более 5 нм экситоны при комнатной температуре термически диссоциируют вследствие малых энергий связи [1].

### Литература

1. Theiß. W. // Surface Sciens Reports. 1997. 29. P.91.
2. Kovalev D., Gross E., Künzner N. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. 89. P. 137401-1.
3. Пул Ч. // Техника ЭПР-спектроскопии. “Мир”. 1970. С.386.
4. Лисаченко М.Г., Тимошенко В.Ю. // Вестник Московского университета. Серия физика. Астрономия 1999. 5. С.30.

УДК 546.72; 538.971

## ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЗАЗОРОВ МЕЖДУ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ПЛЕНОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМИГРАЦИИ

Кутуров А.Н., Масленников В.А.

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

Стремительное развитие микроэлектроники и элементной базы для нее уже сейчас привело к созданию элементов субмикронного размера. Дальнейший прогресс электроники скоро будет возможен только при создании новых элементов с размерами порядка десятков и единиц нанометров. Одним из развивающихся перспективных направлений является молекулярная наноэлектроника.

Базовым устройством молекулярных размеров является транзистор на основе одной молекулы. Задача создания такого устройства разбивается на две:

Создание подводящих электродов с зазором между ними, позволяющим работать с объектами нанометровых размеров, т.е. тоже порядка нескольких нанометров,

Помещение между этими электродами одиночной молекулы и ее закрепление в зазоре.

Данная работа посвящена решению первой из этих задач. Наиболее перспективными для создания зазоров необходимой малой ширины представляются методы с использованием комбинаций нанолитографических методов и методов электрохимии (электрохимическое нанесение, травление [1]) и других эффектов происходящих в тонких пленках (электромиграция атомов металла в тонких пленках [2]). В данной работе для формирования электродов нами использовано явление электромиграции атомов металла в тонких пленках при пропускании по ним значительного тока.

Тонкая пленка, в которой создавался нанозазор, представляла собой перемычку сечением ( $20 \times 8 \text{ нм}^2$ ), которая формировалась в узком зазоре (200 нм) между толстыми (порядка 50 нм) электродами, созданными методами электронно-лучевой нанолитографии с использованием растрового электронного микроскопа “Stereoscan-240”, установки реактивного плазмо-химического травления RDE-300 и установок напыления Z-400 и L-560. Данная перемычка состояла из двух слоев: хрома 7 нм и золота 8 нм. Хром был необходим для улучшения адгезии золота. Толстые электроды оканчивались контактными площадками (размером  $1 \times 1,5 \text{ мм}$ ), к которым подведены упругие игольчатые лапки. Такое включение обеспечивало подключение изготовленных образцов к элек-

тронной установке для создания зазора путем пропускания тока и измерения электрических характеристик полученной системы. Установка на базе пикоамперметра Keithley-6487, компьютера и специально собранного измерительного зонда позволяла задавать токи в диапазоне 0 – 10 мА и напряжения 0 – 20 В, контролируемые компьютером. При этом реальные токи утечки позволяли измерять сопротивление до 40 ГОм.

Для формирования нанозазора по перемычке пропускается ток порядка нескольких мА, который вызывает локальный разогрев, приводящий при выполнении некоторых условий к контролируемому разрыву пленки. Этот процесс реализовывался путем плавного увеличения напряжения на образце и автоматического контроля проводимости образца. В момент резкого падения проводимости питание отключалось. Измерение электрических характеристик образцов после разрыва показало, что их сопротивление имело довольно большой разброс от  $(65 \pm 8)$  ГОм до  $(100 \pm 5)$  ГОм. Разрыв происходил быстрее, чем за 20 мс, при значениях тока в районе 10 мА и напряжениях порядка 1 В. Измерение зазора с помощью растрового электронного микроскопа показало, что его типичная величина составляет порядка 30 нм. Такое значение уже достаточно для реализации молекулярных транзисторов с крупными молекулами. Однако для практически более значимых применений необходимо использование более мелких молекул от 2-3 до 15 нм.

Проведенный анализ полученных результатов показал необходимость оптимизации параметров процесса для получения предельно узких зазоров порядка нескольких нанометров и позволил определить первоочередные меры для достижения этих оптимальных параметров. Оптимизацией параметров системы и параметров процесса разрыва можно уменьшить эту величину в несколько раз.

#### Литература

1. Kervennic Y.V., Vanmaekelbergh D., Kouwenhoven L.P., and Zant H.J. Van der. Planar nanocontacts with atomically controlled separation Appl. Phys. Lett., Vol. 83, No. 18 3782-3784 (2003)
2. Но Paul S and Kwok Thomas. Electromigration in metals, Rep. Prog. Phys. 52, 301-348 (1989)

УДК 538.955

## ГЕНЕРАЦИЯ МОЛЕКУЛ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА С ПОМОЩЬЮ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Белогорохов И.А., Рябчиков Ю.В.

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

Кислород является одним из основных элементов на планете. Хорошо известно, что его молекулы могут находиться в двух состояниях: триплетном и синглетном, причем в отличие от большинства молекул триплетное состояние является основным, а синглетное - возбужденным. В последнем случае окислительные свойства кислорода значительно усиливаются, что может быть использовано для разрушения различных тканей, в частности, раковых образований. Поэтому в настоящее время уделяется много внимания процессу генерации синглетного кислорода с помощью различных фотосенсибилизаторов. В работе [1] было показано, что для возбуждения кислорода в синглетное состояние может быть использован пористый кремний (ПК). Отметим, что фото-

люминесценция (ФЛ) в ПК обусловлена излучательной аннигиляцией экситонов, возможность существования которых при комнатной температуре подтверждается как экспериментальными фактами, так и теоретическими расчетами. Однако экситоны могут аннигилировать безызлучательно, передавая энергию молекуле кислорода, вследствие чего она переходит в возбужденное (синглетное) состояние [2].

Порошок ПК получался стандартным электрохимическим травлением пластин монокристаллического кремния, р-типа с удельным сопротивлением  $\rho=12 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , в электролите на основе плавиковой кислоты и этилового спирта, взятых в пропорции 1:1. Плотность тока травления варьировалась от 5 до 100  $\text{мА}/\text{см}^2$ . ФЛ нанокристаллов ПК возбуждалась излучением азотного лазера с длиной волны  $\lambda=337 \text{ нм}$  и длительностью импульса 10 нс. Регистрация спектров ФЛ проводилась при комнатной температуре с помощью ФЭУ Hamamatsu. Для регистрации кинетик ФЛ, использовался цифровой запоминающий осциллограф Agilent.

Спектры ФЛ порошка ПК, полученные на воздухе и в вакууме (0.01 Торр), представлены на рис. 1. Здесь хорошо заметно увеличение интенсивности ФЛ ПК при вакуумировании образца, что можно объяснить снижением в вакууме концентрации кислорода, следовательно, большее количество возбужденных экситонов аннигилирует излучательно.

При этом наиболее интенсивный перенос энергии происходит на длине волны 760 нм, соответствующей энергии 1,63 эВ. Данной величиной является разница энергий между основным и возбужденным состояниями молекул кислорода [3]. На вставке к рис. 1 представлена зависимость гашения ФЛ от длины волны, которая рассчитывалась как отношение спектров ФЛ ПК находящегося под вакуумом и на открытом воздухе. Важно отметить, что максимум этой функции находится на длине волны 760 нм.

На рис. 2 представлены временные зависимости интенсивности ФЛ порошка ПК от времени. Уменьшение времени жизни экситонов в нанокристаллах кремния на воздухе (кривая 1), по сравнению с вакуумом (кривая 2), также свидетельствует о передаче энергии от экситонов к молекулам кислорода.

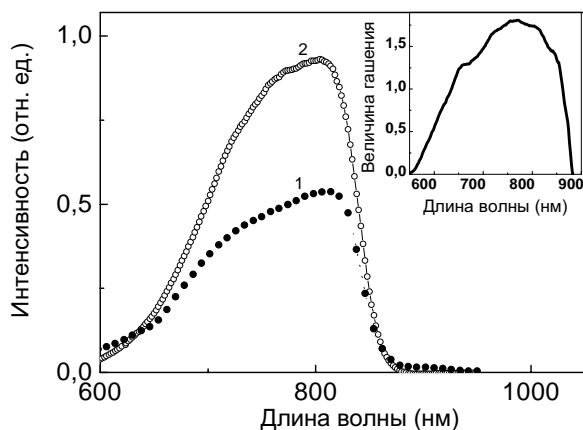


Рис. 1. Спектр ФЛ ПК находящегося на воздухе (1) и в вакууме (2). На вставке представлена зависимость величины гашения ФЛ от длины волны

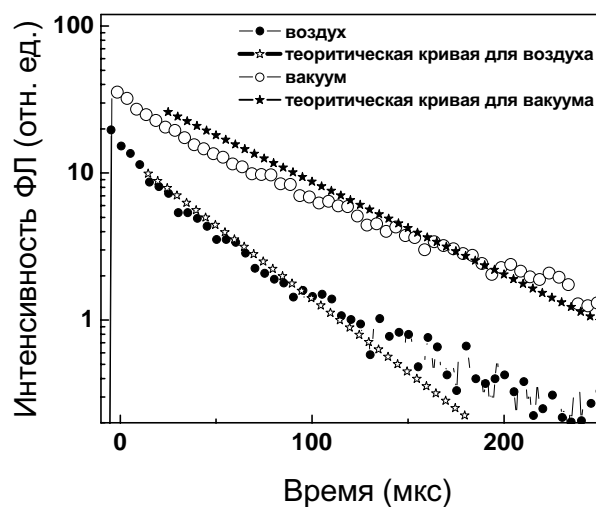


Рис. 2. Кинетики ФЛ порошка ПК, находящегося на воздухе и в вакууме



В данной работе показано, что с уменьшением размера нанокристалла возрастает роль поверхностных состояний, т. е. увеличивается вероятность передачи энергии от экситона на связь кремний – кислород, соответственно, уменьшается вероятность рекомбинации экситона через рождение фонона, т. е. безызлучательной рекомбинации. Это сопровождается уменьшением времени жизни экситона.

Данное исследование представляет интерес как в фундаментальной физике (изучение процесса переноса энергии в ПК), так и в прикладной области.

Выражаем благодарность ведущему научному сотруднику Тимошенко В.Ю. и научному сотруднику Осминкиной Л.А. за плодотворное обсуждение результатов.

1. Kovalev D., Gross E., Diener J., Timoshenko V.Yu., Fujii M. Applied Phys. Letters 85, 16 (2004).
2. Kovalev D., Gross E., Künzner N., Koch F., Timoshenko V.Yu., Fujii M. Phys. Rev. 89, 13 (2002).
3. Fujii M., Usui M., Hayashi Sh., Gross E., Kovalev D., Künzner N., Diener J., Timoshenko V.Yu. J. of Applied Physics, 95, 7 (2004).

УДК 546.72;538.971

## ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОЗАЗОРОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО МЕТОДА

Зязин А.С.

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

Одним из вариантов развития современной микроэлектроники является переход к использованию молекулярных элементов в электронных устройствах. Это позволило бы создать новые классы запоминающих устройств сверхвысокой емкости, различных сенсоров и детекторов, источников излучения. Одной из основных проблем, стоящих на этом пути является проблема интерфейса между молекулярными элементами и традиционными элементами микроэлектронных схем, т.е. проблема создания устойчивых электрических соединений между молекулярными и металлическими или полупроводниковыми элементами. Возможное решение этой проблемы – создание системы планарных металлических электродов, между которыми может быть помещен молекулярный элемент. Особый интерес представляют электроды с зазорами порядка единиц нанометров.

Для создания таких электродов в данной работе применен электрохимический метод. Образцы подготавливались в два этапа. Первый этап – создание электродов-заготовок. Предъявляемые к ним требования – величина зазора между электродами порядка 50-100 нм, структурная и химическая стойкость к воздействию кислот и щелочей. Последнее требование обуславливает выбор материала для электродов – металлы благородной группы. Требуемая величина зазора достигается с помощью электронной литографии. Технология изготовления заготовок заключается в следующем. На окисленную кремниевую подложку наносится так называемая «трехслойка» - структура, состоящая из слоя электронного резиста РММА/ММА, германия и фоторезиста РММА. Эта структура подвергается ультрафиолетовой засветке, в результате которой после проявки на фоторезисте получается рисунок грубой разводки с контактными площад-

ками. Для получения более тонкого рисунка самих электродов образец подвергается заливке на электронном микроскопе. После чего проводится реактивное ионное травление германия и электронного резиста по этому рисунку. В результате на кремниевой подложке получается жесткая подвешенная маска, через которую затем напыляют собственно электроды.

Второй этап получения нанозазора – электрохимическое осаждение. Полученный на предыдущем этапе образец помещается в электрохимическую ячейку с раствором электролита, после чего к электродам прикладывается напряжение, в результате металл из электролита начинает осаждаться на электроды, и величина зазора между ними сокращается. Размеры ячейки подобраны таким образом, чтобы площадь контакта электродов с электролитом не превышала  $10^{-2}$  мм<sup>2</sup>. Такая площадь контакта позволяет получать малые токи осаждения, что дает возможность более тонко контролировать величину скорости осаждения. Зная скорость (порядка  $\text{Å}/\text{с}$ ), можно остановить процесс при достижении требуемой величины зазора. Кроме того, возможен другой режим осаждения, основанный на измерении проводимости между электродами. При достижении определенного значения проводимости процесс останавливается. В данной работе использовалась электролитическая ванна для осаждения платины на основе соли  $\text{K}_2\text{PtCl}_6$ . Этот выбор обусловлен тем, что согласно опубликованным данным<sup>1</sup>, платина обеспечивает высокую структурную стабильность систем наноэлектродов.

К настоящему времени получено несколько серий образцов с зазорами 10 нм и менее. Данная методика является новой и, несомненно, обладает определенными преимуществами по сравнению с другими способами получения нанозазоров. Проводится работа по ее дальнейшему усовершенствованию: подбору химического состава и уточнению параметров осаждения электролита.

### Литература

1. Kervennic Y.V., Zant H.S.J.Van der, Morpurgo A.F., Gurevich L., Kouwenhoven L.P. Nanometer-spaced electrodes with calibrated separation. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 80, No. 2, 321(2002).
2. Morpurgo A.F., Marcus C.M. Controlled fabrication of metallic electrodes with atomic separation. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, No. 14, 2084(1999).
3. Wu Wenhao, DiMaria J.B., Yoo Han G., Shanin Pan, Rothberg L.J. Yong Zhang. In situ electrochemical fabrication of natural contacts on single nanowires. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 84, No. 6, 966(2004).

УДК: 538.915

## ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В НАНОПОРИСТОМ $\text{TiO}_2$

Данилин А.А.

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

Диоксид титана – широкозонный полупроводник применяемый как в химии (фотокатализ, очистка воды и т. д.) так, в последние годы и в физике (солнечные элементы, фотодетекторы, газовые сенсоры). В тоже время природа и свойства электронных состояний и механизмы электронного транспорта в этом материале до сих пор остаются не вполне понятными. Между тем, именно электронные свойства определяют работы оксида титана во многих важных приложениях. В частности, в  $\text{TiO}_2$ , как и во мно-

гих других материалах, ключевую роль играет функция плотности электронных состояний, т. к. именно она является определяющим фактором в процессах электронного транспорта. Именно от нее зависят такие важнейшие электрофизические явления как фотопроводимость и проводимость в целом, электронная теплоемкость и др. Поэтому для правильного описания этих свойств часто необходимо знать функцию плотности состояний.

Один из методов определения этой функции основан на измерении изменения концентрации электронов, связанной с изменением уровня Ферми. Этот метод использовался многими авторами для изучения функции плотности состояний в проводящих полимерах [1], квантовых точках [2] и пористых полупроводниках [3]. В нанопористых полупроводниках заполненных проводящей средой (например электролитом) уровень Ферми определяется приложенным внешним потенциалом и может быть изменен в широких пределах. В методе получают потенциальную зависимость концентрации электронов:  $n = n(U)$  и вычисляют первую производную от этой зависимости по потенциалу  $U$ . После чего обычно принимают:

$$g(\varepsilon) = -\frac{1}{e} \frac{dn}{dU} \quad (1).$$

В результате этих измерений и их обработки по формуле (1) получалось, что функция плотности состояний имеет экспоненциально спадающую вглубь запрещенной зоны зависимость. Однако такая обработка не учитывает температурного уширения функции распределения и, поэтому, не выявляет никаких особенностей у данной функции внутри запрещенной зоны. Подобного приближения бывает недостаточно в ряде случаев.

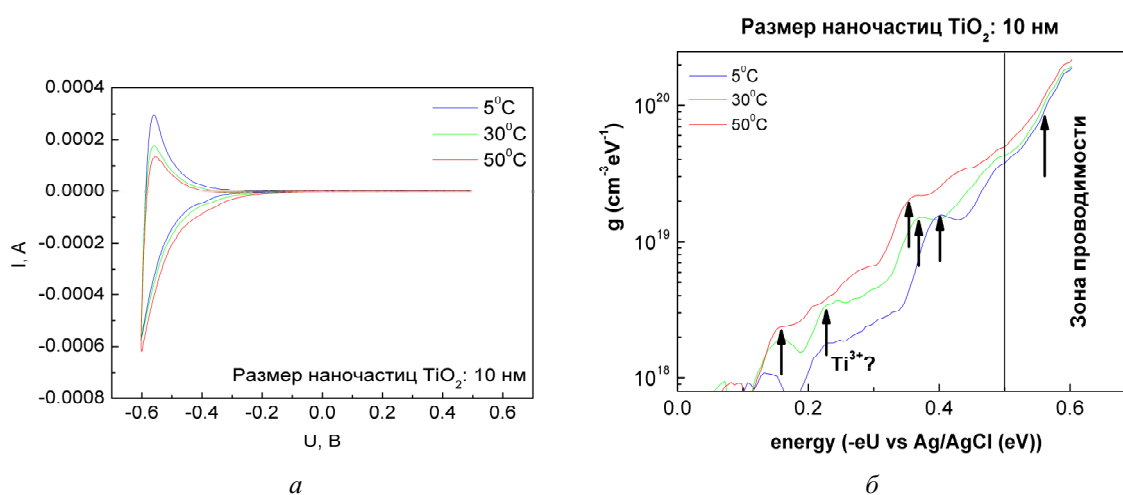


Рис.1 а) циклические вольтамограммы, б) плотность электронных состояний

Целью данной работы стало вычисление функции плотности электронных состояний в нанопористом TiO<sub>2</sub> путем детального анализа циклических вольтамограмм (рис. 1а), записанных с использованием стандартной трехэлектродной ячейки, где в качестве электрода сравнения был выбран хлорид-серебряный электрод, а в качестве электролита – водный раствор HClO<sub>4</sub> (pH = 2), содержащий 0.2 M LiClO<sub>4</sub>. В ходе работы были получены циклические вольтамограммы для трех типов образцов нанопористого диоксида титана (образцы отличались размерами нанокристаллитов) при различ-

ных температурах (в интервале температур от 5°C до 50°C с шагом в 5°C). На рис. 1а представлены вольтамограммы для образца с размерами нанокристаллитов в 10 нм.

Далее был проведен детальный анализ полученных вольтамограмм и вычисление по ним функции плотностей электронных состояний в нанопористом TiO<sub>2</sub> (рис. 1б) с учетом температурного размытия функции распределения. В результате вычислений удалось получить скорректированный вид этой функции и выявить ряд особенностей функции внутри запрещенной зоны TiO<sub>2</sub>, одни из которых связаны по-видимому с образованием поверхностных состояний, присущих данной системе пористый оксид – электролит, другие могут быть связаны с образованием таких локализованных состояний как Ti<sup>3+</sup>.

Также показано, что функция плотности состояний имеет некую слабую температурную зависимость, что может быть связано с температурной зависимостью активности ионов электролита вблизи поверхности TiO<sub>2</sub>.

#### Литература

1. Bisquert J., Garcia-Belmonte G., Garcia-Canjadas J. J. Chem. Phys., 120, 6726 (2004).
2. Roset A.L., Kelly J.J., Vanmaekelbergh D., Meulenkamp E.A. Phys. Rev. Lett., 89, 036801 (2002).
3. Bisquert J. Phys. Chem. Chem. Phys. 5, 5360 (2003).

УДК 538.958

## РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В АНСАМБЛЯХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

Палёнов Д.А.

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

Данная работа посвящена моделированию процесса релаксации электронного возбуждения в связанных системах на основе ансамблей кремниевых нанокристаллов.

Связанные системы – это системы, состоящие из двух видов частиц (доноров и акцепторов) сильно локализованных в пространстве. В связанных системах реализуется возможность передачи энергии электронного возбуждения от донора к акцептору в том случае, когда квантовомеханические правила отбора (такие как спин, четность, угловой момент) запрещают эффективное прямое возбуждение акцептора. Необходимым условием эффективной передачи энергии при этом является высокое время жизни возбужденного состояния донора, а также перекрытие спектров испускания доноров и спектров поглощения акцепторов [1]. Перечисленные выше условия достигаются в системе кремниевых нанокристаллов с примесью ионов эрбия Er<sup>3+</sup> [2] или молекулярного кислорода [3, 4].

Для описания процесса донорно-акцепторного переноса энергии в связанных системах была предложена следующая система нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \dot{N}_1 = N_0 \cdot \sigma \cdot \frac{I_{exc}}{E_{exc}} - \frac{N_1}{\tau_D} - \beta \cdot N_1 \cdot n_g \\ \dot{n}_e = \beta \cdot N_1 \cdot n_g - \frac{n_e}{\tau_A}, \end{cases}$$

$N = N_0 + N_1$ ,  $n = n_g + n_e$ , где  $N_0$ ,  $N_1$  – число нанокристаллов, содержащих 0 или 1 экситон соответственно,  $N$  – общее число нанокристаллов,  $\tau_D$  – время жизни экситона,  $\sigma$  – сечение поглощения фотона нанокристаллом,  $I_{exc}$  – интенсивность возбуждения.  $n_g$  и  $n_e$  обозначают количество акцепторов энергии, находящихся в основном и возбужденном состояниях соответственно,  $n$  – общее количество акцепторов,  $\tau_A$  – время жизни возбужденного состояния акцептора,  $\beta$  – коэффициент, характеризующий эффективность передачи энергии от донора к акцепторам.  $E_{exc}$  – энергия кванта накачки.

Необходимо отметить, что параметры  $\tau_D$ ,  $\sigma$ ,  $\tau_A$  можно получить из анализа экспериментальных данных. Нахождение параметра  $\beta$  связано со сложностью экспериментального определения. Он может быть получен из сравнения теоретических и экспериментальных данных.

Процесс релаксации электронного возбуждения в данной модели происходит по двум направлениям: рекомбинация экситона с излучением кванта света и передача энергии от экситона к акцептору. Модель не учитывает нелинейного механизма рекомбинации экситона (Оже-рекомбинации), явления апконверсии и димеризации. Для анализа приведенной модели варьировались такие величины как  $\beta$ ,  $\tau_D$ ,  $\sigma$ ,  $I_{exc}$ . В качестве начальных значений параметров были выбраны следующие:  $N = n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_D = 1.5 \text{ мс}$ ,  $\tau_A = 4 \text{ мс}$ ,  $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$ ,  $I_{exc} = 0.2 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ ,  $E_{exc} = 2.41 \text{ эВ}$ . Эти значения соответствуют реальным значениям для ансамблей кремниевых нанокристаллов легированных молекулами кислорода [3]. Коэффициент  $\beta$  подбирался из соображений соответствия

вида теоретических кинетик экспери-

ментальным:  $\beta = 10^{-16} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$ . В качестве

начальных условий системы дифференциальных уравнений были выбраны  $N_1(0) = n_e(0) = 0$ , что соответствует отсутствию возбуждений в начальный момент времени.

Для анализа процесса релаксации электронного возбуждения были

рассчитаны зависимости  $\frac{N_1}{N}(I_{exc})$ ,

$\frac{n_e}{n}(I_{exc})$ ,  $\frac{n_e}{n}(\tau_D)$ ,  $\frac{n_e}{n}(t)$ . Необходимо

отметить, что на практике им можно сопоставить зависимости интенсивности донорной и акцепторной ФЛ от интенсивности возбуждения, зависимость

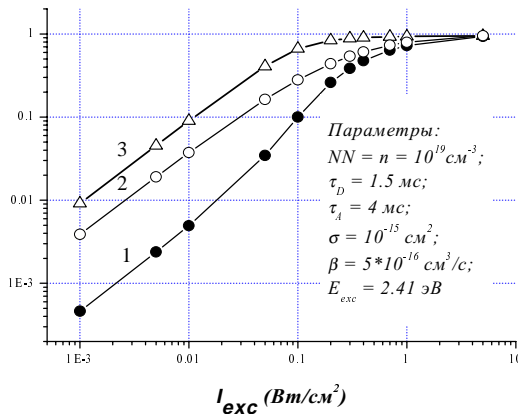


Рис. 1. 1- зависимость  $N_1/N(I_{exc})$  при  $\beta \neq 0$ ; 2 - при  $\beta = 0$ ; 3 - зависимость  $n_e/n(I_{exc})$

акцепторной ФЛ от времени жизни экситонов и кинетики акцепторной ФЛ, соответственно.

Полученные результаты показали:

Зависимость  $\frac{N_1}{N}(I_{exc})$  для систем без примесей ( $\beta = 0$ ) сублинейна. Это связано с насыщением числа возбужденных нанокристаллов.

Для систем с примесью ( $\beta \neq 0$ ) с ростом  $\beta$  зависимость  $\frac{N_1}{N}(I_{exc})$  становится сверхлинейной (см. рис. 1). Это явление можно объяснить следующим образом. На начальном этапе, при малых возбуждениях, основную роль в процессе релаксации энергии играет процесс рекомбинации экситонов с излучением кванта света. Поэтому зависимость  $\frac{N_1}{N}(I_{exc})$  имеет тот же характер, как и в случае нелегированных систем. При определенном значении возбуждения количество нанокристаллов, содержащих экситон, становится значительным. Основную роль в процессе релаксации энергии начинает играть передача энергии экситонов акцепторам. Количество нанокристаллов, не содержащих экситон, увеличивается, что ведет к появлению дополнительной возможности образования экситонов. Возникает сверхлинейность. При дальнейшем увеличении возбуждения почти во всех нанокристаллах появляются экситоны – зависимость  $\frac{N_1}{N}(I_{exc})$  постепенно насыщается.

Зависимость  $\frac{n_e}{n}(I_{exc})$  проявляет тенденцию к насыщению. В системе возникает инверсная населенность.

С увеличением  $\tau_D$  увеличивается относительное количество возбужденных акцепторов. На эксперименте увеличения  $\tau_D$  можно добиться понижением температуры.

С увеличением интенсивности возбуждения уменьшаются времена нарастания кинетик. Увеличивается темп выхода на насыщение.

Увеличение сечения поглощения ведет к смещению сверхлинейного участка зависимости  $\frac{N_1}{N}(I_{exc})$  в сторону меньших интенсивностей возбуждения. Быстрее увеличивается количество нанокристаллов, содержащих экситон, и передача энергии экситонов акцепторам раньше начинает играть основную роль в процессе релаксации энергии.

Перечисленные выводы теоретического анализа хорошо описывают экспериментальные данные [2, 3]. Например, нелинейность зависимости  $\frac{N_1}{N}(I_{exc})$ .

### Литература

Агранович В.М., Галанин М.Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, Наука, 1978.

Тимошенко В.Ю., Шальгина О.А., Лисиченко М.Г., Жигунов Д.М., Тетеруков С.А., Кашкаров П.К., Kovalev D., Zacharias M., Imakita K., Fujii M. Физика твердого тела, Т. 47, 116 (2005)

Gross E., Kovalev D., Kuentzner N., Diener J., Koch F., Timoshenko V.Yu., Fujii M. Phys. Rev. B 68, 115405 (2003)

Kovalev D., Gross E., Kuentzner N., Koch F., Timoshenko V.Yu., Fujii M. Phys. Rev. V. 89, 137401 (2002)

УДК 546.26:620.187

## ПОДВЕШЕННЫЕ ОДНОСТЕННЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ: ПОЛУЧЕНИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА

\*Касумов Ю.А.

*Институт проблем технологии микроэлектроники  
и особочистых материалов РАН, Московская обл., г. Черноголовка*

Для изготовления структур молекулярной электроники на основе углеродных нанотрубок могут быть применены два подхода: размещение готовых нанотрубок в необходимых местах образцов или непосредственный синтез нанотрубок на заранее подготовленных участках. Второй подход представляется предпочтительным, особенно для серийного изготовления структур, содержащих большое количество нанотрубок. Среди известных методов выращивания нанотрубок только каталитический пиролиз углерод-содержащих газов (CVD) [1] позволяет реализовать второй подход, используя осаждение катализатора (наночастицы переходных металлов: Fe, Co, Ni) в заданных местах подложки.

Для успешного синтеза нанотрубок классическим CVD методом в потоке углеродсодержащего газа с добавлением водорода и инертного газа требуется довольно точный подбор соотношения газов в потоке и контроль скорости потока, что осложняет получение стабильных результатов [2]. Поэтому мы развили более простую методику, основанную на методике [3]: синтез нанотрубок однократным напуском ацетилена в предварительно откачанную и нагретую до 900-1000 °С камеру. Таким образом, в нашей работе вообще не использовался поток газа, что позволило значительно упростить экспериментальную установку и получать стабильные результаты. В качестве образцов для синтеза нанотрубок использовались тонкие  $\text{Si}_3\text{N}_4$  мембраны со сквозными щелями. Это позволило исследовать выращенные нанотрубки не только в растровом (РЭМ), но и в просвечивающем (ПЭМ) электронном микроскопе с высоким разрешением.

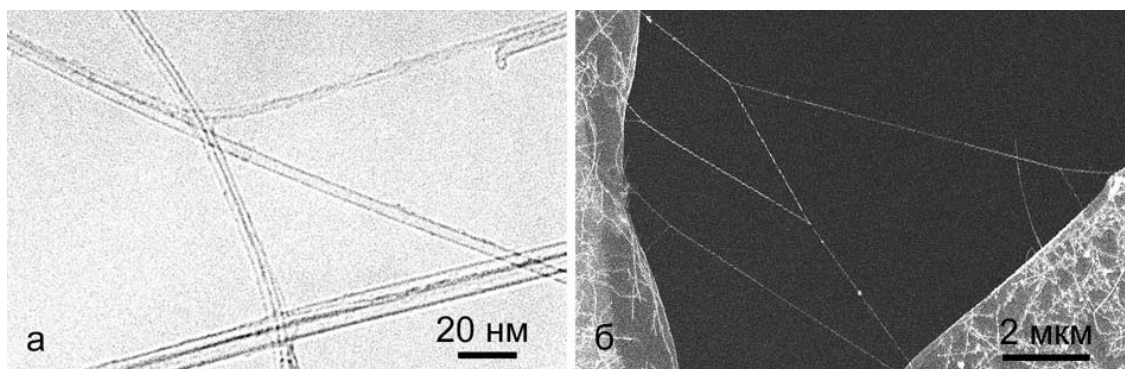


Рис. 1. а) РЭМ изображение одностенных нанотрубок на  $\text{Si}_3\text{N}_4$  мембране и в сквозной щели; б) ПЭМ изображение нанотрубок и жгутов

В результате синтеза с применением разработанной методики в широком диапазоне условий вырастают только одностенные нанотрубки, часть из которых объединена в небольшие жгуты (рис. 1). Важно, что поверхность синтезированных нанотрубок практически не загрязняется аморфным углеродом, и поэтому нет необходимости в по-

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.



следующей очистке нанотрубок. С помощью просвечивающей и растровой электронной микроскопии исследовано влияние параметров роста (давление реакционного газа, температура, количество, состав и способ нанесения катализатора и буферного слоя) на количество и параметры получаемых нанотрубок.

Обнаружено, что для успешного роста нанотрубок перед нанесением на подложку слоя катализатора необходимо осадить на нее буферный слой Al. Мы воспользовались этим свойством для того, чтобы вырастить нанотрубки на заданных участках подложки. С помощью электронно-лучевой литографии были изготовлены алюминиевые площадки размером до  $100 \times 100$  нм<sup>2</sup> и полоски толщиной 40 нм. Затем на весь образец был нанесен слой Fe. Тем не менее нанотрубки росли только на площадках, покрытых Al. Рост шел как на Al площадках, включая самые небольшие, так и на Al полосках (рис. 2).

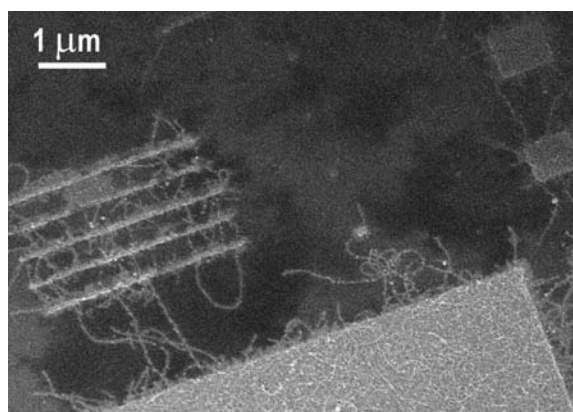


Рис. 2. РЭМ изображение нанотрубок, выращенных на Al площадках

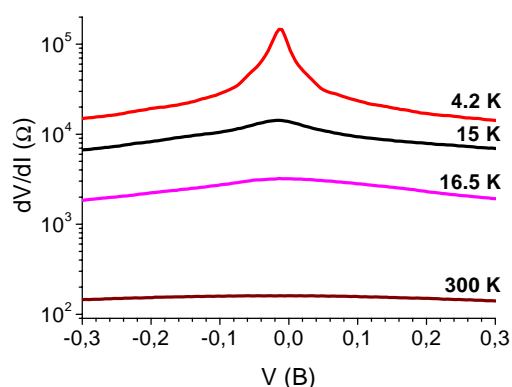


Рис. 3. Зависимость дифференциального сопротивления от напряжения при разных температурах для образца, содержащего около 100 нанотрубок в щели между металлическими контактами

Исследован рост нанотрубок на проводящих слоях, осажденных на Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> мембрану. Обнаружено, что оптимальные условия для синтеза нанотрубок создаются при использовании "сэндвича", состоящего из слоев 30 нм Ti / 100 нм Pd / 10 нм Al / 1 нм Fe. "Сэндвич" оставался проводящим после CVD-роста нанотрубок в случае, если использовались относительно низкие температура синтеза (900°C) и давление ацетилена (250 Па). Были изготовлены образцы с нанотрубками, перекинутыми через сквозную щель и опирающимися на металлические площадки из указанных слоев металлов для проведения транспортных измерений. Сопротивление образца, содержащего около 100 нанотрубок, при комнатной температуре составляло порядка 120 Ом, следовательно, сопротивление в пересчете на одну нанотрубку равно примерно 12 кОм. Эта величина всего в два раза больше минимально возможной величины сопротивления нанотрубки (6,5 кОм), что позволяло предположить, что нанотрубка находится в хорошем контакте с металлом. Тем не менее, измерения при низких температурах (рис. 3) показали, что проводимость сильно зависит от температуры и от приложенного напряжения. В случае, если хотя бы одна из нанотрубок, соединяющих «берега», была металлической и находилась в омическом контакте с ними, такие зависимости не наблюдались бы. В настоящее время идет работа по изготовлению образцов с площадками Al/Fe на Ti/Pd металлизации для обеспечения контакта нанотрубки непосредственно с Pd, что должно улучшить «прозрачность» контактов [3].

Полученные результаты открывают перспективу применения CVD роста нанотрубок на требуемых участках образца для создания наноструктур на их основе.



### Литература

1. Kong J., Soh H.T., Cassel A.M., et al. *Nature*, **395**, 878 (1998).
2. Franklin N.R., Li Y., Chen R.J., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4571 (2001).
3. Lacerda R.G., Teh A.S., Yang M.H., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 269 (2004).
4. Javey A., Guo J., Wang Q., Lundstrom M., and Dai H. *Nature* **424**, 654 (2003).

УДК 621, 382

## ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ НА ТЕКСТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

Свеженцова Е.В., Сизов Ф.Ф., Мельниченко Н.Н.

*Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева, НАН Украины*

В настоящее время использование солнечной энергетики приобретает особое значение благодаря ее экологичности и ограниченности традиционных земных ресурсов. Особое место среди фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии занимают солнечные элементы на основе монокристаллического кремния. Для увеличения поглощения света в них часто используют текстурирование освещаемой поверхности кремния путем ее предварительной обработки в анизотропном травителе [1]. При этом нанесение тонких слоев пористого кремния (ПК) позволяет значительно уменьшить отражение света по сравнению с обычными текстурированными подложками. Однако методы и механизмы формирования ПК на текстурированной поверхности не однозначны и до конца не изучены, поэтому изучение механизмов нанесения и свойств ПК на текстурированных подложках требует детального исследования.

В работе, используя растровую электронную микроскопию, измерения фотолюминесцентных и антиотражающих свойств, исследован процесс формирования и свойства ПК на текстурированном микрорельефе кремния в зависимости от режимов травления.

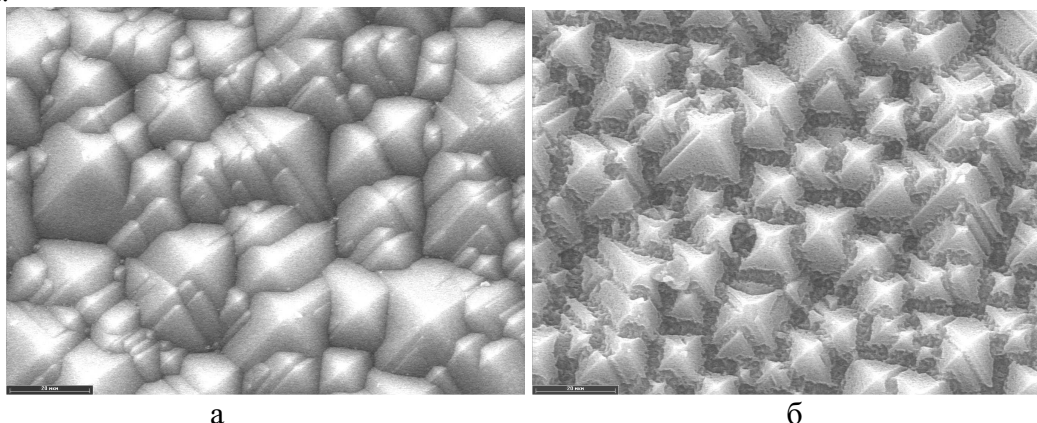


Рис. 1. РЕМ изображение текстурированной поверхности кремния и ПК сформированного на ней

Исходными подложками служили текстурированные подложки монокристаллического кремния р-типа (100) ориентации для солнечных элементов. Их поверхность характеризуется неоднородным пирамидальным микрорельефом (рис. 1а) с размерами пирамид от 3 до 18 мкм при высоте до 12 мкм.

Нанесение пористого кремния на текстурированной поверхности осуществлялось химическим методом [2] в водных растворах HF, HNO<sub>3</sub> при естественном освещении и комнатной температуре. Используя метод растровой электронной микроскопии (РЕМ) в работе изучена динамика формирования ПК на текстурированном микрорельефе в зависимости от режимов травления. Показано, что локальное возникновение ПК на текстурированной поверхности наблюдается через 2-3 мин., при этом слой ПК формируется только вдоль оснований пирамид и состоит из пор 0,1-0,2 мкм.

Увеличение времени формирования ПК приводит к увеличению площади ПК за счет стравливания боковых граней пирамид возле их оснований и увеличению размеров пор (рис. 1б). Полное покрытие ПК всей поверхности пластины происходит за 20-30 мин (в зависимости от концентрации травителя). При этом исходный текстурированный микрорельеф полностью стравливается, а на поверхности наблюдается однородная сетка пор с размерами пор ~1 мкм. Особенности такого избирательного формирования ПК на текстурированной поверхности объясняются разной скоростью травления различных кристаллографических плоскостей пирамид, что их образуют.

Изучены фотолуминесцентные и антиотражающие свойства ПК на текстурированной поверхности. Показано, что нанесение тонкого слоя ПК приводит к улучшению антиотражающих свойств текстурированной поверхности.

#### Литература

1. Горбач Т.Я., Котова Н.В., Пидлисний Е.В., Свечников С.В. / Селективные оптические свойства анизотропно травленной поверхности кремния // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. 1986. Вып. 10. с. 29-33.
2. Makara V.A., Melnichenko M.M., Svezhentsova K.V., Khomenkova L.Yu., Shmyryeva O.M./ Structure and luminescence study of nanoporous silicon layers with high internal surface // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2003.V.6, N 4. pp. 492-495.

УДК 621.592

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТОПОГРАФИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОДЛОЖЕК И СФОРМИРОВАННЫХ НА НИХ ПЛЕНОК НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Служавый С.Н., Свеженцова Е.В., Мельниченко Н.Н.

*Национальный педагогический университет Украины им. М. Драгоманова*

В последние годы интерес к наноструктурам значительно возрос в связи с перспективами их широкого использования в наноэлектронике. Ярким примером таких структур являются наноразмерные пленки кремния, поверхность которых, как и их внутренняя структура, могут быть чрезвычайно разнообразными, в зависимости от метода получения нанокристаллического кремния (nc-Si), типа проводимости подложки, освещения при формировании nc-Si и т.д. При формировании nc-Si путем самоорганизации поверхности при химическом травлении на структуру значительное влияние оказывает напряженно-деформированное состояние поверхности и наличие структурных дефектов исходных подложек монокристаллического кремния.

Целью настоящей работы являлось исследование напряженно-деформированного состояния и морфологии поверхности исходных подложек монокристаллического крем-

ния, а также пленок  $\text{nc-Si}$  сформированных на них путем самоорганизации поверхности методом химического травления пластин кремния в растворе на основе плавиковой и азотной кислот.

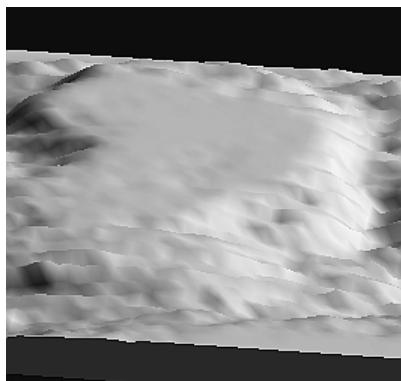


Рис. 1. Увеличение в 60 раз, нм

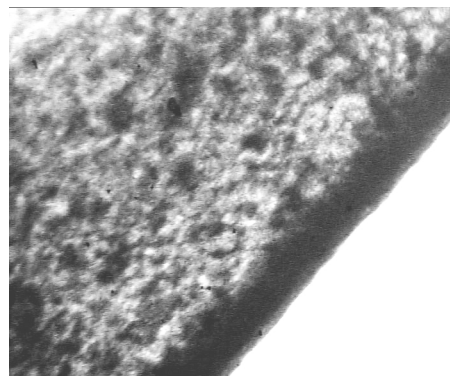


Рис. 2. Область сканирования 40x40

Исследования морфологии поверхности подложек монокристаллического кремния и наноструктурированного кремния сформированного на них проводились с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) на воздухе при комнатной температуре. Анализ СТМ изображений подложек показал, что поверхность исходных подложек имеет сложный микрорельеф с размерами элементов структуры от 2 до 15 мкм. Методами рентгеновской топографии Ховарда-Добротто и Ланга проведено детальное изучение полей напряжений нарушенного слоя поверхности и дефектов кристаллической структуры. Показано наличие напряженно-деформированного состояния по всему микрорельефу поверхности (рис. 1). Детальное СТМ исследование топографии поверхности сформированных пленок нанокристаллического кремния показало, что исходная поверхность подложек модифицируется и наблюдаются элементы структуры размерами от 20 до 60 нм (рис. 2), на которых формируется упорядоченный нанорельеф, проявляющийся в виде возвышений над поверхностью нанометровых размеров, что соответствует вершинам кремниевых кристаллитов, а углубления между ними – выходу на поверхность узких нанометровых пор. Анализ СТМ изображений поперечных срезов указывает, что высота нанорельефа не превышает 20 нм.

УДК 539.216

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В АМОРФНОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ЗОНДА КЕЛЬВИНА

Авачев А.П., Уточкин И.Г.

*Рязанская государственная радиотехническая академия*

После получения топографического изображения поверхности на АСМ (атомно-силовой микроскоп) можно перейти к работе в методе поверхностных потенциалов (метод зонда Кельвина) [1]. Схему измерения поверхностного потенциала в данном методе можно представить как систему МОП (рис. 1), где  $Z$  – расстояние между системой зонд/образец;  $U_i$  – падение потенциала на диэлектрическом слое;  $\varphi_s$  – поверхностный

потенциал;  $Q_{sc}$  – плотность объемного заряда в a-Si:H;  $Q_{ss}$  – плотность заряда поверхностных состояний a-Si:H.

При изменении приложенного к структуре напряжения смещения, в результате изгиба зон, происходит активация локализованных состояний. Это приводит к изменению распределения заряда в приповерхностной области аморфного полупроводника.

Заряд на поверхности a-Si:H можно определить как

$$Q_{ss} = -C_i \cdot (U_{BV} - U_s). \quad (1)$$

Используя закон Гаусса и решая уравнение Пуассона, получим выражение для концентрации ионизированных локализованных состояний в щели подвижности аморфного полупроводника  $N_{IE}$  в зависимости от поверхностного потенциала  $U_s$ :

$$N_{IE}(U_s) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i^2}{q \cdot \epsilon_s} \cdot \frac{U_{BV} - U_s}{Z^2}. \quad (2)$$

где  $\epsilon_i$ ,  $\epsilon_s$  – диэлектрические проницаемости воздушной среды и a-Si:H;

Работа выполняется при финансовой поддержке Министерства Образования РФ.

### Литература

1. Vatel O., Tanimoto M. Kelvin probe force microscope for potential distribution measurement of semiconductors devices// J. Appl. Phys. 77(6). 2358-2362 (1995)

УДК 539.2

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ С НАНОТРУБКАМИ НА ГРАФИТОВОЙ БУМАГЕ И С ПОМОЩЬЮ МАГНЕТРОНА

Антоненко С.В., Малиновская О.С., Мальцев С.Н.

*Московский инженерно-физический институт (технический университет)*

С момента обнаружения первых нанотрубок, основные усилия ученых сфокусировались на разработке метода, позволяющего производить нанотрубки с заданными свойствами и в больших количествах. Именно отсутствие такого метода объясняет высокую стоимость нанотрубок на сегодняшний день - 500\$/г (цена золота - 10\$/г).

Целью исследований, проводящихся в нашей лаборатории, является освоение современных способов получения нанотрубок и их модификация, а так же разработка собственных методик.

Один из таких методов запатентован [1] в 2002 г. Его суть заключается в следующем. Углеродные плёнки напыляют в вакуумной камере, используя метод магнетронного распыления при постоянном токе. При этом процесс распыления проводят при давлении инертного газа в камере  $(1-5) \cdot 10^{-2}$  Торр и силе постоянного тока питания мишени 40-100 мА. Данные параметры являются оптимальными. Выход за их пределы

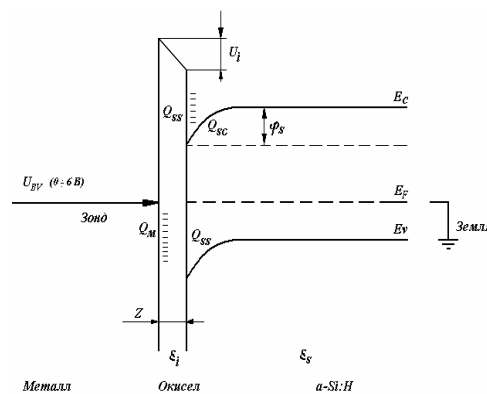


Рис. 1. Энергетическая диаграмма контакта металл/диэлектрик/a-Si:H при

снижает коэффициент распыления материала графитовой мишени с металлическими катализаторами Y, Ni и уменьшает производительность процесса.

В результате напыления получают углеродные пленки, содержащие в своей массе до 40 % нанотрубок. Помимо обычных нанотрубок были получены замкнутые кольцевидные углеродные нанотрубки.

Подобные результаты получены при использовании другого метода. Его прототипом является способ, описанный в статье O. Smiljanic, T. Dellerо и др. [2]. Для приготовления образцов сначала на графитовую бумагу наносят силикагель. Он представляет собой однородный раствор тетраэтилортосиликата, этанола, водного раствора нитратов Ni, Co и Fe. Затем к раствору добавляется HF - это катализирует образование силикагеля. Таким образом, получают тонкий слой силиката с равномерным распределением нитратов металлов на графитовой бумаге, которая затем помещается в вакуумную установку и нагревается до 700°C.

Полученные образцы изучались методом электронной микроскопии. На поверхности графитовой бумаги обнаружены продолговатые объекты – многостенные нанотрубки. По результатам эксперимента можно заключить, что наблюдался целый ряд наноразмерных объектов: нанотрубок и глобул из них.

#### Литература

1. RU 2218299 Cl, 17.07.2002
2. Smiljanic O., Dellerо T., Serventi A., Lebrun G., Stansfield B.L., Dodelet J.P., Trudeau M., Desilets S. Growth of carbon nanotubes on Ohmically heated carbon paper. // Chemical Physics Letters, 342 (2001), 503-509

УДК 528.67:539.216

## ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Ермаков С.А.

*Воронежский государственный технический университет*

Экспериментально обнаружен упругопластический переход, связанный с генерацией дислокаций в неравновесных условиях внешних упругих, тепловых и токовых воздействий и выражающийся в дополнительном изменении структуры НК кремния в неравновесных условиях воздействия импульсов тока. Выбраны режимы и определены условия, обеспечивающие изменение структуры опытных образцов.

Экспериментально установлено, что при 300К в условиях практически полного отсутствия внешних приложенных напряжений воздействие одиночного импульса электрического тока не приводит к наблюдению скачка пластической деформации в исходных НК кремния. Такое воздействие приводит к локальному нарушению кристаллической структуры на поверхности и в микрообъеме, локализованном в области контакта с токовым электродом. Методом селективного травления на боковой грани НК в зоне локального воздействия импульса тока обнаруживаются ямки травления, которые отождествляются с дислокационными. Подтверждением сказанному служат следующие экспериментальные факты. До воздействия импульса тока ямки травления на боковой грани НК не наблюдались, т.к. для исследований отбирались только исходно бездислокационные образцы. После воздействия импульса тока ямки травления локализованы

только в зоне локального воздействия импульса тока, а вдали от него на всей боковой поверхности НК отсутствуют. Наблюдается градиент плотности ямок травления от периферии к центру дефекта, а также вдоль радиуса НК. Максимальная плотность всегда наблюдается у поверхности НК и убывает по мере удаления от нее. Это свидетельствует о том, что при воздействии импульса тока в НК кроме поверхностных дефектов рождается также скопление дислокаций локализованных в конусообразном микрообъеме, в  $10^2$ - $10^5$  раз меньшем объема НК. Исследованы размеры, форма и природа скопления дислокаций, его влияние на механические свойства НК. Сделан вывод о том, что скопление дислокаций порождено и локализовано в микрообъеме канала протекания тока.

Исследование методом рентгенографии показывает, что в локальной зоне токового воздействия протекания импульса тока кристаллическая структура сильно деформирована, а вдали от этой зоны - деформация отсутствует. Отжиг при 1100К в течение 1ч приводит к частичному восстановлению исходной кристаллической структуры, а дальнейший отжиг при 1300К в течение 1,5ч - к практически полному ее возврату. Этот экспериментальный факт подтверждает обнаруженное методом травления скопление дислокаций и позволяет сделать вывод о том, что дислокации в скоплении являются подвижными. Дополнительные данные о свойствах созданного локального скопления дислокаций получены высокочувствительными к структурным несовершенствам методами ротационной ползучести и внутреннего трения. В исходно бездислокационных НК наблюдается малая величина ротационной ползучести и задержка ее начала. В кристаллах с локальным скоплением дислокаций, созданным импульсом тока, задержки ползучести не наблюдается, а сама ползучесть возрастает вплоть до разрушения образца. Это хорошо согласуется с подобными зависимостями в образцах с дислокациями, порожденными в НК только механическим и тепловым воздействием в отсутствие импульсов тока. Таким образом, совокупность полученных экспериментальных результатов позволяет впервые сделать вывод о том, что дислокации, созданные только воздействием тока, влияют на пластичность НК кремния так же, как и деформационные дислокации, образованные в НК механическим и тепловым воздействием.

Дополнительные данные в пользу обнаруженных эффектов получены в экспериментах по воздействию сериями импульсов тока на исходно бездислокационные одноосно растянутые НК при комнатной температуре. Выявлены закономерности влияния серий импульсов тока на изменение структуры и свойств НК, пластическую деформацию и разрушение образца. Условно выделены три режима воздействия импульсами тока: пороговый либо допороговый (образец не претерпевает изменений свойств и структуры в течение всего времени эксперимента); надпороговый (образец разрушается через  $N$  часов воздействия); критический (образец вязко разрушается во время воздействия первого импульса либо первой серии импульсов тока). Экспериментально установлено, что при 300К, в зависимости от времени воздействия импульсами тока в надпороговом ( $1 \leq j \leq 70 \text{ А} \cdot \text{мм}^{-2}$ ) режиме, упруго деформированный малой ( $\sigma_p \leq 10^{-5} \text{ Па}$ ) осевой нагрузкой растяжения исходно без дислокационный НК кремния остается недеформированным либо становится деформированным на стадии микро- или макропластичности, либо претерпевает разрушение.

По истечении времени задержки после воздействия сериями импульсов тока в упруго деформированных НК кремния обнаруживается эффект электростимулированной пластификации, выражающийся в проявлении в приповерхностных слоях образца слабых признаков пластической деформации, которую можно называть явлением электростимулированной микропластичности. Выявлено, что деформация на стадии микропластичности резко гетерогенна по длине и сечению НК, а микропластичность локализована только в приповерхностном слое НК. Выявлены наиболее характерные уровни

процесса зарождения и эволюции микропластичности. Установлено, что на характер микропластичности оказывают влияние параметры самого НК и выбранные условия эксперимента. Сделан вывод о том, что обнаруженная микропластичность является разновидностью электропластического эффекта, специфичного для исходно бездислокационных монокристаллов. Экспериментально обнаружено резкое увеличение релаксационной способности упруго деформированных ( $\sigma_p \leq 10^{-5}$  Па) при 300К исходно бездислокационных НК в условиях воздействия импульсов тока, обусловленное спонтанным переходом от микро- к макроскопической пластической деформации. В области наиболее интенсивно развивающегося процесса макроскопической пластической деформации обнаружена локализация, образование «шейки» и ротационный эффект. С помощью полученных результатов сделана оценка и показано, что в области «шейки» длиной в несколько диаметров НК степень пластической деформации достигает сотен процентов и свидетельствует в пользу явления «сверхпластичности». Новые экспериментальные факты, влияние отжига на возврат структуры позволяют сделать вывод о том, что воздействия импульсов электрического тока подавляют процессы упрочнения.

Установлены закономерности разрушения НК. Выявлено, что при 300К в условиях воздействия импульсами тока и малой ( $\sigma_p \leq 10^{-5}$  Па) осевой нагрузкой растяжения исходно бездислокационные НК претерпевают только вязкое разрушение, в отличие от квазихрупкого их разрушения в отсутствии тока. Недостаток объема кремния в разрушенном образце, по сравнению с исходным, не только подтверждает факт плавления, но и указывает на взрывной характер процесса разрушения, сопровождаемый потерей части массы кремния в момент разрыва образца. Выявлено, что процесс нестабильности, сопровождаемый разрывом образца, особенно интенсивно развивается лишь в короткий промежуток времени, а большую часть времени в НК протекают процессы при относительно высокой стабильности структуры и свойств. Установлена корреляция между временем жизни образца и выбранным режимом токовых воздействий. Сделан вывод, что действие тока на прочность и пластичность НК многогранно и не сводится только к выделению в объеме образца джоулева тепла.

УДК 536.212

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА, ЗАКЛЮЧЕННОГО В МИКРОПОРИСТЫЕ МАТРИЦЫ

Гусейнов Э.Г., Гусейнов Г.Г.

*Институт физики Дагестанского научного центра РАН*

Исследование материалов с наноразмерными структурами, обладающими рядом уникальных свойств является актуальным для понимания природы и механизма молекулярных взаимодействий и фазовых превращений.

Этой задаче отвечает экспериментальное исследование теплопроводности ( $\lambda$ ) микропористого стекла, насыщенного диоксидом углерода ( $\text{CO}_2$ ).

Работа была проведена с целью изучения поведения  $\lambda$   $\text{CO}_2$  в микропористом стекле, в частности, в критической области. В качестве объекта исследования было выбрано: микропористое стекло, имеющее твердый каркас и взаимопроникающие поры, который является модельным объектом исследования и чистое вещество –  $\text{CO}_2$ , у которого  $\lambda$  достаточно хорошо изучена в широкой области параметров состояния, включая

критическую область. Диоксид углерода стабилен, имеет низкие критические параметры и не разлагается в исследованной области температур и давлений.

Исследования эффективной теплопроводности ( $\lambda_{\text{эфф.}}$ ) микропористого стекла, насыщенного  $\text{CO}_2$  проведены при помощи высокоточного устройства, погрешность которого не превышает 1,2 %.

Приводятся результаты экспериментального исследования  $\lambda_{\text{эфф.}}$  микропористого стекла, со средним размером пор  $16 \cdot 10^{-6}$  м, насыщенного  $\text{CO}_2$ , в интервале температур 290-370К и давлении 7,379МПа.

Результаты исследования следующие: впервые исследована  $\lambda_{\text{эфф.}}$  микропористого стекла, насыщенного  $\text{CO}_2$ , по критической изобаре, впервые обнаружен резко выраженный максимум теплопроводности ( $\lambda_{\text{макс.}}$ ) микропористого стекла, насыщенного  $\text{CO}_2$  в критической области.

В результате эксперимента по теплопроводности в критической области обнаружено: уменьшение амплитуды  $\lambda_{\text{макс.}}$ , смещение температуры максимума в сторону низких температур, проявление максимума в более широком интервале температур, чем для чистого  $\text{CO}_2$ .

Обнаруженные эффекты объясняются образованием двухфазных аморфно-кристаллических структур – наноструктур в  $\text{CO}_2$  (с толщиной слоя в 10-1000 нм), в прилегающей к стеклу поверхности.

## СИНХРОТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР

Турищев С.Ю.

*Воронежский государственный университет*

Цель работы заключалась в изучении электронно-энергетической структуры наноматериалов, включающих пористые слои или слои с квантовыми точками на основе Si и соединений  $\text{A}^3\text{B}^5$  посредством получения и исследования ультрамягких рентгеновских эмиссионных спектров (УМРЭС) и спектров ближней тонкой структуры рентгеновского поглощения (БТСРП) вблизи  $L_{2,3}$  края поглощения с помощью синхротронного излучения.

Наноматериалы на основе Si. Впервые получены спектры БТСРП в области Si  $L_{2,3}$  краёв для наноструктур со слоями, содержащими квантовые точки твёрдых растворов  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ . Тонкая структура спектров обусловлена наличием напряжений в поверхностных нанослоях кремния, вызванных наличием квантовых точек. Соответствующие энергетические уровни в зоне проводимости могут вносить вклад в фотолюминесценцию этих наноструктур. Данные БТСРП и УМРЭС, использованные для определения фазового состава поверхностных слоёв и энергетической структуры пористого кремния показывают наличие нанокристаллических образований кремния, покрытых аморфным кремнием и окислами. Увеличение пористости кремния, приводит к сдвигу дна зоны проводимости и увеличению запрещённой зоны, обусловленных квантово – размерным эффектом.

Наноматериалы на основе  $\text{A}^3\text{B}^5$ . Спектры БТСРП всех исследованных образцов получены впервые. Их тонкая структура характеризуется двумя хорошо разделёнными пиками, расположенными на расстоянии  $\sim 0,8$  эВ друг от друга, что может быть связано со спин-орбитальным расщеплением исследуемого Р  $L_{2,3}$ -уровня. Спектры БТСРП по-



ристого InP показывают наиболее узкие пики, что связано с образованием квазимолекул в поверхностных слоях пористого InP. Во всех наноструктурах, содержащих квантовые точки InP в матрице  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$  обнаружены квантово-размерные эффекты, а также зависимость ширины запрещенной зоны исследуемых материалов от этих эффектов. Высказаны предположения о зона-зонном происхождении спектров люминесценции в исследованных наноструктурах.

## СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Смовж Д.В.

*Новосибирский государственный университет*

Большой интерес к методам получения наночастиц, возникший в последние годы, обусловлен необходимостью получения объектов с заданными свойствами, для создания различных классов наноприборов. Эти свойства могут изменяться в широком диапазоне и определяются методами получения, параметрами при которых происходит синтез, свойствами и размерами катализатора. Одним из перспективных направлений является исследование новых аллотропных форм углерода, в частности нанотрубок. На настоящий момент наиболее широкое распространение для синтеза углеродных нанотрубок получили методы: термического каталитического разложения углеводородов (TCVD) и термического каталитического разложения углеводородов в присутствии плазмы (PCVD). Все методы основаны на получении атомарного углерода (разложение углеводородов или испарение графита), затем его растворении в металле (катализаторе: Fe, Co, Ni и др.), на поверхности которого образуются графитоподобные структуры, из которых идет формирование наночастиц. Целью настоящей работы является исследование роста нанотрубок в условиях газового разряда с полым катодом и создании технологии для контролируемого роста нанотрубок в таких условиях. В основу предлагаемого метода, были заложены преимущества плазменного (повышение скорости реакции за счет потока положительных ионов углерода на отрицательно заряженные частицы катализатора) и термического (формирование наночастиц идет в потоке газа, отсутствует влияние подложки) методов.

В качестве источника углерода, был выбран ацетилен. Для получения наночастиц катализатора ацетилен при атмосферном давлении пропускался через сосуд, заполненный жидкий пентакарбонил железа ( $\text{Fe}(\text{CO})_5$ ) термостатированный при  $0^\circ\text{C}$ . В качестве буферного газа использовалась смесь Ar и  $\text{H}_2$  (4:1). Смесь газа прокачивалась через прогреваемый полый цилиндр, который служил катодом газового разряда. Материал, образовавшийся при разложении ацетилена и пентакарбонила железа, оседал на фильтре, расположенном на выходе катода. На входе в горячую зону, молекулы пентакарбонила диссоциировали и шло формирование кластеров железа, на поверхности которых начинался рост нанотрубок.

Исследовались углеродные наноструктуры, полученные при различных давлениях газа и токах разряда. Анализ материала проводился на просвечивающем электронном микроскопе (JEM 2010). Получены углеродные нанотрубки, как одностенные, так и многостенные. Помимо нанотрубок в собранном материале были обнаружены частицы катализатора в виде металлических кластеров, инкапсулированных в углерод-

ные фуллерено-подобные частицы имеющие луковичную структуру. Размеры кластеров металла варьируются в пределах от 1,5-3,5 нм.

Обнаружено существенное влияние электрофореза нанотрубок на качественную структуру углеродного материала. При работе в режиме без разряда материал с фильтра состоял из аморфного углерода, инкапсулированных кластеров железа в углеродных наночастицах и нанотрубок. При включении разряда, нанотрубы фильтра не достигали, но они были найдены в материале, собранном с анода, расположенного до входа в горячую зону, где температура и состояние катализатора не соответствуют условиям роста нанотрубок. Были проведены эксперименты с низким электрическим полем (ниже пробойного), в которых на фильтре была обнаружена небольшая концентрация одностеночных коротких нанотрубок и эксперименты с обратной полярностью, в которых нанотрубы на фильтре не обнаружены, но обнаружены на цилиндрическом аноде. В низкотемпературной плазме на крупных частицах накапливается отрицательный заряд, за счет разности потока электронов и ионов. При этом заряд частицы зависит от электронной температуры и размера частицы. Наличие заряда, приводит к появлению электростатических сил, действующих против вязких сил потока при описанной выше конструкции разрядного промежутка. При достижении некоторого критического заряда или размера, зависящего от приложенных внешних полей, нанотруба начинает двигаться против потока, по направлению к аноду. В результате этого за счет сложной траектории увеличивается время пребывания частицы в горячей зоне полого катода (увеличивается время реакции), во-вторых, существует возможность селекции нанотрубок по размерам непосредственно на стадии синтеза.

## ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСЛОЁВ $\text{SnO}_x$

Чуvenкова О.А.

*Воронежский государственный университет*

Тетрагональный  $\text{SnO}_2$  является широкозонным полупроводником n – типа ( $E_g = 3.6$  эВ) с оптической прозрачностью более 97 % в видимом и близком ультрафиолетовом диапазоне [1]. Плёнки этого материала применяются в качестве резистивных газовых сенсоров, прозрачных электрических контактов различных устройств и т.д. Свойства  $\text{SnO}_2$  существенно зависят от получения, поэтому изучение свойств материала в зависимости от метода его получения является актуальной задачей.

В данной работе исследовались тонкие слои  $\text{SnO}_x$ , полученные на подложках из плавного кварца и сколах хлористого калия (100) окислением металлической плёнки на воздухе при температурах от 200 до 750 °С. Плёнки олова толщиной 30 и 100 нм наносили магнетронным распылением оловянной мишени в плазме аргона. Состав и микроструктуру образцов анализировали методом просвечивающей электронной микроскопии в режимах электронной дифракции и светлопольного анализа на приборе ЭМВ – 100АК. Оптические свойства изучались на автоматическом спектрометре СФ-56.

Фазовый анализ образцов оксидов олова, полученных при различных условиях, показал, что тонкие пленки олова (30 нм) окисляются на воздухе до  $\text{SnO}_2$  уже при температуре 200°С, и её дальнейшее повышение не приводит к изменению фазового состава образцов. При этом одновременно формируются фазы орторомбической и тетрагональной модификации. Более толстые пленки металла (100 нм), после окисления при температурах менее 370°С, имеют сложный состав, включающий фазы SnO тетраго-

нальной модификации, а также  $\text{SnO}_2$  орторомбической и тетрагональной модификаций. Окисление этих образцов на воздухе при температурах выше  $370^\circ\text{C}$  приводит к образованию только двуокиси олова обеих модификаций.

Анализ формы края оптического поглощения дает основание предполагать, что в оксидной пленке на подложке плавленого кварца, полученной отжигом при температурах ниже  $600^\circ\text{C}$ , присутствуют, по крайней мере, два материала с шириной запрещенной зоны  $\sim 2,5$  эВ и  $3,5-4,5$  эВ. С увеличением температуры отжига до  $600^\circ\text{C}$  и выше остается лишь высший окисел  $\text{SnO}_2$ , для которого ширина запрещенной зоны наибольшая. Этот окисел в нанослоях  $\text{SnO}_x$  оказывается в орторомбической и тетрагональной модификациях, тогда как второй материал, для которого ширина запрещенной зоны меньше – является моноокисью олова –  $\text{SnO}$  тетрагональной модификации. Полученные данные дают основание предполагать, что величины запрещенных зон обеих наблюдаемых в нанослоях фаз диоксидов  $\text{SnO}_2$   $E_g \geq 3.5$  эВ.

### Литература

1. Cetin K. and Zunger A. Origins of Coexistence of Conductivity and Transparency in  $\text{SnO}_2$ // Physical Review Letters, 2002, V 88, № 9, P. 095501-1- 095501-4.

## МЕЖСЛОЕВАЯ ОБМЕННАЯ СВЯЗЬ В МНОГОСЛОЙНЫХ $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$ НАНОСТРУКТУРАХ

Самардак А.С.

*Дальневосточный государственный университет*

В последние годы интенсивно изучается обменная связь в многослойных магнитных структурах. Исследованию осциллирующего поведения косвенной обменной связи и магнитосопротивления с изменением толщины немагнитного слоя посвящен целый ряд экспериментальных и теоретических работ [1-3]. Межслоевую косвенную обменную связь можно оценить только косвенным методом по измерению поля насыщения или методом подгонки, при котором теоретические модели сравниваются с экспериментальными зависимостями. Детальное изучение межслоевого обменного взаимодействия необходимо с практической точки зрения для точного варьирования величиной и типом связи, и с теоретической точки зрения для раскрытия механизмов обменной связи.

В настоящей работе исследовалось поведение параметров билинейной и биквадратичной связи в зависимости от температуры отжига. Выявлялись физические механизмы влияния структурных изменений на косвенную обменную связь между ферромагнитными слоями  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  пленок.

Образцы  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  получали магнетронным распылением на постоянном токе в атмосфере рабочего газа  $\text{Ar}$  ( $P_{\text{Ar}} = 5 \times 10^{-3}$  Торр). Пленки осаждали на монокристаллы  $(111)\text{Si}$  при комнатной температуре. В работе исследовались пленки  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  с толщиной слоев  $\text{Co}$ ,  $d_{\text{Co}} = 6$  нм, а толщина медной прослойки  $d_{\text{Cu}}$  варьировалась от 0 до 2.6 нм. Структура пленок исследовалась методом электронной микроскопии и дифракции электронов. Топография поверхности пленок изучалась методом атомно-силовой микроскопии. Магнитосопротивление измеряли четырехточечным компенсационным методом в диапазоне магнитных полей от 0 до 10 кЭ, петли магнитного гистерезиса получали индукционным методом на автоматизированном вибромагнитометре.

Исследование поликристаллических, трехслойных пленок Co/Cu/Co при изотермическом отжиге показало:

— величины билинейной и биквадратичной компонент косвенной обменной связи изменяются с увеличением толщины медной прослойки;

— в пленках с толщиной прослойки Cu, соответствующей 1-му и 2-му антиферромагнитным максимумам, биквадратичная компонента косвенной обменной связи исчезает при температуре отжига 250°C и 300°C соответственно;

— поведение магниторезистивного отношения обусловлено изменением длины свободного пробега электронов, изменением косвенной обменной связи между слоями Co, из-за изменения структуры пленок и границ раздела и немагнитной прослойки (размера зерен, периода и амплитуды шероховатости межфазных границ, увеличения магнитных мостиков в немагнитной прослойке).

### Литература

1. Levy P.M. Giant magnetoresistance in magnetic layered and granular materials // *Solid State Physics*. 1994. № 47. P. 367-462.
2. Parkin S.S.P. Giant magnetoresistance and oscillatory interlayer coupling in polycrystalline transition metal multilayers // In book of Eds. B. Heinrich and J.A.C. Bland *Ultrathin Magnetic Structures II*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 1994. P.148 - 194.
3. Bruno P. Theory of interlayer magnetic coupling // *Phys. Rev. B*. 1995. № 52. P.411-439.

УДК 539.2

## ДВУХСЛОЙНАЯ НАНОТРУБКА КАК ПРОСТЕЙШИЙ НАНОДВИЖИТЕЛЬ

Белослудцев А.В.

*Удмуртский государственный университет, физический факультет*

Уникальные электронные и механические свойства углеродных нанотрубок открывают широкие возможности для их применения в наноэлектронике и наномеханике. В литературе обсуждаются вопросы использования нанотрубок в качестве диода, транзистора, элементарной ячейке памяти, источника электронов в холодном катоде, также в качестве иглы атомно-силового микроскопа.

Получаемые в эксперименте многослойные нанотрубки представляют собой коаксиально вложенные друг в друга однослойные трубки с расстоянием между слоями почти совпадающими с расстояниями между атомными плоскостями в кристалле графита. Исследования многослойных трубок показало, что они обладают интересными электрическими, механическими и магнитными свойствами. Для многослойной нанотрубки слабое Ван-дер-Ваальсовское взаимодействие между слоями позволит реализовать многофункциональный молекулярный нанодвижитель использующий относительные повороты и сдвиги слоев друг относительно друга. В частности, двухслойная нанотрубка (см. рис. 1) может рассматриваться как наномеханизм позволяющий реализовать подшипник скольжения либо качения, так и молекулярный механизм обладающий нелинейной упругостью к относительному повороту либо сдвигу. В докладе, в дополнении к [1], исследована энергия связи двухслойной углеродной нанотрубки как функция продольного сдвига и поворота однослойных трубок-составляющих. Показано, что энергия связи является осциллирующей функцией от относительного сдвига и поворо-

та, период осцилляций зависит от соотношений между элементами симметрии однослойных трубок.

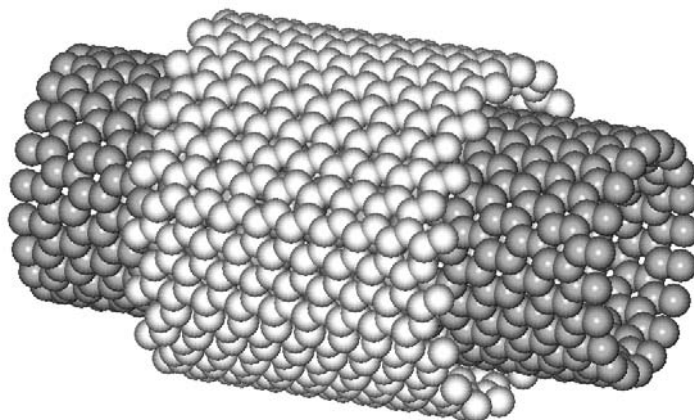


Рис. 1. Атомная упаковка двухслойной нанотрубки

### Литература

1. Савинский С.С., Белослудцев А.В. Нанодвижители на основе углеродных нанотрубок // Труды XI Национальной конференции по росту кристаллов (НКРК-2004), Москва, Институт кристаллографии РАН, 2004 г., с. 444.

УДК 537.311.322

## ОБРАЗОВАНИЕ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННЫХ НАНОМЕТРОВЫХ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР В Ge

Горлищев А.В., Гречкина М.В.

*Воронежский государственный университет, физический факультет*

Технология обработки материалов последовательностью импульсов относительно слабого магнитного поля (до 1 Тл) является одним из методов управления структуро-чувствительными свойствами металлов, диэлектриков, полупроводников имеет отечественные приоритеты и широко используется начиная с 70-х гг. XX в. Феноменами технологии обработки ИМП металлических и диэлектрических материалов являются латентность проявления после воздействия и то, что энергия магнитного поля при  $B \leq 1$  Тл оказывается на несколько порядков меньше  $kT$  [1].

Методом атомно-силовой микроскопии изучена кинетика изменения шероховатости поверхности монокристаллического Ge после обработки ИМП. Образцы монокристаллического Ge с ориентацией [111] с размерами  $4 \times 4 \times 0,4$  мм при комнатной температуре подвергались кратковременной обработке (30 секунд) слабым импульсным магнитным полем с индукцией  $B = 0,12$  Тл. Изменение топографии поверхности пластин монокристаллического Ge контролировались при фиксированной начальной точке сканирования и неизменном положении образца периодически в течение 360 часов каждые 24 часа.

После воздействия ИМП наблюдалось резкое уменьшение шероховатости на 10% от исходного значения. Изменение шероховатости от времени имеет экстремум через 144 часа и релаксирует к исходному значению через 156 часов. Через 72 часа по-

сле воздействия ИМП отмечено образование на поверхности Ge двух типов наноструктур: квазипериодических (рис. 1) и изотропных фрактальных.

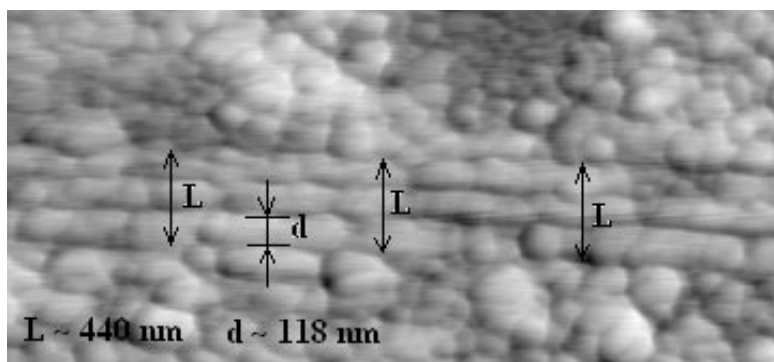


рис. 1. Магнитоиндуцированная наноструктура на поверхности Ge

Распределение нанокластеров в периодических цепочках описывается в приближении нормального распределения. Методами сеток и Фурье-анализа оценена фрактальная размерность кластеров-кратеров фрактальных структур, которая составила 1,76.

Изменение топологии поверхности Ge с течением времени коррелирует с изменением микротвердости и термодинамических параметров плавления. Наблюдаемые магнитоиндуцированные нанометрические упорядоченные структуры в Ge обсуждаются с позиции самоорганизации магнитоиндуцированных дефектов.

**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Жуковский Владимир Чеславович**

УДК 536.7

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ЖИДКОСТИ**

Николаева О.П.

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

Одной из основных проблем современной статистической физики является построение теории жидкости. Имеется большой экспериментальный материал по термодинамическим свойствам различных жидкостей. Описание этих данных связано с целым рядом сложностей.

В отличие от газов для жидкости трудно выделить малый параметр, который позволил бы построить ряд теории возмущений. Использование интегральных уравнений дает возможность описать жидкость в рамках той или иной модели, но построение последующих приближений связано с решением достаточно сложных задач.

В настоящее время основным методом исследования жидкостей является термодинамическая теория возмущений. Существо ее заключается в следующем. Пусть известен термодинамический потенциал системы, определяемый парным потенциалом взаимодействия между частицами. Такую систему называют базовой. Считаем, что базовая система может служить основным приближением для рассматриваемой системы. В этом случае термодинамический потенциал можно представить в виде ряд, в котором первым членом является потенциал базовой системы, а последующие определяются отклонением реального гамильтониана от базового и корреляционными функциями базовой системы.

В настоящей работе в качестве базовой системы мы выбрали систему твердых сфер с эффективным диаметром, зависящим от температуры. Вид его конкретизируется в силу условия воспроизведения точно известных результатов при высоких температурах и результатов теории среднего поля при низких температурах. Критическая и тройная точка воспроизводятся точно с помощью введенных параметров ван-дер-ваальсовского типа.

В результате использования такого подхода удалось с высокой точностью описать всю фазовую диаграмму жидкости. В отличие от ячеечных теорий предлагаемая не имеет нефизических особенностей при малых плотностях и хорошо описывает и газовую фазу, а также фазовый переход жидкость – газ.

УДК 537.611.43: 530.145

**СПИН-ТОКОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
В КВАНТОВОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ**

Андреев П.А., Кузьменков Л.С., Харабадзе Д.Э.

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

При исследовании коллективных процессов в системах многих частиц, необходимо получить уравнения эволюции для наблюдаемых в трехмерном физическом про-

странстве. В работе [1] было получено уравнение для системы многих частиц с кулоновским взаимодействием. В работах [2, 3] было учтено спин-спиновое взаимодействие частиц на основе гамильтониана Брейта. Во многих задачах существенную роль играет спин-токовое взаимодействие, что приводит к необходимости дополнить уравнения квантовой гидродинамики поправками, учитывающими спин-токовое взаимодействие.

Из уравнения Шредингера

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = \hat{H} \psi \quad (1)$$

следует, что изменение со временем плотности произвольной наблюдаемой величины, представленной оператором  $\hat{f}$ , удовлетворяет следующему уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi^+ \hat{f} \psi = \psi^+ \frac{\partial \hat{f}}{\partial t} \psi + \frac{i}{\hbar} \psi^+ (\hat{H}^+ \hat{f} - \hat{f} \hat{H}) \psi. \quad (2)$$

Из выражения (2) выделим коммутатор и антикоммутатор:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi^+ \hat{f} \psi = \psi^+ \frac{\partial \hat{f}}{\partial t} \psi + \frac{i}{\hbar} \psi^+ \left( \frac{1}{2} [(\hat{H}^+ - \hat{H}), \hat{f}]_+ + \frac{1}{2} [(\hat{H}^+ + \hat{H}), \hat{f}] \right) \psi. \quad (3)$$

Будем рассматривать гамильтонианы, удовлетворяющие следующему свойству:

$$(\hat{H}^+ - \hat{H}) = i\hbar \sum_{i=1}^N (\hat{\partial}_i^+ + \hat{\partial}_i) \hat{J}_i, \quad (4)$$

где  $\hat{J}$  - оператор тока в рассматриваемой системе.

В этом случае (3) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi^+ \hat{f} \psi = \psi^+ \frac{\partial \hat{f}}{\partial t} \psi - \sum_{i=1}^N \nabla_i \left( \psi^+ \frac{1}{2} [\hat{J}_i, \hat{f}]_+ \psi \right) + \frac{i}{\hbar} \psi^+ [\hat{E}, \hat{f}] \psi, \quad (5)$$

где

$$\hat{E} = \frac{1}{2} (\hat{H}^+ + \hat{H}). \quad (6)$$

Очевидным следствием уравнения (5) будет уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{x}, t) + \nabla \mathbf{J}(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (7)$$

Подставляя гамильтониан

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{k=1}^N \frac{1}{2m} \mathbf{p}_k^2 + \sum_{k=1}^N \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq k}}^N \left( \frac{e^2}{r_{lk}} + \frac{1}{4} \left( \frac{e\hbar}{mc} \right)^2 \left( \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \frac{1}{r_{lk}} - 4\pi\delta_{\mu\nu}(\mathbf{r}_{lk}) \right) \right) - \\ & - \sum_{k=1}^N \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq k}}^N \frac{e^2 \hbar}{4m^2 c^2 r_{lk}^3} (\mathbf{g}_k + \mathbf{g}_l) [\mathbf{r}_{kl}, \mathbf{p}_k] \end{aligned} \quad (8)$$

в (5), и пренебрегая корреляциями, получаем поправки к уравнениям баланса [1, 2], отвечающие спин-токовому взаимодействию:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \nabla_\beta (v_\beta \mathbf{M}) = \frac{e}{mc} [M \times (\mathbf{B}^{ext} + \mathbf{B}^S)] + \frac{e}{mc} [\mathbf{M} \times \mathbf{B}^C] - \frac{e}{mc} \left[ \mathbf{M} \times \left[ \frac{\mathbf{J}}{c} \times \mathbf{E} \right] \right], \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \nabla_\beta (v_\beta \mathbf{J}) = & \frac{e}{mc} [\mathbf{J} \times \mathbf{B}^{ext}] + \frac{e}{m} n (\mathbf{E}^{ext} + \mathbf{E}) + \frac{1}{m} \mathbf{M}_\beta \nabla \mathbf{B}_\beta^S + \\ & + \frac{e}{mc} [\mathbf{J} \times \mathbf{B}^S] + \frac{e}{m} n \mathbf{E}^S + \frac{1}{m} (\mathbf{M} \nabla) \mathbf{B}^C - \frac{1}{mc} [\mathbf{J} \times (\mathbf{M} \nabla) \mathbf{E}], \end{aligned} \quad (9)$$



$$[\nabla \times \mathbf{B}^c] = \frac{4\pi}{c} e\mathbf{J} \quad (10)$$

$$[\nabla \times (\mathbf{B}^s + 4\pi\mathbf{M})] = 0 \quad (11)$$

$$(\nabla \mathbf{E}) = 4\pi e n \quad (12)$$

$$[\nabla \times \mathbf{E}^s] = -\frac{1}{c} \left( \frac{\partial \mathbf{B}^s}{\partial t} \right) \quad (13)$$

Таким образом, нами были получены уравнения баланса плотности импульса и магнитного момента, имеющие место в системах многих частиц с собственным магнитным моментом.

### Литература

1. Кузьменков Л.С., Максимов С.Г. Квантовая гидродинамика систем частиц с кулоновским взаимодействием и квантовый потенциал Боме. // ТМФ. **118**, N 2, с.287 (1999)
2. Кузьменков Л.С., Максимов С.Г., Федосеев В.В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов I. // ТМФ. **126**, N 1, с.136 (2001)
3. Кузьменков Л.С., Максимов С.Г., Федосеев В.В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов II. // ТМФ. **126**, N 2, с.258 (2001)

УДК 530.145

## ТРЕХФАЗОВАЯ КИРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ SU(2)-КВАРКОВОГО МЕШКА В 3+1 D

Малахов И.Ю.

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

Квантовая хромодинамика (КХД) является в настоящее время единственным реальным кандидатом на роль теории, описывающей сильные взаимодействия. Пертурбативная КХД успешно применяется для описания процессов с участием кварков и глюонов при высоких энергиях, однако, в области низких энергий предсказательные возможности КХД резко снижаются вследствие роста бегущей константы связи. В связи с этим весьма актуальной проблемой остается разработка эффективных низкоэнергетических моделей адронов. К наиболее перспективным моделям такого типа, получившим широкое распространение в исследованиях легких нестранных барионов, относятся гибридные киральные модели (ГКМ) кварковых мешков [1]. Наиболее многообещающей является трехфазовая модификация ГКМ, развитая впервые в [2] для случая 1+1 D, в которой свободные, практически безмассовые токовые кварки переходят сначала в “одетые” в результате взаимодействия массивные конституентные кварки, и только потом возникает чисто мезонная фаза.

В настоящем докладе рассматривается трехфазовая SU(2)-версия ГКМ с пионной динамикой скирмовского типа в 3+1D. В рамках этой модели при описании структуры мешка можно выделить следующие области:

Внутренняя (центральная) область мешка  $r < a$ , соответствующая фазе асимптотической свободы. Внутри этой области имеются невзаимодействующее свободное безмассовое изодублетное фермионное поле, соответствующее легким ( $u, d$ ) кваркам в киральном пределе, и киральный изотриплет безмассовых  $\pi$ -мезонов.

Промежуточная область мешка  $a < r < R$ , внутри которой кварки кирально-инвариантным образом взаимодействуют с изотриплетом пионов, характеризующихся

ненулевой массой  $m_\pi(r)$ . Наряду с массовым членом и членом, описывающим кварк-пионное взаимодействие, в лагранжиан  $\pi$ -мезонного поля в этой области с неизбежностью приходится вводить и так называемый скирмовский член пионного самодействия, основная роль которого состоит в предотвращении коллапса мешка.

Внешняя область мешка  $r > R$ , в которой фермионное поле приобретает бесконечно большую массу  $M_0 \rightarrow \infty$ , вследствие чего оно динамически зануляется в этой области (см., например, [3]), а пионное поле имеет массу  $m_\pi$  равную реальной массе  $\pi$ -мезона.

При построении самосогласованного решения уравнений движения имеется ряд принципиальных отличий от 1+1 D случая [4]. Прежде всего, для придания солитонного характера решению, описывающему поведение пионного поля во внешней области мешка, теперь не требуется вводить дополнительное самодействие мезонов в этой области, поскольку требуемый топологический характер решения автоматически обеспечивается за счет скирмионной *hedgehog*-конфигурации пионного поля. Более того, в 3+1 D оказывается принципиально невозможным исключить из рассмотрения нулевую фермионную моду подобно тому, как это делалось в 1+1 D. Это обстоятельство и условие существования самосогласованного решения для кирального угла в области составляющих кварков приводят к дополнительному соотношению, связывающему фермионную  $M(r)$  и пионную  $m_\pi(r)$  массовые функции в промежуточной области мешка. При наложении естественного требования  $M(r \rightarrow R) \rightarrow \infty$  было получено нетривиальное интегральное условие на  $m_\pi(r)$ . В частном случае, когда  $m_\pi(r) = m_\pi^*$  ( $m_\pi^*$  имеет смысл эффективной массы  $\pi$ -мезона) при  $a < r < R$ , это приводит к соотношению, связывающему радиус мешка  $R$  и размер области асимптотической свободы  $a$ :  $R^4 - a^4 = 3 / (4 \pi m_\pi^{*2} f_\pi^2)$ , где  $f_\pi$  – постоянная пионного распада. При этом массовая функция составляющих кварков имеет вид  $M(r) = 1 / (2(R-r))$ , что полностью удовлетворяет наложенным выше требованиям на  $M(r)$ .

Вклад энергии пионного поля в полную энергию мешка исследован как функция радиуса мешка. Это позволило определить значения исходных параметров модели (вакуумного давления  $V$  внутри мешка и константы скирмовского самодействия  $e$ ), при которых минимум энергии реализуется в точке  $R \sim 0.5$  Фм, в то время как его значение составляет  $\sim 1.0$  ГэВ, что хорошо согласуется с феноменологией. Показано, что полученные при этом значения исходных параметров находятся в соответствии с результатами других подходов.

### Литература

1. Hosaka H., Toki O. Chiral bag model for the nucleon, Phys. Rep. 277 (1996) 65.
2. Свешников К.А., Силаев П.К. Трехфазовая модель кирального кваркового мешка // Теор. и мат. Физ., Том 117 (1998), с. 263
3. Малахов И.Ю., Свешников К.А., Федоров С.М., Халили М.Ф. Топологические и нетопологические конфигурации в трехфазовой модели гибридного кирального мешка // Теор. и мат. физ., Том 132 (2002), с. 238
4. Jackiw R., Rebbi C. Solitons with fermion number 1/2 // Phys. Rev. D, Vol 13 (1976), p. 3398.

УДК 530.145

## К ПРОБЛЕМЕ $Z > 137$

Улыбышев М.В.

МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет

Как известно, спектральная задача для дираковского электрона в кулоновом поле точечного заряда  $Ze$

$$\left( \frac{1}{i} \vec{\alpha} \vec{\nabla} + \beta m - \frac{Z\alpha}{r} \right) \psi = E\psi \quad (1)$$

становится несамосопряженной при  $Z\alpha > 1$ , что проявляется в отсутствии стационарных состояний с действительными  $E$  и физически соответствует падению на центр. В реальности, однако, источник с  $Z > 137$  имеет сложную внутреннюю структуру, поэтому на предельно малых расстояниях ( $< 10^{-13}$  см.) уравнение (1) нуждается в уточнении с учетом этого обстоятельства, что в ряде случаев позволяет восстановить самосопряженность задачи. В частности, рассматривалось обрезание кулоновской сингулярности с переходом потенциала в константу при некотором  $r_0 > 0$  (см. [1] и приведенные там ссылки) или непертурбативный учет прямого магнитного диполь-дипольного взаимодействия [2].

В настоящей работе рассматривается альтернативный подход к уточнению (1) на малых расстояниях, когда электрон не может находиться внутри сферы радиуса  $a$ , т. е. ситуация, которая может быть названа «внешним конфайнментом». Сразу отметим, что в отличие от случая с обрезанием кулоновского потенциала, когда при  $r_0 \rightarrow 0$  восстанавливается исходная сингулярность и связанные с этим проблемы, в рассматриваемом подходе самосопряженность задачи сохраняется и при  $a \rightarrow 0$ , т.к. даже для бесконечно малого  $a$  остается точка в центре, в которую электрон не должен попасть.

Граничные условия для такого «внешнего конфайнмента» выводятся по аналогии с релятивистскими моделями удержания кварков [3] и в данном случае имеют вид:

$$\left( -i\vec{\gamma}\vec{n} + I \right) \psi|_{r=a} = 0, \quad (2)$$

где  $\vec{n}$  – внешняя нормаль к поверхности сферы радиуса  $a$ . На уровне волновых функций это означает, что в решении теперь будут участвовать слагаемые, сингулярные в нуле.

Решение уравнения (1) с граничным условием (2) приводит к следующему уравнению для уровней связанных состояний с  $|E| < m$ , полным моментом  $j$  и определенной четностью  $l = j \pm 1/2$

$$(2\lambda a)^{2s} = \gamma \frac{(\sqrt{m+E} + \sqrt{m-E})}{(\sqrt{m+E} - \sqrt{m-E})} \cdot \frac{F(q-s, 1-2s, 2\lambda a) + \frac{q-s}{p-k} (\sqrt{m+E} - \sqrt{m-E}) F(q-s+1, 1-2s, 2\lambda a)}{F(q+s, 1+2s, 2\lambda a) + \frac{q+s}{p-k} (\sqrt{m+E} - \sqrt{m-E}) F(q+s+1, 1+2s, 2\lambda a)} \quad (3)$$

где:  $k = \pm(j+1/2)$  для  $l = j \pm 1/2$ ,  $s = \sqrt{k^2 - (Z\alpha)^2}$ ,  $\lambda = \sqrt{m^2 - E^2}$ ,  $F(a, b, z)$  – функция Куммера (вырожденная гипергеометрическая функция),

$$p = \frac{Z\alpha m}{\lambda}, \quad q = -\frac{Z\alpha E}{\lambda}, \quad \gamma = \frac{\Gamma(q-s)\Gamma(1+2s)}{\Gamma(q+s)\Gamma(1-2s)}.$$

Пока  $Z\alpha < 1$ , параметр  $s$  – действительный и уравнение (3) вещественно. Предел  $a \rightarrow 0$  соответствует обращению в нуль  $\gamma$ , что дает  $q+s = -n$ ,  $n = 0, 1, \dots$  и приводит к стандартному ответу для уровней дираковской частицы в кулоновском поле.

При  $Z\alpha > 1$  параметр  $s$  – чисто мнимый,  $s = i\varepsilon$ , и уравнение (3) становится фазовым:

$$2\varepsilon \ln 2\lambda a + 2\pi n = \text{фаза правой части}, \quad (4)$$

где  $n$  – целое число,  $-\infty \leq n \leq \infty$ . Из (4) непосредственно следует, что при достаточно малых  $a$ , когда гипергеометрические функции в (3) можно считать равными единице, зависимость уровней энергии от  $\ln a$  будет близка к периодической с периодом  $\pi/\varepsilon$ , поскольку выход  $\ln a$  за это значение компенсируется переходом к следующему значению  $n$ . Это доказывает анонсированное выше утверждение об отличии данного метода от регуляризации через обрезание кулоновской сингулярности — в данном случае уровни энергии будут периодическими действительными функциями радиуса  $a$  вплоть до самых малых значений  $a$ .

Более детальное аналитическое исследование уравнения (4) представляет значительные трудности, поэтому краевая задача исследовалась численно.

Получены значения наиболее низколежащих  $s$ -уровней для различных  $Z$  и диапазона изменений  $a$  от  $10^{-7}$  до  $10^{-4}$  боровского радиуса. В качестве примера можно привести таблицу значений первых двух уровней энергии для  $a=1.66 \cdot 10^{-4}$  боровского радиуса:

$Z=138$	$Z=256$
149200 эВ	-315400 эВ
409800 эВ	196100 эВ

Из таблицы видно, что для данного  $a$  при  $Z=138$  никаких аномальных уровней еще не возникает, энергия положительна и по порядку величины соответствует боровским уровням. Но для  $Z=256$  уже возникают аномальные уровни с отрицательной энергией, причем для малых  $a$  можно аналитически показать, что точка  $E=0$  не является особой точкой уравнения (4). Также можно численно установить приближенную периодичность уровней при малых  $a$  (периодическая зависимость от  $\ln a$ ), следовательно, подобное поведение энергии будет повторяться при любых, сколь угодно малых значениях  $a$ . Это подтверждает сделанное выше утверждение об отличии данной задачи от задачи с обрезанием кулоновского потенциала — поведение уровней энергии будет одинаково для любых сколь угодно малых  $a$ .

В заключение отметим, что уровни с энергией  $<0$  соответствуют связанным состояниям позитрона с положительной энергией. Этот эффект для положительно заряженного (т. е. отталкивающего для позитронов) центра обусловлен тем, что заряд  $Z=256$ , сосредоточенный в малом объеме, приводит к настолько сильной поляризации вакуума вокруг себя, что возникает аналог ковалентной связи — позитрон притягивается к облаку виртуальных электронов, окружающих такой заряд.

### Литература

1. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989.
2. Barut A.O. and Kraus J., Journ. Math. Phys. 17 (1976) 506; J. P. Vigiier, Phys. Lett. A211 (1996) 138, A235 (1997) 419.
3. Chodos A. et al, Phys. Rev. D9 (1975) 3471; D10 (1974) 2559; A.Chodos, C. V. Thorn, Phys. Rev. D12 (1975) 2060.

## ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В КЛАССИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ СИСТЕМАХ

Малыхин Е.М., Лопаев\* Д.В., Намиот\* В.А.

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

*\*НИИ ядерной физики, МГУ им. М.В. Ломоносова*

Динамический хаос – явление, суть которого состоит в том, что поведение некоторых классических (описываемых механикой Ньютона) систем оказывается непредсказуемым: малое возмущение начальных условий приводит к значительному измене-

нию траектории движения системы. Такая непредсказуемость обусловлена неустойчивостью уравнений, описывающих движение системы. Типичным примером системы, в которой наблюдается динамический хаос, является гармонический осциллятор с экспоненциально возмущенным потенциалом:

$$V = \alpha(x^2 + y^2) + \beta e^{-\gamma(x-x_0)^2}.$$

Наличие возмущения приводит к тому, что поведение такой системы, подчиняющейся классическим законам, становится непредсказуемой. Это и называется динамическим хаосом.

В квантовых системах динамический хаос отсутствует. В данном исследовании изучалось поведение описанной выше системы с помощью метода псевдокогерентных состояний. Этот метод позволяет описать квантовую систему на языке траекторий, подобных классическим траекториям. Достигается это путем аппроксимации вспомогательным гармоническим потенциалом истинного потенциала в области нахождения пакета, хотя в областях, где пакета нет, этот вспомогательный потенциал может сильно отличаться от истинного. Такой подход позволяет записать решение уравнения Шредингера в виде гауссова волнового пакета, параметры которого являются функциями времени. В результате траекторию системы (положение центра тяжести и ширина волнового пакета) можно определить из системы уравнений Гамильтона, аналогично классической системе. Однако в данном случае Гамильтониан системы будет уже другим. Уравнения Гамильтона получаются из т.н. эффективного гамильтониана, вычисляемого по формуле

$$H_{eff} = \int \psi_p^* \hat{H} \psi_p d\tau$$

где интегрирование ведется по всему бесконечному пространству, а  $\psi_p$  - гауссов волновой пакет, в виде которого мы ищем решение. В данном случае постоянная Планка выступает как параметр. Устремляя постоянную Планка к нулю, мы получим предельный случай – классическую систему. В случае  $\hbar \neq 0$  система уравнений описывает квантовую систему.

Расчеты показали, что с ростом постоянной Планка поведение системы становится менее хаотичным, а траектории – более упорядоченными, что соответствует известному свойству квантовых систем - отсутствию динамического хаоса. Так как использованный метод приближенный, то данный результат получается, только начиная с некоторого значения  $\hbar \neq 0$ . Однако данный метод дает наглядное (на «языке» траекторий) описание поведения квантовой системы в условиях, когда в классической системе наблюдается хаос.

Расчеты позволили обнаружить интересный эффект, который можно назвать явлением «выборочной предсказуемости». Оказывается, что при своем движении волновой пакет пульсирует, периодически сжимаясь и расширяясь. При этом моменты времени, в которые волновой пакет оказывается максимально «сжатым», почти не зависят от начальных условий. Если в эти моменты времени проводить измерение координат частицы, то дисперсия результатов оказывается малой (соответственно ширине волнового пакета в эти моменты времени), т.е. значительно меньше средней дисперсии за время существования пакета. Это дает возможность установить «траекторию движения» квантовой частицы.

Таким образом, проведенное исследование показало, что метод псевдокогерентных состояний может быть применим для описания квантовых систем. Это представляет определенный практический интерес, так как дает возможность проводить *ab initio* расчеты для многочастичных квантовых систем. Так, на первом этапе планируется ис-

пользовать метод для расчета спектров поглощения, излучения и комбинационного рассеяния многоатомных молекул из первых принципов.

### Литература

1. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем, “Наука” Москва 1984
2. Успехи современной электроники, 10, 1997 (том посвящён проблемам динамического хаоса)
3. Namiot V.A., Chernavskii D.S. Phys.Lett.A. v.320 № 1 p.1-4 (2003) (22dec.)
4. Audretsch J., Mensky M.B., Namiot V.A. Phys. Let. A. v.203 p.209-214 (1995)
5. Mensky M.B. Chaos, Solitons & Fractals v.5, №7, p.1381-1387 (1995)
6. Намиот В.А., Финкельштейн В.Ю. ЖЭТФ т.77 №3 (9) стр.884- 898 (1979)
7. Намиот В.А. Письма в ЖТФ т.3, N 7, с.289-292 (1977)

## ИСТОЧНИКИ СР-НАРУШЕНИЯ В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ И ЕЕ РАСШИРЕНИЯХ

Сукачев А.И.

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

Фазовый подход при рассмотрении дискретных симметрий и их проявлений при разнообразных трансформациях полей и их комбинаций – мощный теоретический метод, позволяющий выявить фундаментальные свойства физических полей и связанных с ними взаимодействий.

В первой части данной работе рассматривается общий метод комплексных фаз в применении к основным дискретным симметриям – операциям пространственного отражения (P), зарядового сопряжения (C) и обращения времени (T).

Обозначая за  $|p_i\rangle$  - начальное, а за  $|p_f\rangle$  - конечное состояние физической системы (до и после взаимодействия) после операции пространственного отражения, а за  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$  - начальное и конечное состояние непреобразованной системы, запишем условие инвариантности системы относительно операции пространственного отражения в виде:

$$|S_{p_i p_f}|^2 = |S_{if}|^2 \text{ или } |\langle f | S | i \rangle|^2 = |\langle p_f | S | p_i \rangle|^2,$$

где  $S$  – оператор взаимодействия, посредством которого система переходит из начального состояния в конечное.

Условие инвариантности относительно пространственного отражения непосредственно следует из условия коммутации вида  $[S, P] = 0$  или, исходя из вида оператора  $S$  в представлении взаимодействия

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} dx_n T(H_{\text{int}}(x_1) \dots H_{\text{int}}(x_n)),$$

из условия коммутации в форме:  $PH_{\text{int}}(x)P^+ = H_{\text{int}}(x')$ , где  $x' = Px = (x^0, -\vec{x})$ .

Аналогичные соотношения можно получить также для операций зарядового сопряжения и обращения времени. Необходимо особо подчеркнуть, что условие коммутации является пусть и достаточным, но вовсе не необходимым условием для сохране-

ния инвариантности, согласно введенному выше определению. Соответствующие контрпримеры также представлены в данной работе.

Операции дискретных преобразований определяются через действия соответствующих операторов на операторы рождения и уничтожения, через которые можно выразить основные виды полей, используемых в КТП – скалярное, векторное и спинорное. При этом полагается, что соответствующая фаза вакуума равна единице.

**Пространственное Отражение    Зарядовое Сопряжение    Обращение  
Времени**

$$\begin{cases} Pa_{n\bar{p}\sigma}^+ P^{-1} = \eta_{n\bar{p}\sigma}^1 a_{n-\bar{p}\sigma}^+ \\ Pa_{n\bar{p}\sigma}^- P^{-1} = \eta_{n\bar{p}\sigma}^{1*} a_{n-\bar{p}\sigma}^- \end{cases} \quad \begin{cases} Ca_{n\bar{p}\sigma}^+ C^{-1} = \eta_{n\bar{p}\sigma}^2 a_{n'\bar{p}\sigma}^+ \\ Ca_{n\bar{p}\sigma}^- C^{-1} = \eta_{n\bar{p}\sigma}^{2*} a_{n'\bar{p}\sigma}^- \end{cases} \quad \begin{cases} Ta_{n\bar{p}\sigma}^+ T^{-1} = \eta_{n\bar{p}\sigma}^3 a_{n-\bar{p}-\sigma}^+ \\ Ta_{n\bar{p}\sigma}^- T^{-1} = \eta_{n\bar{p}\sigma}^{3*} a_{n-\bar{p}-\sigma}^- \end{cases}$$

Применение указанных преобразований к различного рода полям приводит к появлению набора фазовых множителей. Соотношения между ними нетрудно получить, используя требование инвариантности лагранжевых членов Юкавы и КЭД относительно введенных выше дискретных преобразований. Последовательное рассмотрение приводит к следующим формулам для преобразования основных типов полей:

**Пространственное Отражение    Зарядовое Сопряжение    Обращение  
Времени**

$$\begin{aligned} P\phi(x)P^+ &= \eta_s^* \phi(x') & C\phi(x)C^+ &= \eta_s^* \phi^*(x') & T\phi(x)T^+ &= \eta_s^* \phi(-t, \vec{x}) \\ P\psi(x)P^+ &= \eta_n^* \gamma_0 \psi(x') & C\psi(x)C^+ &= \eta_n^* \Gamma \psi^*(x') & T\psi(x)T^+ &= \eta_n^* \gamma_1 \gamma_3 \psi(-t, \vec{x}) \\ PA^\mu(x)P^+ &= -\eta_v^* A_\mu(x') & CA^\mu(x)C^+ &= \eta_v^* A^\mu(x') & TA^\mu(x)T^+ &= -\eta_v^* A_\mu(-t, \vec{x}) \end{aligned}$$

Дальнейшее рассмотрение дает возможность получить необходимые соотношения также и для комбинаций рассмотренных выше полей и билинейных форм, составленных из них.

Во второй части работы изучаются примеры нарушения отдельных дискретных симметрий, а также комбинированной CP-инвариантности из-за структуры различных членов лагранжиана теории. Особый интерес вызывает изучение процессов, нарушающих комбинированную инвариантность. В работе показано, что нарушение CP-инвариантности может происходить двумя различными путями.

Первый путь связан со структурой кваркового сектора лагранжиана Стандартной Модели, где наличие трех поколений фундаментальных сильновзаимодействующих фермионов приводит к присутствию неустранимых комплексных фаз в матрице СКМ, получающейся при диагонализации последней после спонтанного нарушения симметрии полей Хиггса.

Второй путь связан непосредственно со структурой хиггсовского сектора лагранжианов и приводит к появлению комплексных фаз, связанных исключительно с внутренними свойствами скалярных полей при дискретных преобразованиях. Нарушение CP-инвариантности в этом случае происходит уже за пределами Стандартной Модели. В данной работе рассматривается хиггсовский потенциал минимальной суперсимметричной теории, комплексность фазовых множителей в котором приводит к нарушению CP-инвариантности.

Работа завершается рассмотрением осцилляций  $K^0 - \bar{K}^0$  мезонов и эффектами нарушения CP-инвариантности в них, как за счет обмена заряженными промежуточными бозонами, так и за счет обмена бозонами Хиггса. Указываются источники прямого и косвенного нарушения и анализируется возможный вклад диаграмм типа box с обменом нейтральными и заряженными бозонами Хиггса.

## Литература

1. Пескин М., Шредер Д.: Введение в квантовую теорию поля. // R&C Dynamics, 2003.
2. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д.: Релятивистская квантовая теория. // ИО НФМИ, 2000.
3. Ициксон К., Зюбер Ж.Б.: Квантовая теория поля. // Москва, Мир, 1984.
4. Lee T.D.: A theory of spontaneous T-violation. // Phys.Rev., 1973. V.DS. 1226-1229.
5. Kobayashi M., Maskawa T.: CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. // Prog. Theor. Phys., 1973. V. 49.
6. Liu J., Wolfenstein L.: Spontaneous CP violation in the SU(2)xU(1) model with two Higgs doublets. // Nucl. Phys., 1987. V.B.289.
7. Нелипа Н.Ф.: Физика элементарных частиц. Калибровочные поля. // Москва, Высшая школа, 1985.
8. Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н.: Бозоны Хиггса в двухдублетной модели с нарушением CP-инвариантности.

УДК 530.145

СУММИРОВАНИЕ ДИАГРАММ ФЕЙНМАНА В N=1  
СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ  
В ЧЕТЫРЕХПЕТЛЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

\*Пименов А.Б., Степаньянц К.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследование квантовых поправок в суперсимметричных теориях представляет собой интересную и во многих случаях весьма нетривиальную задачу. Многие квантовые свойства суперсимметричных теорий определяются структурой квантовых аномалий. Например, аксиальная аномалия и аномалия следа тензора энергии-импульса в суперсимметричных моделях принадлежат одному супермультиплету. При этом аксиальная аномалия является чисто однопетлевой, тогда как аномалия следа должна быть пропорциональна  $\beta$  – функции во всех порядках теории возмущения. Поэтому, на первый взгляд кажется, что  $\beta$  – функция в суперсимметричных теориях должна быть однопетлевой. Однако, явные вычисления с использованием регуляризации размерной редукции показали существование вкладов высших петель в  $\beta$  – функцию. Получившееся противоречие было названо «проблемой аномалий».

Решение проблемы аномалий можно дать при использовании непротиворечивой регуляризации высшими производными. Явные вычисления, выполненные с ее помощью, показали, что  $\beta$  – функция, определенная по расходимостям,

$$\beta = \frac{d}{d \ln \mu} \left( \frac{e^2}{4\pi} \right),$$

является чисто однопетлевой и равной  $\beta = \frac{\alpha^2}{4\pi}$ . При этом функция Гелл-Мана-Лоу, которая определяется по поперечной части двухточечной функции Грина калибровочного

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции



поля, имеет поправки во всех порядках теории возмущения и совпадает с так называемой  $\beta$  – функцией Новикова, Шифмана, Захарова и Вайнштейна (NSVZ), которая для  $N=1$  суперсимметричной квантовой электродинамики имеет вид:

$$\beta_{NSVZ} = \frac{\alpha^2}{4\pi} (1 - \gamma(\alpha)),$$

где  $\gamma(\alpha)$  – аномальная размерность суперполя материи.

Причина различия двух  $\beta$  – функций заключается в том, что при стандартном определении производящего функционала, он оказывается зависящим от точки нормировки.

Явная проверка этих рассуждений была сделана в трехпетлевом приближении в работе [1]. Однако, связь  $\beta$  – функции Гелл-Мана-Лоу с аномальной размерностью, по-видимому, имеет место во всех порядках теории возмущения. Поэтому важным является вопрос об исследовании этого факта во всех петлях. Частично такое доказательство было дано в работе [2].

В этой работе было показано, что с помощью уравнений Швингера-Дайсона и тождеств Уорда можно отсуммировать большую часть диаграмм Фейнмана. Для тех диаграмм, которые не удалось суммировать таким образом, было высказано предположение о структуре их вкладов в двухточечную функцию Грина калибровочного поля. В результате получается, что  $\beta$  – функция, определенная по расходимости, оказывается чисто однопетлевой, а  $\beta$  – функция Гелл-Мана-Лоу совпадает с точной NSVZ-функцией.

Тем не менее, результаты этой работы нуждаются в дополнительной проверке. Во-первых, желательно проверить справедливость высказанного предположения о структуре вкладов, не определенных на основе тождеств Уорда. Такие вклады существуют начиная с трехпетлевого приближения. Возможно, что на уровне трех петель справедливость этой гипотезы основана на случайном совпадении. Поэтому, необходимо сделать проверку в следующем порядке теории возмущения, то есть в четырехпетлевом приближении. Во-вторых, хотелось бы явно проверить постороенный в работе [2] алгоритм суммирования диаграмм Фейнмана. Этим проблемам посвящена тема данного доклада. В ней рассматривается  $N=1$  суперсимметричная квантовая электродинамика, регуляризованная с помощью метода высших производных.

В этой модели были вычислены четырехпетлевые диаграммы, определяющие вклад в двухточечную функцию Грина калибровочного поля. Это было сделано двумя способами: явным вычислением в методе суперграфов и с помощью формул алгоритма суммирования диаграмм Фейнмана.

Поскольку полный четырехпетлевой вклад слишком сложен, была рассмотрена определенная группа диаграмм, которая схематично может быть представлена следующим образом.

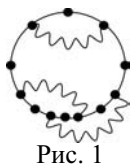


Рис. 1

На рис. 1 изображен остов, являющийся основой диаграмм исследуемого класса. Точками отмечены всевозможные места, к которым могут быть прикреплены две внешние линии калибровочного поля.

Для вычисления диаграмм данного класса с помощью метода суперграфов использовался метод [3], позволяющий существенным образом облегчить вычисления диаграмм Фейнмана, определяющих двухточечную функцию Грина калибровочного поля.

Этот метод также представлен в докладе.

В соответствии с работой [2] двухточечная функция Грина калибровочного поля может быть представлена в виде суммы двух эффективных диаграмм, изображенных на рис. 2.

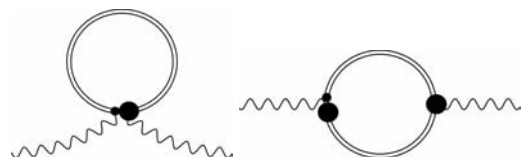


Рис. 2.

Вклады в обе эффективные диаграммы были вычислены двумя выше указанными способами. При этом получено абсолютное совпадение результатов. Поэтому, трехпетлевой результат, по-видимому, не является случайным.

Кроме того, была явно проверена справедливость гипотезы, высказанная в работе [2] в отношении вкладов, которые не могут быть найдены на основе тождеств Уорда.

Таким образом, была осуществлена полная проверка алгоритма суммирования диаграмм Фейнмана в  $N=1$  суперсимметричной квантовой электродинамике в рассматриваемом четырехпетлевом приближении. При этом, как оказывается, данный алгоритм позволяет не просто просуммировать все диаграммы данного порядка теории возмущения, но и просуммировать диаграммы определенного класса.

### Литература

1. Солошенко А.А., Степаньянц К.В. Трехпетлевая  $\beta$  – функция  $N=1$  суперсимметричной электродинамики, регуляризованной высшими производными // ТМФ – 2004. – 140.
2. Степаньянц К.В. Исследование проблемы аномалий в  $N=1$  суперсимметричной электродинамике // ТМФ – 2004. – 142.
3. Андрияш Е.А., Пименов А.Б., Степаньянц К.В. // Упрощенный метод вычисления суперграфов, определяющих двухточечную функцию Грина калибровочного поля // Вестн. Моск. Ун-та. Физ. Астр. – 2005. – 4.

УДК 530.145

## ВАКУУМНЫЕ КОНДЕНСАТЫ РАЗМЕРНОСТИ ДВА В КАЛИБРОВОЧНО ИНВАРИАНТНЫХ ТЕОРИЯХ

\*\*Быков Д.В.

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

В последнее время все больше внимания в неабелевых калибровочных теориях уделяется вакуумным конденсатам  $\langle A_\mu^2 \rangle$  и  $\langle \bar{c}^a c^a \rangle$ . Предполагается, что эти конденсаты несут информацию о непертурбативных явлениях в квантовой хромодинамике, таких как конфайнмент кварков [1, 2]. Они дают вклад в непертурбативную часть глюонного пропагатора [3]. В работах [1, 2] была выдвинута идея о том, что глюонный конденсат может быть чувствителен к различным топологическим дефектам, таким как дираковские струны и монополи. Рассматриваемые конденсаты являются вакуумными средними зависящих от калибровки операторов, что порождает сложности при попытке их использования для расчета наблюдаемых эффектов. В работах [4, 5] было показано, что если рассматривать теорию Янга-Миллса как предел (регуляризованной) некоммутативной калибровочно инвариантной теории, то вакуумное среднее  $\langle \int A_\mu^2(x) d^4x \rangle$  не зависит от выбора калибровки и, следовательно, может иметь непосредственный физический смысл. Это доказательство существенно зависит от существования калибровочно инвариантной регуляризации некоммутативных теорий, вопрос о которой нуждается в дополнительном исследовании. Поэтому представляет интерес исследование калибровочной инвариантности конденсата размерности 2 непосредственно в коммутативной

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

теории, а также вопрос о его возможном вкладе в операторное разложение Вильсона. В настоящей работе мы исследуем данную проблему как в абелевом, так и в неабелевом случае и рассматриваем вопрос о вильсоновском разложении в некоммутативной теории.

Наиболее простыми функциями Грина в неабелевых калибровочных теориях являются функции Грина вида  $\langle TA_\mu^a(x)A_\nu^b(y) \rangle$ ,  $\langle T\bar{c}^a(x)c^b(y) \rangle$ , и современные численные расчеты континуальных интегралов, определяющих эти вакуумные средние, позволяют в том числе исследовать непертурбативные вклады в эти пропагаторы. Эти вклады наиболее наглядно представлены в вильсоновском разложении операторов  $TA_\mu^a(x)A_\nu^b(y)$  и  $T\bar{c}^a(x)c^b(y)$ , в котором они проявляются в виде степенных поправок к ведущему члену порядка  $O((x-y)^{-2})$ , соответствующего в разложении единичному оператору. Следующие операторы, дающие вклад в это разложение, есть операторы массовой размерности 2:  $A_\mu^2(x)$  и  $\bar{c}^a(x)c^a(x)$ .

Отметим одно немаловажное принципиальное различие между пропагаторами калибровочных полей в абелевой и неабелевой теориях. Примечательным является тот факт, что в абелевой  $U(1)$ -теории в полный пропагатор фотонного поля калибровочный параметр  $\alpha$  входит лишь через тривиальную продольную часть:

$$G_{\mu\nu}(p) = \frac{1}{p^2}(\eta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2})G(p^2) - \alpha \frac{p_\mu p_\nu}{p^4}, \quad (1)$$

где  $G(p^2)$  не зависит от  $\alpha$  (в неабелевой теории это утверждение уже неверно, что можно показать, проведя вычисления в низших порядках теории возмущений). Доказательство этого утверждения можно найти, например, в [5]. Это наблюдение позволяет нам построить следующую калибровочно-инвариантную величину:

$$\langle T(A_\mu(x)A^\mu(y) + \alpha\bar{c}(x)c(y)) \rangle_0.$$

Особый интерес представляет, однако, случай неабелевой теории. В работе [5] при помощи методов некоммутативной теории поля показано, что калибровочно-инвариантным является конденсат  $\langle \int A_\mu^2(x)d^4x \rangle$ , однако данное утверждение нуждается в некотором пояснении, т.к., например, из (1) видно, что в частном случае абелевой теории

$$\frac{d}{d\alpha} \langle A_\mu^2(x) \rangle_0 = -D_c(0)$$

(здесь  $D_c(z) \equiv \int \frac{e^{ikz}d^4k}{k^2 + i\epsilon}$ ), и эта величина равна нулю лишь при  $D_c(0) = 0$ , что справедливо, например, в размерной регуляризации. Вполне возможно, что в некоммутативной теории требование существования калибровочно-инвариантной регуляризации является весьма жестким, а вышеупомянутое условие является необходимым для этого. Этот вопрос нетривиален и нуждается в дальнейшем исследовании. В настоящей работе приведен один из возможных методов проверки равенства

$$\frac{d}{d\alpha} \langle A_\mu^2(x) \rangle_0 = 0,$$

а именно показано, что для этого необходимым является следующее условие:

$$\langle \bar{c}^a(x)c^a(x) \rangle_0 \Big|_{\alpha=0} = 0,$$

т.е. отсутствие конденсации духов в лоренцевой калибровке.

Таким образом, в данной работе получены следующие результаты: во-первых, в  $U(1)$ -теории показана калибровочная инвариантность вакуумного среднего  $\langle T(A_\mu(x)A^\mu(y) + \alpha\bar{c}(x)c(y)) \rangle_0$  и построен явный вид вильсоновского разложения это-

го оператора. Предложен метод проверки равенства  $\frac{d}{d\alpha} \langle A_\mu^2(x) \rangle_0 = 0$  в неабелевой теории путем изучения свойств духового конденсата. Показано, что в некоммутативной теории поля вильсоновское разложение произведения операторов несправедливо, и поэтому из калибровочной инвариантности конденсата  $\langle A_\mu^2 \rangle$  нельзя сделать вывод о присутствии соответствующего оператора в вильсоновском разложении калибровочно инвариантного произведения операторов в коммутативной теории.

Автор благодарен А.А. Славнову за постановку задачи.

### Литература

1. Gubarev F.V., Stodolsky L., Zakharov V.I. Phys.Rev.Lett 86 (2001) 2220
2. Gubarev F.V., Zakharov V.I. Phys.Lett.B 501 (2001) 28
3. Arriola E.R., Bowman P.O., Broniowski Q. Landau-gauge condensates from the quark propagator on the lattice, hep-ph/0408309
4. Slavnov A.A., hep-th/0407194
5. Slavnov A.A. Noncommutative gauge theories and gauge invariance of dimension two condensate in Yang-Mills theory, Phys. Lett. B 608 (2005) 171-176

УДК 530.12; 539.12

## СКАЛРИЗМ В 5-МЕРНОЙ ТЕОРИИ КАЛУЦЫ

\*\*Владимиров Ю.С., Михайлов А.С.

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

Увеличение размерности пространства-времени на единицу позволяет, помимо гравитационного, геометризовать электромагнитное взаимодействие. При этом, как показал Т. Калуца в 1921 г. [1], с компонентами 5-мерного метрического тензора  $G_{AB}$  (большие латинские индексы пробегают значения 0,1,2,3,5, малые греческие – 0,1,2,3) нужно распорядится следующим образом: десять компонент  $G_{\mu\nu}$  (точнее десять комбинаций из них) следует сопоставить с компонентами  $g_{\mu\nu}$  эйнштейновской ОТО; четыре компоненты  $G_{\mu 5}$  можно связать с четырьмя компонентами электромагнитного векторного потенциала  $A_\mu$ , и остается еще одна, пятнадцатая компонента, которая, как ожидается рядом авторов, может описывать какое-то новое скалярное поле.

$$G_{AB} = \left( \begin{array}{cccc|c} G_{00} & G_{01} & G_{02} & G_{03} & G_{05} \\ G_{10} & G_{11} & G_{12} & G_{13} & G_{15} \\ G_{20} & G_{21} & G_{22} & G_{23} & G_{25} \\ G_{30} & G_{31} & G_{32} & G_{33} & G_{35} \\ \hline G_{50} & G_{51} & G_{52} & G_{53} & G_{55} \end{array} \right) \Rightarrow \left( \begin{array}{c|c} g_{\alpha\beta} & A_\alpha \\ \hline A_\beta & G_{55} \end{array} \right).$$

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

Однако в большинстве случаев от скалярного поля избавляются, постулируя  $G_{55} = -1$ . Так же предлагается считать компоненты метрики не зависящими от пятой координаты (цилиндричность по пятой координате).

С учетом этих условий, 5-мерные уравнения, после редукции к 4-мерию, дают ряд интересных результатов (см. [2]). Из 5-мерных уравнений Эйнштейна, которые постулируются в виде:

$${}^5R_{AB} - \frac{1}{2}G_{AB} {}^5R = \tilde{\alpha} Q_{AB}$$

где  $Q_{AB}$  – 5-мерный тензор энергии-импульса, получаются обычные уравнения Эйнштейна со стандартным тензором энергии-импульса электромагнитного поля в правой части, вторая пара уравнений Максвелла и некоторое скалярное уравнение. Из 5-мерных уравнений геодезических получается векторное уравнение, соответствующее уравнению движения заряженной частицы со стандартной силой Лоренца, и скалярное уравнение, дающее постоянство отношения электрического заряда пробной частицы к ее массе. Наконец, допустимые в теории преобразования координат соответствуют известным калибровочным преобразованиям векторного потенциала электромагнитного поля.

Трудностью теории Калуцы являлось скалярное уравнение, вытекающее из уравнений Эйнштейна, которое приводило к жесткой связи между скалярной кривизной и электромагнитным скаляром  $F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ . Однако эту проблему удалось разрешить в рамках лагранжевого подхода, постулируя условие  $G_{55} = -1$  на уровне лагранжиана. В этом случае скалярного уравнения не возникает.

Казалось бы такая теория полностью описывает гравитацию и электромагнетизм, исходя из общих геометрических принципов. Однако остался неучтенным тот факт, что в уравнении движения заряженной частицы помимо гравитационной силы и силы Лоренца присутствует еще один член, обусловленный потерей энергии при излучении ускоренно движущейся частицы (сила радиационного трения). Этот член удалось получить, рассмотрев теорию Калуцы со скаляризмом, т.е. отказавшись от условия  $G_{55} = -1$ . В этом случае векторное уравнение геодезических принимает вид:

$$\frac{du^\mu}{ds} = -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu u^\alpha u^\beta - \frac{q}{m_0 c^2} F_{\nu}^\mu u^\nu - \frac{q^2}{4Gm_0^2 \varphi^2} [\Phi^\mu - u^\mu u_\nu \Phi^\nu],$$

здесь введены следующие обозначения:

$$\Phi_\mu = \frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu}; \quad \varphi = \sqrt{-G_{55}}.$$

Напомним, что уравнения движения заряженной частицы в классической электродинамике записываются следующим образом (см. например [3]):

$$\frac{du^\mu}{ds} = -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu u^\alpha u^\beta - \frac{q}{m_0 c^2} F_{\nu}^\mu u^\nu - \frac{2q^2}{3m_0 c^2} \left( \frac{d^2 u^\mu}{ds^2} - u^\mu u_\nu \frac{d^2 u^\nu}{ds^2} \right).$$

Видно, что дополнительные слагаемые в обоих уравнениях пропорциональны квадрату заряда движущейся частицы. Кроме того, выражения в скобках имеют одинаковую структуру, что дает основания для отождествления

$$\frac{1}{\varphi^2} \Phi^\mu = -\frac{g^{\mu\nu}}{2} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \left( \frac{1}{\varphi^2} \right) = -\frac{8Gm_0}{3c} \frac{d^2 u^\mu}{ds^2}.$$

Таким образом, приходим к выводу, что скалярное поле в теории Калуцы может отвечать за излучение заряженной частицей электромагнитного поля. К такой же интерпретации приводит анализ скалярного уравнения геодезических. Отношение заряда частицы к ее массе теперь не является постоянной величиной, что характерно для излучающей частицы.

### Литература

1. Калуца Т.К. К проблеме единства физики. // Сб. Альберт Эйнштейн и теория гравитации. М.: Мир, 1979, с. 529 – 534.
2. Владимиров Ю.С. Геометрофизика. М.: БИНОМ, 2005.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.

УДК 530.12

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕДПОЛЬНОЙ ДИАГРАММЫ В ТЕОРИИ ПОЛЯ СУПЕРСТРУН

Рычков Д.В.

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

Теория поля суперструн строится как теория, свободная от расходимостей. В 80-х годах Грином и Шварцем было проведено доказательство конечности теории возмущений для теории суперструн в калибровке светового конуса. Возникает интерес провести такое доказательство в рамках ковариантной полевой теории суперструн.

В работах Тейлора и соавторов [1] было проведено исследование простейшей петлевой диаграммы – тедпола – в рамках теории открытой бозонной струны. Было показано, что в этой диаграмме возникают расходимости.

В настоящей работе были проведены вычисления в рамках полевой теории суперструн, кубическое ковариантное действие для которой было предложено в работе И.Я. Арефьевой, А.П. Зубарева и П.Б. Медведева [2]. Было показано, что в формальных вычислениях в конформном и осцилляторном формализмах тедпол является BRST-точным объектом, и как следствие, на массовой оболочке равняется нулю. Результаты данного исследования представлены в работе [3].

### Литература

1. Ellwood I., Shelton J., Taylor W. Tadpoles and closed string backgrounds in open string field theory, JHEP 0307 (2003) 059, hep-th/0304259
2. Arefeva I.Ya., Medvedev P.B., Zubarev A.P. Background formalism for superstring field theory, Phys. Lett. B240 (1990) 356.
3. Arefeva I.Ya., Gorbachev R.V., Medvedev P.B., Rychkov D.V. Three Lectures on (Super)String Field Theories, FISP (принято в печать).

УДК 539.12, 530.145

## САМОДЕЙСТВИЕ ТОЧЕЧНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ В ИСКРИВЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Спирин П.А. Штауб С\*.

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

*\*Институт теоретической физики, Швейцарский институт технологии,  
СН-1015, Лозанна*

Проблема самодействия и радиационного трения ЭМ заряда, поставленная в первой половине XX века в работах Лоренца, Абрагама и Шотта, нашла решение в работе Дирака, предложившего схему перенормировки массы так, что явно выделялась бесконечная ЭМ энергия электрона как заряженного шарика в собственном поле [1]. Эта задача носит весьма общий характер, она в особенности актуальна в теории гравитации, ввиду проводимых экспериментов по обнаружению гравитационных волн от астрофизических объектов.

Подобная задача для электрического заряда движущегося в гравитационном поле ранее рассматривалась с помощью локального интегрирования ТЭИ системы [2]. Мы предлагаем более простой способ вычисления, основанный на применении аппарата обобщенных функций, в частности, дельта-функции и ее производных, определенных на полупрямой. Общая идея заключается в том, что после подстановки необходимых тейлоровских разложений, интегралы становятся определенными на полупрямой, т.е. эффективно плоскими, а физическая мотивация соответствующей регуляризации хорошо изучена [4].

Общий метод основан на вычислении адамаровских функций Грина соответствующих скалярных, векторных и тензорных уравнений, нахождения фейнмановского пропагатора и запаздывающих функций Грина, после чего все выражения подставляются в правую часть точных уравнений движения массивной частицы и вычисляются интегралы.

### Скалярная частица

Исходя из минимального взаимодействия классического скалярного поля, получается уравнение движения

$$m(\tau) = (g^{\mu\nu} + \dot{z}^\mu \dot{z}^\nu) \varphi_{, \nu},$$

где  $m(\tau) = m_0 - q\varphi$  – «наблюдаемая» массой до перенормировки.

После всех вычислений и перенормировки получаем

$$m(\tau) \ddot{z}^\mu = q^2 (g^{\mu\nu} + \dot{z}^\mu \dot{z}^\nu) \left( \frac{1}{6} R_{\lambda\nu} \dot{z}^\lambda + \frac{1}{3} \ddot{z}^\mu + f_\nu^{\text{tail}} \right),$$

с «наблюдаемой» массой  $m(\tau) = m_0 + \frac{3}{2} \frac{q^2}{\epsilon}$  + интегральный член.

### Электрон

Обобщение результата Дирака на кривое пространство было дано Де Виттом и Бреме [2], которые, основываясь на представлении Адамара для функций Грина, показали, что уравнение движения имеет нелокальный хвостовой член. Этот результат был скорректирован Гоббсом, показавшим наличие дополнительного Риччи-члена. Причина возникновения хвостового члена заключается в том, что запаздывающая функция Грина сосредоточена не на световом конусе, как в плоском случае, а на всем времениподобном многообразии будущего.

Попытки вычисления хвостового члена предпринимались в слабом статическом поле при нерелятивистских скоростях [2] и в частных случаях известных метрик.

### Гравитирующая масса

Подсчет всех членов в уравнениях движения в первом приближении производился для пространств риччи-плоской фоновой метрики [3], но оставались невыясненными появление различных массовых параметров (хотя масса не входит в уравнение геодезической) и возможность обобщения задачи на случай произвольно искривленного пространства.

Проблема связана с ковариантным сохранением тензора энергии-импульса частицы, для которого требуется выполнение условия  $G^\lambda_\mu h_{;\lambda} - G^{\lambda\rho} h_{\lambda\rho;\mu} = 0$  вне ее мировой линии ( $G$  – тензор Эйнштейна,  $h$  – собственное гравитационное поле частицы, условие написано в калибровке Лоренца  $h_{;\mu} = 2h_{\lambda\mu}{}^{;\lambda}$ ). Для случаев, когда оно автоматически удовлетворяется (например, пространства с космологической постоянной, некоторые виды конформно-плоских фоновых метрик), можно написать ответ:

$$\ddot{z}^\mu = m\kappa^2 (g^{\mu\nu} + \dot{z}^\mu \dot{z}^\nu) \left( -\frac{1}{6} R_{\lambda\nu} \dot{z}^\lambda + f_\nu^{\text{tail}} \right),$$

где отброшены все члены, превышающие исходную степень приближения ( $\ddot{z}^\mu$ ), выполнена перенормировка параметра

$$\frac{1}{e_0} - \frac{7}{2} \frac{\kappa^2}{\varepsilon} = \frac{1}{e}, \quad \varepsilon = +0,$$

и после перенормировки выбран натуральный параметр ( $m = e$ ). Хвостовой член имеет тот же вид, что и в [3]. Таким образом, происходит отклонение траектории массивной частицы от геодезической.

Частными случаями, когда энергия сохраняется вне зависимости от величин  $h$ , являются пространства с космологической постоянной, конформно-плоские пространства, и некоторые другие [5]. В случае космологической постоянной и конформно-плоских пространств риччи-член уравнения движения зануляется, и уравнение движения имеет тот же вид, что и в [3], но для более широкого класса фоновых метрик. В более общих случаях (конформно-риччи-плоских и др.) риччи-член можно сохранить без нарушения закона сохранения тензора энергии-импульса. Для метрик общего вида вопрос остается открытым.

Таким образом, введение монады  $e$  позволяет выполнить классическую перенормировку в уравнении движения с самодействием не входя в противоречие с принципом эквивалентности.

### Литература

1. Dirac P.A.M. Classical Theory Of Radiating Electrons, Proc. Roy. Soc. Lond. **A167** (1938) 148.
2. Witt B.S.De and Brehme R.W. Radiation Damping In A Gravitational Field, Annals Phys. **9** (1960) 220; B.S.DeWitt and C.M.DeWitt, «Falling charges» Physics **1** (1964) 3.
3. Mino Y., Sasaki M. and Tanaka T. Gravitational radiation reaction to a particle motion Phys.Rev. **D55** (1997) 3457 [arXiv:gr-qc/9606018].
4. Gal'tsov D.V. and Spirin P. Radiation reaction reexamined: Bound momentum and Schott term, arXiv:hep-th/0405121.
5. Staub S. On radiation reaction in gravitation theory. Diploma project, Ecole polytechnique federale de Lausanne 2005.



УДК 539.12, 530.145

## ПЕРЕСЕКАЮЩИЕСЯ S-БРАНЫ И АНИЗОТРОПНЫЕ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ

\*\* Орлов Д.Г.

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

В последнее время вызывает большой интерес построение моделей темной энергии на основе объединенных теорий фундаментальных взаимодействий, в частности, теории суперструн. Было показано, что предсказываемые теорией струн зависящие от времени многомерные «топологические дефекты» — пространственно-подобные гипербраны (S-браны) [1] — в результате компактификации дополнительных измерений дают принципиально новую возможность интерпретации темной энергии во Вселенной [2]. Однако простые решения для уединенных S-бран не позволяют получить количественного согласия с наблюдениями. В связи с этим рассматривается более широкий класс пересекающихся S-бран. Показано, что подобные конфигурации приводят к анизотропным космологическим моделям, содержащим темную энергию.

Мы рассматриваем модель содержащую гравитацию, поле антисимметричного тензора ранга  $q$  ( $q$ -формы) и поле дилатона, взаимодействующего с полем формы с константой связи « $a$ » в пространстве  $d$  измерений. Это общее действие, которое входит в бозонный сектор различных супергравитационных теорий, получаемых в пределе низких энергий из M-теории и теории суперструн:

$$S = \int d^d x \sqrt{-g} \left( R - \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - \frac{1}{2q!} F^2_{[q]} \right).$$

Искомое классическое решение этой теории представляет собой  $d$ -мерное пространство, в котором присутствует набор пересекающихся пространственно-подобных гипербран (образующих в совокупности  $p$ -мерное пространство евклидовой сигнатуры), и ортогонального ему внешнего пространства-времени цилиндрического, представляющего собой прямое произведение  $k$ -мерного сферического (гиперболического, или плоского) пространства на плоское пространство размерности  $q-k$ . Соответствующий анзац для метрики, записывается так:

- все метрические функции зависят только от времениподобной координаты  $t$ .
- S брана, может быть получена из  $p$  браны поворотом Вика в плоскости  $\{r, t\}$ .

При этом метрика пространства браны определяется  $p+1$  метрической функцией и является полностью анизотропным. Наиболее общее решение для браны получается сведением уравнений к системе уравнений Лиувилля и обладает  $2p+6$  параметрами.

$$ds^2 = -e^{2B} dt^2 + \sum_{i=0}^p e^{2B_i} dx_i^2 + e^{2A} dr^2 + e^{2C} d\Sigma_{k,\sigma}^2 + e^{2E} (dy_1^2 + \dots + dy_{q-k}^2),$$

Компактификацией внешних  $q$  пространств и выбором  $p=2$ , мы получаем 4-х мерную космологическую модель, В результате метрика будет определяться пятью функциями, а в лагранжиан, после компактификации внешних пространств, войдут в кинетический член и потенциал два скалярных поля.

Наложив условие конечности (обращения в ноль) масштабного фактора в начальный момент времени, мы получаем для компактифицированных внешних пространств:

- для гиперболического – бесконечное расширение вселенной,

---

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

- для сферического - фаза расширения сменяется фазой сжатия или имеет место бесконечное расширение (в зависимости от параметров системы),
- для плоского пространства фаза расширения сменяется фазой сжатия.

В гиперболическом случае на временной бесконечности получаем изотропное пространство. Для остальных внешних пространств наблюдается переход от особенности типа блина к типу сигары (или наоборот, в зависимости от знаков параметров).

Инфляционная фаза (фаза ускоренного расширения) получена для всех случаев внешних пространств, ее удобно охарактеризовать степенью е-фолдинга:

$$e_f = \ln \frac{a(\tau_2)}{a(\tau_1)},$$

логарифмом отношения масштабного фактора в конечный момент инфляционной стадии к масштабному фактору в начальный момент.

Наличие плоской составляющей во внешнем пространстве уменьшает степень инфляционной фазы и при больших значениях размерности (q-k) внешнего пространства инфляционная фаза отсутствует. Введение анизотропии позволяет увеличить степень инфляционной стадии. Максимальное значение было получено для гиперболического внешнего пространства. В этом случае достигается максимальное значение е-фолдинга, а на временной бесконечности имеем изотропное пространство, что отвечает современным представлениям о динамике развития вселенной.

Таким образом, показано, что присутствие фазы ускоренного расширения характерно для моделей получаемых из пространственно-подобных гипербран достаточно общего вида. Это дает естественную геометрическую интерпретацию темной энергии, однако наша модель нуждается в дальнейшем усовершенствовании чтобы получить количественно согласие с экспериментом и избежать проблемы декомпактификации, характерной для моделей данного типа [3].

#### Литература

1. Chiang-Mei Chen, Gal'tsov D.V., Gutperle M. S-brane Solutions in Supergravity Theories, Phys.Rev. D66 (2002) 024043, hep-th/0204071.
2. Quevedo F. Lectures on string/brane cosmology, Class.Quant.Grav. 19 (2002) 5721, arXiv:hep-th/0210292.
3. Gutperle M., Kallosh R., Linde A. M/String Theory, S-branes and Accelerating Universe, JCAP 0307 (2003), 001, arXiv:hep-th/0304225.

УДК 539.12, 530.145

## ПОСТРОЕНИЕ ДИОННЫХ ГИПЕРБРАН МЕТОДОМ ЦЕПОЧЕК ТОДЫ

Орлов Д.Г.

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

Классические решения теории суперструн/М-теории [1], описывающие протяженные объекты – гипербраны – имеют важное значение для поиска новых следствий этой теории, доступных экспериментальной проверке на ускорителях нового поколения и с помощью астрофизических измерений. В настоящей работе описан новый класс подобных решений, который удастся получить в замкнутой форме, используя интегрируемые цепочки Тоды [2-4].

Рассмотрим действие содержащее поле метрического тензора, поле антисимметричного тензора ранга q и поле дилатона которое входит в бозонный сектор различных

супергравитационных теорий, получаемых в низкоэнергетическом приближении М-теории и струнных теорий:

$$S = \int d^d x \sqrt{-g} \left( R - \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - \frac{1}{2q!} F^2_{[q]} \right).$$

Интересующее нас решение описывает  $d$ -мерное пространство, состоящее из  $p+1$  мерного пространства  $D$ -браны лоренцевой сигнатуры и внешнего  $q$  мерного цилиндрического пространства, представляющего прямое произведение  $k$ -мерного сферического (гиперболического, плоского) пространства на плоское пространство размерности  $q-k$ . Соответствующий анзац для метрики имеет вид:

$$ds^2 = -e^{2B} dt^2 + e^{2D} (dx_1^2 + \dots + dx_p^2) + e^{2A} dr^2 + e^{2C} d\Sigma_{k,\sigma}^2 + e^{2E} (dy_1^2 + \dots + dy_{q-k}^2),$$

где все метрические функции зависят только от радиальной координаты  $r$ .

Уравнения движения рассматриваемой модели обладают  $S$  дуальностью, что дает возможность рассмотрения только магнитного случая (поле формы опирается на внешнее пространство). В четных размерностях  $d=2q$  поле формы и дуальное к нему по Ходжу имеют одинаковый ранг. Поэтому в таких размерностях могут существовать дионные браны, обладающие электрическим и магнитным зарядом.

Мы ищем асимптотически плоское решение с регулярным горизонтом событий, для случая, когда внешнее пространство является произведением сферического и плоского (для других внешних пространств условие асимптотической плоскостности не выполняется). Уравнения движения разрешаются аналитически для двух значений константы связи:

$$a = 0, a^2 = n - 1.$$

Полученные решения являются дионными  $p$ -бранами, характеризующимися положением точек внешнего и внутреннего горизонта, значением дилатона на бесконечности, а так же значениями магнитного и электрического зарядов.

В случае нетривиального дилатона, кроме центральной сингулярности, существует еще одна точка, в которой кривизна будет расходиться. Взаимное расположение горизонтов и сингулярностей системы в случае асимптотически плоских решений с сохранением заданной сигнатуры метрики может быть следующим:

- обе сингулярности расположены под внутренним горизонтом,
- обе сингулярности находятся между горизонтами.

В обоих случаях сингулярные точки скрыты под внешним горизонтом и условие космической цензуры выполняется.

Для случая нулевого дилатона положение обеих сингулярностей совпадает и мы имеем ситуацию аналогичную случаю черной гипербраны, когда сингулярность располагается под внутренним горизонтом. При этом решение будет описываться положением горизонтов, значением электрического и магнитного зарядов (пятый параметр обращается в нуль).

Второй подход к рассмотрению модели дает метод цепочек Тода. Для уравнений движения, получаемых варьированием исходного действия и подстановкой анзаца метрики, построим эффективный лагранжиан.

Полученный эффективный лагранжиан можно привести к следующему виду:

$$L = \frac{1}{2} (\dot{q}_1^2 + \dots + \dot{q}_i^2) + g_1 e^{2(q_1 - q_2)} + \dots + g_{i-1} e^{2(q_{i-1} - q_i)}.$$

Рассмотрение последнего дает, что кроме решений, которые получены из уравнений Лиувилля, есть еще одно аналитическое решение для значения константы связи дилатона:

$$a^2 = 3(n - 1).$$

При этом значении найдено новое решение, которое удовлетворяет поставленным условиям (асимптотически плоское, с регулярным горизонтом) и характеризуется четырьмя свободными параметрами.

### Литература

1. Duff M.J., Lu H., Pope C.N. The Black Branes of M-theory, Phys.Lett. **B382** (1996) 73, hep-th/9604052
2. Lu H., Pope C.N., Xu W. Liouville and Toda Solutions in M-theory, hep-th/9604058
3. Gavrilo V.R., Ivashchuk V.D., Melnikov V.N., Multidimensional cosmology with multi-component perfect fluid and Toda lattice, gr-qc/9407019
4. Olshanetsky M.A., Perelomov A.M. Explicit Solutions of Classical Generalized Toda Models, Invent. Math. **54** (1979) 261

УДК 524.8

## ТОЧНО ИНТЕГРИРУЕМАЯ МОДЕЛЬ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ АГРЕГАЦИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

Андреевский А.А.

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

Данная работа посвящена моделированию возникновения крупномасштабной структуры распределения вещества во Вселенной в рамках «модели прилипания» [1]. Рассматривается плоская Вселенная, заполненная пылевидным веществом, которое движется в самосогласованном гравитационном поле. Это вещество участвует в движении двух типов: однородном космологическом расширении Хаббла и развивающейся на его фоне эволюции локальных флуктуаций полей плотности и скорости, приводящей к появлению крупномасштабных неоднородностей.

При ньютоновском описании этой динамики в координатах, сопутствующих расширению, Я.Б. Зельдович предложил [5] учитывать, что гравитационные силы приближенно компенсируют «хаббловское замедление», вызванное непрерывным увеличением пространственного масштаба. Таким образом, эволюция локальных возмущений может быть описана уравнениями

$$\begin{cases} \rho_t + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0 \\ (\rho \vec{u})_t + \operatorname{div}(\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = 0 \end{cases}$$

выражающими законы сохранения массы и импульса. Здесь  $\rho$  - поле плотности,  $\vec{u}$  - поле скорости.

При пересечении траекторий частиц пылевидного вещества нарушается однозначность поля скорости: в одной точке пространства возникают несколько потоков. Как показывают данные численного моделирования, гравитационное взаимодействие между потоками приводит к удержанию вещества в области относительно малого размера. Это наблюдение и позволило предложить так называемую «модель прилипания» [1], в которой гравитационный захват моделируется неупругим слипанием частиц «пыли».

В работе [1] и ряде других для построения «модели прилипания» используется уравнение Бюргера:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$$

В решениях уравнения Бюргера действительно наблюдаются особенности типа стенок, филаментов и кластеров, аналогичные крупномасштабным структурам, известным из прямого численного моделирования и астрономических наблюдений. Однако уравнение Бюргера записывается в терминах лишь поля скоростей и не учитывает законов сохранения массы и импульса.

Для одномерного плоскосимметричного течения разными авторами [2-4] было независимо получено явное решение для поля скорости одномерного потока неупруго слипающихся частиц или непрерывно распределенного вещества, удовлетворяющего законам сохранения массы и импульса. В настоящей работе эти результаты обобщаются на случай непрерывного распределения материи в пространствах нескольких измерений, характеризуемого сферической симметрией.

Данная конструкция решения основана на том, что элементу вещества можно поставить в соответствие как координату его физического положения в пространстве, так и «массовую» координату, представляющую собой массу вещества, заключенную в сфере, на поверхности которой лежит данный элемент. В сферической симметрии связь между этими координатами в начальный момент времени является однозначной и задается градиентом некоторой выпуклой функции. С течением времени выпуклость этой функции нарушается из-за возникновения многопоточности. Оказывается, что при неупругом слипании сталкивающихся частиц, исключая многопоточность, связь между физической и «массовой» координатой описывается градиентом выпуклой оболочки рассматриваемой функции.

Предложенная конструкция, в отличие от случая плоской симметрии, позволяет описывать эволюцию более реалистических по своей геометрии распределений пылевидного вещества.

По материалам работы готовится публикация.

Автор признателен своему научному руководителю Соболевскому А.Н. за постановку задачи и полезные обсуждения.

### Литература

1. Vergassola M., Dubrulle B., Frish U., Noullez A. Burger's equation, devil's staircases and the mass distribution for large-scale structures. *Astron. Astrophys.*, **289** (1994), 325.
2. Wienan E., Rykov Yu. G., Sinai Yakov G. Generalized variational principles, global weak solutions and behavior with random initial data for systems of conservation laws arising in adhesion particle dynamics. *Comm. Math. Phys.* **177** (1996), no. 2, 349.
3. Martin P.A. and Piacsky J. J. of *Statistical Physics* **76** (1994), 447.
4. Brenier Y., Grenier E. Sticky particles and scalar conservation laws. *SIAM J. Numer. Anal.* **35** (1998), no. 6, 2317.
5. Zel'dovich, Y.B. Gravitational instability: an approximate theory for large density perturbations. *Astron. Astrophys.* **5** (1970), 84.

УДК: 539.1

## ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЁЛОГО АТОМА С УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Пашев И.Н.

*Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия*

Теория возмущений неприменима во многих практически важных случаях вследствие относительно большой величины возмущения. Однако часто в ситуациях, когда время

действия возмущения значительно меньше характерных периодов времени атома, существует возможность решать задачу, не ограничивая величину возмущения, и выполнить расчёты аналитически. Примерами подобных процессов служат взаимодействие атомом и ионов с ультракороткими импульсами электромагнитного поля, которые могут быть также и полями быстрых тяжёлых заряженных частиц. В этой работе развито релятивистское обобщение приближения внезапных возмущений для уравнения Дирака и на его основе рассмотрены электронные переходы и рождение электрон-позитронных пар при взаимодействии тяжёлого атома с ультракоротким импульсом электромагнитного поля.

Поведение электрона в водородоподобном атоме описывается уравнением Дирака (атомные единицы используются)

$$i\dot{\Psi} = \left[ c\alpha \left( \hat{p} + \frac{1}{c} A \right) - \frac{Z_a}{r} - \varphi + \beta c^2 \right] \Psi$$

где члены  $c\alpha \hat{p} - Z_a/r + \beta c^2$  составляют гамильтониан  $H_0$  изолированного атома, а взаимодействие с внешним полем есть  $U(r, t) = \alpha A - \varphi$ ;  $\hat{p}$  – оператор импульса,  $\alpha$  и  $\beta$  – матрицы Дирака,  $c$  – скорость света. Считаем, что зависимость векторного потенциала от координат  $r$  и времени  $t$  сводится к  $A(\eta)$ , где  $\eta = \omega_0 t - k_0 r$  – фаза электромагнитной волны, волновой вектор  $|k_0| = \omega_0/c$ ,  $\omega_0$  – круговая частота. Сначала векторный и скалярный потенциалы поля выбираются так, что  $\nabla \cdot A = 0$ . После калибровочного преобразования [1]  $A' = A + \nabla f$ ,  $\varphi' = \varphi - \partial f / \partial t$  с  $f = A r$  и выбора оси  $X$  вдоль  $k_0$  взаимодействие с внешним полем  $U'(r, t) = -(1 - \alpha_x) \varphi'$ .

Приближение внезапных возмущений позволяет представить потенциал  $U'(r, t)$  в виде  $\tilde{U}(r, t) = -(1 - \alpha_x) \tilde{\varphi}$ , где

$$\tilde{\varphi} = -\varphi_0 \delta(ct - x), \quad \varphi_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi' dt$$

При взаимодействии с импульсом электромагнитного поля гауссовой формы (эффективной длительностью  $\sim \lambda^{-1}$ ),  $E(r, t) = E_0 \exp[-\lambda^2(t - k_0 r / \omega_0)^2] \cos(\omega_0 t - k_0 r)$ , получаем  $\varphi = qE(r, t)$  и  $\varphi_0 = cq$ , где

$$q = \int_{-\infty}^{+\infty} E(r, t) dt = E_0 \frac{\sqrt{\pi}}{\lambda} \exp\left(-\frac{\omega_0^2}{4\lambda^2}\right)$$

В конечном итоге [1], точное выражение для амплитуды перехода из состояния  $|j\rangle$  с энергией  $E_j$  в состояние  $|f\rangle$  с энергией  $E_f$  имеет вид (ср. [2]):

$$a_{fj} = \langle f | \{1 - \alpha_x\} e^{i(E_f - E_j)x/c} e^{-i\varphi_0 t/c} | j \rangle$$

и вероятность перехода

$$|a_{fj}|^2 = \frac{q^2}{Q^2} \left( \frac{q^2}{Q^2} |F|^2 + |G_x|^2 \right), \quad (1)$$

где введён вектор  $Q = (Q_x, Q_y, Q_z) = (q, 0, \Omega_{fj}/c)$ ,  $\Omega_{fj} = E_f - E_j$ , и ось  $Z$  направлена вдоль  $Q$ . Выше использованы хорошо известные неупругие атомные формфакторы (ср. [3])

$$F = \langle f | e^{iQ_z} | j \rangle, \quad G_x = \langle f | \alpha_x e^{iQ_z} | j \rangle$$

С использованием формулы (1) были рассчитаны вероятности ионизации водородоподобных атомов, рождения свободно-связанных и свободных электрон-позитронных пар. В вычислениях использовались волновые функции Зоммерфельда-Мауэ для состояний непрерывного спектра и функции Дарвина для непрерывного спектра [4], что позволило получить аналитические выражения для формфакторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-16177а) и INTAS (грант № 03-54-4294).

### Литература

1. Матвеев В.И, Пашев И.Н., Журнал технической физики. 2004. Т. 74(12). С. 1558.
2. Baltz A.J. Exact dirac equation calculation of ionization and pair production induced by ultrarelativistic heavy ions // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1231.
3. Anholt R. Calculation of K-vacancy production by relativistic projectiles” // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. P. 1004.
4. Eichler J. Theory of relativistic ion-atom collisions // Phys. Rep. 1990. V. 193. P. 165.

## НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕКУРРЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ЕСТЕСТВЕННЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

Золотова Н.В.

*Санкт-Петербургский государственный университет*

Работа посвящена результатам практического приложения фундаментальных исследований в области нелинейной динамики к анализу временных рядов. Мы использовали относительно новый графический, статистический и аналитический инструмент, предложенный в 1987 г. Экманом, Кампхорстом и Рюэллем [1], описывающий подобию поведения траектории в фазовом пространстве для динамических систем – так называемые рекуррентные графики (рекуррентные изображения). Также работа опирается на диссертацию Марвана [2], затрагивающую основные аспекты разработки и применения рекуррентных графиков, а также их количественного анализа. Помимо изучения фазовой динамики сложных нелинейных систем, приведен краткий разбор методологии, правила работы и разобраны преимущества использования данного инструмента в исследовательской практике. В качестве приложения рекуррентного анализа к естественным временным рядам рассмотрены ряды, относящиеся к солнечной активности и климату. Выполнен анализ длиннопериодных инструментальных записей приземной температуры воздуха в Англии, Стокгольме и Санкт-Петербурге с целью выявления их общих связей. Кроме того, рассмотрены усредненные температурные данные северного и южного полушарий Земли с проведением разбора морфологии линии синхронизации и выявлением качественных различий климата северного и южного полушарий. Аналогичный анализ проведен для солнечной активности и северо-южной асимметрии площади солнечных пятен.

### Литература

1. Eckmann J.-P., Kamphorst O.S., Ruelle D. Recurrence plots of dynamical systems // Europhysics Letters, 1987, V. 4, P. 973-977.
2. Marwan N. Encounters with neighbours (current developments of concepts based on recurrence plots and their applications) // Institut für Physik, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, Universität Potsdam, 2003.
3. Ponyavin D.I., Zolotova N.V., Cross recurrence plot analysis of the North-South sunspot activities // Proceedings IAU Symposium 223 Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity, 2004, P. 141-142.
4. Ponyavin, D.I., Zolotova, N.V., Nonlinear analysis of climatic time series with cross recurrence plots // Proceedings of the 5th International conference "Problems of Geocosmos", 2004, P. 259-262.

## ФАЗА БЕРРИ УРАВНЕНИЯ ТИПА ХАРТРИ С КВАДРАТИЧНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Литвинец Ф.Н.

*Томский государственный университет, физический факультет*

В работе М. Берри [1] было определено понятие топологической (или геометрической) фазы, впоследствии названной фазой Берри. Топологическая фаза определяется геометрией пространства параметров системы. Работа [1] положила начало систематическим исследованиям геометрической фазы в различных задачах квантовой механики. Геометрическая фаза известна и в других областях физики (см. например [2]). Теория топологических фаз развивалась главным образом для линейных систем. В нелинейных системах геометрическая фаза также представляет интерес, в частности, геометрическая фаза изучается в теории бозе-эйнштейновского конденсата (см. например [3]). Уравнение типа Хартри может быть использовано для описания бозе-эйнштейновского конденсата, где это уравнение принято называть нелокальным уравнением Гросса-Питаевского.

Целью данной работы является нахождение фазы Берри для нелинейного уравнения типа Хартри

$$\left\{ -i\hbar\partial_t + \hat{H}_\chi(R(t), \Psi(t)) \right\} \Psi = 0, \quad (1)$$

$$\hat{H}_\chi(R(t), \Psi(t)) = \hat{H}(R(t)) + \chi \hat{V}(R(t), \Psi(t))$$

$$\hat{H}(R(t)) = \frac{\mu(t)\hat{p}^2}{2} + \frac{\rho(t)(x\hat{p} + \hat{p}x)}{2} + \frac{\sigma(t)x^2}{2}$$

$$\hat{V}(R(t), \Psi(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} dy \left[ \frac{a(t)x^2}{2} + b(t)xy + \frac{c(t)y^2}{2} \right] |\Psi(y, t)|^2$$

Здесь  $\mu(t)$ ,  $\rho(t)$ ,  $\sigma(t)$ ,  $a(t)$ ,  $b(t)$ ,  $c(t)$  - параметры потенциала,  $\chi$  - параметр нелинейности.

В работе на основе развитого метода [4] получены решения задачи Коши в адиабатическом приближении в классе траекторно-сосредоточенных функций для уравнения (1) с начальными условиями в виде собственных функций мгновенного гамильтониана

$$\hat{H}_\chi(R(t_0), \Psi_n(t_0)) \Psi_n = E_n \Psi_n.$$

На основе полученного решения подтверждаются выводы адиабатической теоремы для линейных систем и определяется вид фазы Берри

$$\gamma_n = \left( n + \frac{1}{2} \right) \oint_C \left[ 1 - \frac{\chi c}{2} \frac{\mu}{\Omega^2} \right] \frac{1}{2\Omega} \left( d\rho - \frac{\rho}{\mu} d\mu \right), \quad \Omega = \sqrt{[\sigma + \chi a] \mu - \rho^2}, \quad (2)$$

где  $C$  некоторый контур в пространстве параметров. Выражение (2) в линейном случае ( $\chi = 0$ ) переходит в результат работы [2].

Автор частично поддержан стипендией некоммерческого фонда «Династия».

### Литература

1. Berry M.V. Quantum Phase Factors Accompanying Algebraic Changes // Proc. Roy. Soc. London. — 1984. — Vol. A392, No~1802. — P. 45-58.



2. Веницкий С.И., Дербов В.Л., Дубовик В.М., Марковски Б.Л., Степановский Ю.П. Топологические фазы в квантовой механике и поляризационной оптике // Усп. физ. наук. —1990. — Т. 160, вып. 6. — С. 1-49.
3. Petrosyan K.G. and You L. Topological phases and circulating states of Bose—Einstein condensates // Phys. Rev. A. --- 1998. --- Vol. 59. --- P. 639-642.
4. Lisok A.L., Trifonov A.Yu., and Shapovalov A.V. The evolution operator of the Hartree-type equation with a quadratic potential // J. Phys. A, (2004), Vol.37, P. 535-456.

УДК 530.12

## АЛГОРИТМ НЕПЕРТУРБАТИВНОГО ОПИСАНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Иванов А.А.

*Белорусский национальный технический университет,  
Минск, Республика Беларусь*

В настоящее время ведется активная разработка методов описания систем без малых параметров (непертурбативных методов) [1]. Одним из таких методов является операторный метод решения уравнения Шредингера, хорошо зарекомендовавший себя при решении ряда прикладных и теоретических задач [2]. До сих пор операторный метод применялся в основном для описания энергии и волновых функций стационарных состояний, однако в работе [3] было предложено его обобщение на случай вычисления термодинамических величин в рамках квантовой статистики, основанное на дополнении кумулянтным разложением.

Специфика вычисления термодинамических характеристик по сравнению с описанием «чистых» квантовых состояний состоит, во-первых, в дополнительной температурной зависимости этих величин, а во-вторых, в необходимости одновременного учета всего энергетического спектра при их вычислении. Эти проблемы имеют принципиальное значение для систем с несколькими степенями свободы, часто делая невозможным корректное вычисление их термодинамических характеристик суммированием по квантовым состоянием. Как показано в работе, обе эти проблемы успешно решаются с помощью представления статистической суммы системы в операторной форме и дальнейшего применения к ней кумулянтного разложения.

Изложена общая процедура применения разработанного метода к системе с произвольным гамильтонианом, разработан алгоритм учета поправок высших порядков, проанализировано влияние их учета на точность результатов. Получены численные результаты для свободной энергии ряда квантовых систем с нетривиальными особенностями энергетического спектра: квантового ангармонического осциллятора с полиномиальным потенциалом произвольной степени, осциллятора Морзе, квантового ротатора. Приведенные численные результаты хорошо согласуются с расчетами других авторов.

### Литература

1. Yukalov V.I., Yukalova E.P. Self-similar structures and fractal transforms in approximation theory // Chaos, Solitons and Fractals, 2002, Vol.14, № 6, P. 839-861.
2. Feranchuk I.D., Komarov L.I., Nichipor I.V., Ulyanenko A.P. Operator method in the problem of quantum anharmonic oscillator // Ann. Phys., 1995, Vol. 238, № 2, P. 370-440.

3. Feranchuk I.D., Ivanov A.A. Operator method for nonperturbative calculation of the thermodynamic values in quantum statistics: diatomic molecular gas // J. Phys. A: Math. Gen., 2004, Vol. 37, № 42, P. 9841-9860.

УДК 537.8 (075.8)

## ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ И ДИССИПАТИВНЫХ СРЕД

Лысов Р.В.

*Рязанский институт открытого образования*

Процессы перераспределения энергии в результате дифракции электромагнитного излучения в диэлектрических средах представляют собой одну из важнейших задач интегральной оптики. По сравнению с процессами распространения электромагнитного излучения вдоль многослойных структур с параллельными (или коаксиальными) границами раздела, которые хорошо изучены и систематизированы к настоящему времени [1,2], дифракционные задачи изучены гораздо слабее. Основная проблема заключается в больших математических сложностях, связанных с решением уравнений Максвелла в средах, где границы раздела между средами суть не параллельные плоскости. Условия непрерывности

$$\int_0^{\infty} \left[ (I_{\beta} + R_{\beta}^{+}) \cdot H_{1y}^{\beta+} + (I_{\beta} + R_{\beta}^{-}) \cdot H_{1y}^{\beta-} \right] \cdot d\beta = T \cdot H_{2y}^{\tau} + \int_0^m T_{\beta} \cdot H_{2y}^{\beta} \cdot d\beta \quad (1)$$

где  $I_{\beta}^{\pm}$ ,  $R_{\beta}^{\pm}$ ,  $T_{\beta}$  — амплитуды падающей и отраженной волн;  $T$  — амплитуда поверхностной волны,  $\beta$  — поперечное волновое число.

В работе развит модовый метод исследования задач дифракции электромагнитного излучения на диэлектрическом барьере, где границы раздела между средами описываются параллельными или перпендикулярными плоскостями. Основным достоинством этого метода является сведение интегральных дифракционных уравнений к системе алгебраических, которые дают информацию, как о поверхностных, так и объемных полях, возбуждаемых в структуре. Решением уравнения (1) для поверхностной волны, совместно с уравнениями Максвелла

$$i \cdot \omega \cdot \mathbf{H} = c \cdot \text{rot } \mathbf{E} \quad i \cdot \omega \cdot \varepsilon_i(\omega) \cdot \mathbf{E} = -c \cdot \text{rot } \mathbf{H} \quad (2)$$

будет

$$T = \frac{\int_0^{\infty} k_x^{(1)} \cdot I_{\beta} \cdot \left[ (1 - R'_+) \cdot \left\{ \mathbf{E}_{1z}^{\beta+}, \mathbf{H}_{2y}^{\tau} \right\} + (1 - R'_-) \cdot \left\{ \mathbf{E}_{1z}^{\beta-}, \mathbf{H}_{2y}^{\tau} \right\} \right] \cdot d\beta}{k_s + \int_0^{\infty} k_x^{(1)} \cdot \left[ \left\{ \mathbf{E}_{1z}^{\beta+}, \mathbf{H}_{2y}^{\tau} \right\} \cdot R''_+ + \left\{ \mathbf{E}_{1z}^{\beta-}, \mathbf{H}_{2y}^{\tau} \right\} \cdot R''_- \right] \cdot d\beta}$$

где  $k_x$  - продольное волновое число, для которого  $\beta^2 + (k_x^{(1)})^2 = k_0^2 \cdot \varepsilon_1$ .

### Литература

1. Маркузе Д. Оптические волноводы. Пер. с англ. / Под ред. Шевченко В.В. М.: Мир, (1974).

2. Нефедов Е.И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. М.: Наука, (1978).

## ПРИМЕНЕНИЕ ФОРМАЛИЗМА НЬЮМЕНА-ПЕНРОУЗА К ЗАДАЧАМ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ВАКУУМА

Соколов В.А

*Черноморский филиал МГУ им. М.В. Ломоносова*

Электромагнитное взаимодействие является одним из четырех фундаментальных взаимодействий, поэтому построение корректной электродинамической теории на сегодняшний день является одной из важнейших задач. Согласно результатам последних экспериментов по неупругому рассеянию фотонов на электронах, выполненных на Стенфордском ускорителе, электродинамика вакуума является нелинейной теорией. В настоящее время в теории поля рассматривается несколько нелинейных обобщений электродинамики в вакууме. Наиболее вероятными претендентами на описание электромагнитных взаимодействий являются теории Борна-Инфельда и Гейзенберга-Эйлера. Электродинамика Максвелла является асимптотическим случаем этих теорий для слабых полей. При современной точности эксперимента выбор в пользу той или иной теории возможен только благодаря косвенным измерениям нелинейных эффектов. Для проведения таких измерений необходимо знать точный вид решений уравнений электромагнитного поля. Кроме того, нахождение точных решений уравнений нелинейной электродинамики является принципиальной задачей для предсказания новых эффектов и построения общей теории.

В настоящем сообщении представлена часть работы посвященной применению формализма Ньюмена-Пенроуза для поиска точных решений уравнений нелинейной электродинамики вакуума. Формализм Ньюмена-Пенроуза, основанный на использовании характерных особенностей геодезических лучей и изотропных поверхностей, широко применяется в теории гравитации. В настоящее время нами разработана методика описания нелинейных электродинамических задач в формализме Ньюмена-Пенроуза. Получена замкнутая система уравнений для электродинамики с лагранжианом произвольного вида. Рассмотрена возможность интегрирования уравнений с учетом фоновых гравитационных полей. В работе обсуждается ряд частных решений уравнений поля и эффектов связанных с ними. Приведены решения электродинамики Борна-Инфельда для точечного заряда. Особенностью этих решений является конечность энергии точечного заряда. Таким образом, решается проблема расходимости в электродинамике. Отсутствие расходимостей для точечных источников поля соответствует наблюдаемой физической картине, потому исследование точных решений электродинамики Борна-Инфельда представляется наиболее перспективным. Значительное внимание уделено поиску решений полевых уравнений для магнитного диполя. Этот частый случай представляет наибольший интерес, так как реализуется вблизи поверхности пульсаров и магнетаров, в тех областях, где поле достигает экстремальных величин  $B \approx 10^{12} - 10^{15} \text{ Гс}$  и эффекты нелинейной электродинамики наиболее существенны. В дальнейшем предполагается выполнить поиск точных решений для электродинамики Борна-Инфельда в магнитодипольном и "излучательном" случаях.

### Литература

1. Denisov V.I., Krivchenkov I. V., Kravtsov N.V. Phys. Rev. D. 2004. V. 69.P.066008.
2. Denisov V.I., Denisova I. P., Svertilov S. I. Theor. Math. Phys., 140, 1001 (2004).

**ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ**

Председатель подсекции

проф. д.ф.-м.н. Левшин Николай Леонидович

УДК 548.4

**ВЫРАЩИВАНИЕ И СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ  $\text{KTiOPO}_4$ ,  
ЛЕГИРОВАННЫХ ЦИРКОНИЕМ**

\* Агапова Е.И.

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

Монокристаллы  $\text{KTiOPO}_4$  (КТР) отличаются высокими нелинейными оптическими характеристиками и относятся к новому классу соединений сегнетоэлектриков - супериоников. В последнее время проводятся работы по легированию этих кристаллов различными примесями с целью улучшения их нелинейных оптических свойств, но, как правило, эти свойства ухудшаются. В настоящей работе были выращены монокристаллы  $\text{KTiOPO}_4$ , легированные цирконием (КТР: Zr), и исследованы их физические свойства.

Кристаллы (КТР: Zr) были выращены с помощью спонтанной кристаллизации из раствора в расплавах системы  $\text{K}_2\text{O} - \text{Ti}_2 - \text{ZrO}_2 - \text{P}_2\text{O}_5$ , содержащих 40-43 мол.%  $\text{K}_2\text{O}$ , 27-32 мол.%  $\text{P}_2\text{O}_5$  и 27-32 мол.%  $\text{TiO}_2$  с замещением от 0.2 до 10 мол.% двуокиси титана на двуокись циркония. Было найдено, что рост кристаллов со структурой КТР затруднен из-за появления в области кристаллизации двух тройных соединений со структурами  $\text{KTi}_2(\text{PO}_4)_3$  и при большом содержании циркония соединений со структурой. При этом качество кристаллов ухудшается, кристаллы имеют уплощенный габитус и несовершенную форму роста. Кристаллы имеют размеры до 5 мм.

Был проведен химический анализ помощью Camebax SX-50, который показал, что процентное содержание  $x$  циркония в кристаллах менялось от  $0.001 < x < 0.044$ . Температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{33}$  и электропроводности  $\sigma_{33}$  в области температур от 20 до  $950^\circ\text{C}$  были измерены с использованием моста Tesla VM 431E на частоте 1 МГц. Нелинейные оптические свойства изучались по методу Куртца – Перри при размерах частиц 3 мк.

Измерения диэлектрической проницаемости кристаллов  $\text{KTi}_{1-x}\text{Zr}_x\text{QPO}_4$  показали, что температура их сегнетоэлектрического перехода сначала падает примерно на  $50^\circ\text{C}$  при  $x = 0.01$ , но затем снова возрастает до  $900^\circ\text{C}$  при  $x = 0.028$ . Такое поведение температуры сегнетоэлектрического фазового перехода, вероятно, связано с уменьшением содержания в кристалле

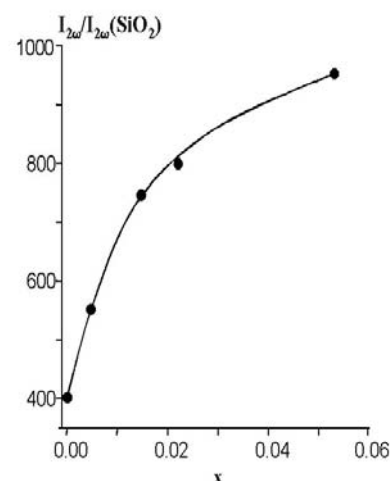


Рис. 1. Концентрационная зависимость интенсивности генерации второй гармоники лазерного излучения в кристаллах КТР:Zr

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

циркония при увеличении содержания циркония в расплаве из-за наличия упомянутых выше тройных соединений.

Измерение величины электропроводности  $\sigma_{33}$  на частоте 1 МГц в интервале 20 – 950°C показало, что в области низких температур, ниже 600°C, наблюдается значительное, на порядок и более, ее падение уже при низком ( $x < 0.01$ ) содержании Zr, но в области высоких температур примеси циркония практически не влияют на величину проводимости кристаллов.

Измерения интенсивности генерации второй гармоники лазерного излучения (рис. 1) по порошковой методике Куртца-Перри показывают, что интенсивность генерации второй гармоники лазерного излучения кристаллов КТР:Zr при  $x = 0.044$  возрастает более чем вдвое по сравнению с беспримесным КТР, что может представлять большой теоретический и практический интерес.

УДК 537.633.9

## ОСОБЕННОСТИ ИНДУЦИРОВАННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ СОРАЗМЕРНАЯ - НЕСОРАЗМЕРНАЯ ФАЗА В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ

\*\*Жданов А.Г.

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

### **Введение**

Потребности современной техники стимулируют исследование материалов с новыми свойствами или с сочетаниями различных свойств. Такими веществами, например, являются мультиферроики (материалы, в которых сосуществуют магнитное, электрическое или механическое упорядочения) и их разновидности, магнитоэлектрики – вещества, в которых возникает намагниченность при приложении электрического поля и электрическая поляризация при приложении магнитного поля. Среди мультиферроиков особое внимание исследователей привлекает феррит висмута  $\text{BiFeO}_3$  – высокотемпературный магнитоэлектрик (температуры электрического и магнитного упорядочения  $T_C = 1083\text{K}$ ,  $T_N = 643\text{K}$ , соответственно). В объемных образцах феррита висмута реализуется пространственно-модулированная спиновая структура (ПМСС), несоизмерная с периодом кристаллической решетки. При приложении внешнего магнитного поля происходит фазовый переход несоизмерная – соизмерная фаза [1]. Исследование таких фазовых переходов представляет как фундаментально научный, так и практический интерес, поскольку разрушение ПМСС сопровождается возникновением магнитоэлектрического эффекта, принимающего гигантские значения в тонких пленках материала. Существует глубокая аналогия между ПМСС и периодическими структурами в нематических жидких кристаллах, возникающих в электрическом поле, что ставит вопрос о возможности управления ПМСС не только с помощью магнитного поля, но и с помощью электрического напряжения и о влиянии электрического поля на фазовые переходы соизмерная-несоизмерная фаза в магнитоэлектриках типа феррита висмута.

### **Теоретический подход**

Для анализа фазовых переходов применялся термодинамический подход Ландау-Гинзбурга. В выражении для полного термодинамического потенциала системы были учтены основные виды взаимодействий, имеющие место в феррите висмута: магнитное, од-

---

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

нородное и неоднородное магнитоэлектрическое. Нахождение равновесного состояния при фиксированных полях производилось путем минимизации термодинамического потенциала системы. Решением является спиновая циклоида. В приближении гармонической циклоиды задача о минимизации энергии решается аналитически. Точное решение с учетом искажения циклоиды вследствие анизотропии показывает, что циклоида становится ангармонической и описывается с помощью эллиптических интегралов. Поэтому минимизация полного термодинамического потенциала должна быть проведена численно.

### Результаты

В ходе работы получены фазовые диаграммы, описывающие состояние феррита висмута во внешних электрическом и магнитном полях (см. рис. 1). Феррит висмута может находиться в одной из трех возможных фаз, соответствующих различным направлениям вектора антиферромагнетизма в веществе относительно оси анизотропии: I пространственно-модулированная (несоизмеримая) фаза, II перпендикулярная фаза, III параллельная фаза.

Численный расчет показал, что приближенная аналитическая модель удовлетворительно описывает фазовую диаграмму вещества в электрическом и магнитном полях, однако при некоторых параметрах материала наблюдаются качественные различия. Так, приближенная модель предсказывает подавление ПМСС электрическим полем, при нулевом магнитном поле, а численный расчет показывает, что в этой области существование ПМСС энергетически более выгодно и фазового перехода не происходит. Обращает на себя внимание наличие метастабильных состояний («бабочка» на врезке), вызванных гистерезисом поляризации феррита висмута. В работе также рассмотрены возможности перекрестных фазовых переходов, при одновременном приложении магнитного и электрического полей. Результаты численного расчета полей фазового перехода хорошо согласуются с экспериментальными данными [1, 2]. На основе написанной программы расчета фазовой диаграммы может быть поставлено практическое занятие по расчету полей фазовых переходов в рамках учебных спецкурсов, посвященным новым функциональным материалам и их свойствам.

### Литература

1. Popov Yu.F., Kadomtseva A.M., Vorob'ev G.P., Zvezdin A.K. Discovery of the linear magnetoelectric effect in magnetic ferroelectric  $\text{BiFeO}_3$  in a strong magnetic field // *Ferroelectrics*, v. 162, p.135 (1994)
2. Ruetter B., Zvyagin S., Pyatakov A.P., Bush A., Li J.F., Belotelov V.I., Zvezdin A.K., and Viehland D. // *Phys. Rev. B* 69, 064114 (2004)

УДК 538.955

## ИЗУЧЕНИЕ ПРИРОДЫ СПИНОВЫХ ЦЕНТРОВ В ОКСИДЕ ТИТАНА (АНАТАЗ), ЛЕГИРОВАННОМ АЗОТОМ

Цыганков К.С.

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

Оксид титана ( $\text{TiO}_2$ ) является широкозонным полупроводником, существующем в нескольких кристаллографических формах, наиболее широко известными из которых

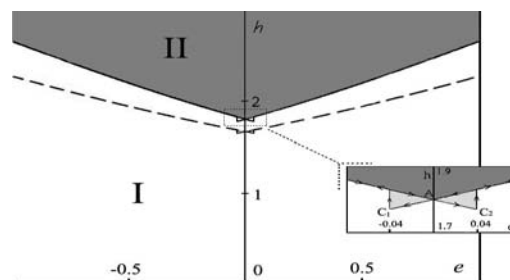


Рис. 1

являются рутил и анатаз.  $\text{TiO}_2$  используется в различных областях науки и техники, например, в катализе при получении кислорода и водорода, а также для очистки воздуха и воды от органических загрязнений [1]. В 2000 г. было запатентовано формирование  $\text{TiO}_2$  в структуре анатаза, легированного азотом и углеродом. Отличительной особенностью данных образцов является проявление фотокаталитической активности при освещении видимым светом, что открывает широкие перспективы для промышленного фотокатализа. Отметим, что ранее структуры проявляли фотокаталитическую активность лишь при возбуждении ультрафиолетовым источником, что создает определенные трудности для широкого практического применения.

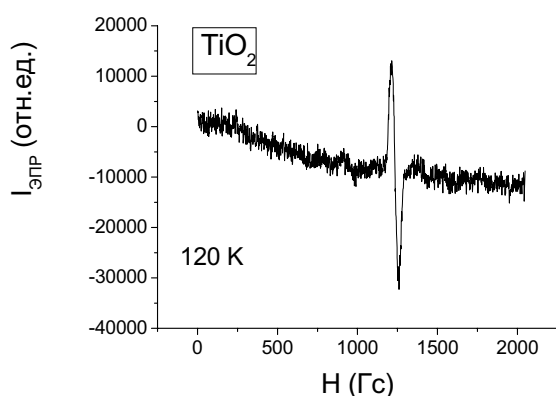


Рис. 1. Спектр ЭПР  $\text{TiO}_2$  при  $T=120\text{K}$

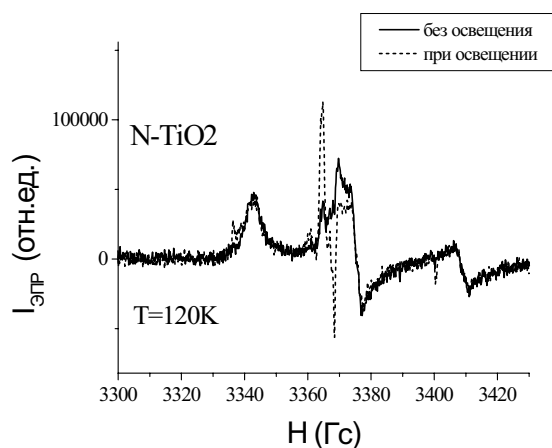


Рис. 2. Спектр ЭПР  $\text{N-TiO}_2$  при  $T=120\text{K}$

Образцы для данного исследования были любезно предоставлены немецкими коллегами из института Гана и Майтнер (Берлин). Они были получены следующим образом. Для получения нелегированных образцов использовался раствор изопропилата  $\text{Ti}$  (IV) в изопропиловом спирте. Для формирования легированных азотом структур указанный выше раствор смешивался с водным раствором  $\text{NH}_4\text{Cl}$ . Полученные таким образом смеси выдерживались на воздухе в течение 15 часов при комнатной температуре и затем высушивались при  $70\text{C}$  в течение 2 часов. Далее образцы отжигались на воздухе при  $770\text{K}$  в течение нескольких часов. Полученные образцы  $\text{TiO}_2$  состояли из конгломератов размером порядка  $1\text{ мкм}$ , которые в свою очередь состояли из нанокристаллов диаметром  $15\text{-}20\text{ нм}$ .

Спектр ЭПР нелегированных образцов  $\text{TiO}_2$  представлен на рис. 1. Форма сигнала ЭПР и величина  $g$ -фактора ( $2.003$ ) свидетельствуют о том, что данный сигнал ЭПР обусловлен электронами, захваченными на молекулы кислорода [2]. При освещении спектр ЭПР не менялся.

На рис. 2 представлены спектры ЭПР оксида титана, легированного азотом ( $\text{N-TiO}_2$ ). Форма спектра и величины  $g$ -факторов ( $g_1=2.001$ ,  $g_2=1.998$ ,  $g_3=1.997$ ) свидетельствует о том, что в данных образцах присутствуют молекулярные группы  $\text{NO}$ ,

захваченные в кристалле  $\text{TiO}_2$  [3]. При освещении интенсивность центральной линии спектра интегрально растёт и при этом указанная линия распадается на две компоненты.

Таким образом, в данной работе фотокаталитическая активность  $\text{N-TiO}_2$  может быть объяснена образованием в его кристаллической решётке  $\text{NO}$  молекулярных групп.

Данное исследование представляет интерес как в фундаментальной физике (изучение природы спиновых центров в оксиде титана), так и в прикладной области фотокатализа.

Выражаю благодарность доценту Константиновой Е.А. за плодотворное обсуждение результатов.

### Литература

1. Fujishima A., Honda K. Nature, **238**, 37 (1972).

2. Serwicka E., Schlierkamp M.W., Naturforsch Z. 36 a, 226-232 (1981).
3. Primet M., Che M., Naccache C, Mathieu M.V. and Imelik B. J. Chin Phys, 1970, 67, 1629.

УДК 548.4

## СУПЕРИОННЫЕ КИСЛОРОДОПРОВОДЯЩИЕ ПРОВОДНИКИ В СИСТЕМЕ $\text{Bi}_2\text{WO}_6 - \text{Bi}_2\text{VO}_{5.5}$

\*\*Рудницкая О.Г.

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

Висмутсодержащие соединения со слоистой перовскитоподобной структурой, такие как вольфрамат висмута  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  (BW) и ванадат висмута  $\text{Bi}_2\text{VO}_{5.5}$  (BV) отличаются необычным сочетанием сегнетоэлектрических свойств и аномально высокой электропроводности, связанной с подвижностью анионов кислорода. BW испытывает при 930 - 960°C реконструктивный фазовый переход из низкотемпературной полярной ромбической фазы (mm2) в неполярную моноклинную (2/m). Ванадат висмута BV в области температур выше комнатной испытывает два фазовых перехода, которые сопровождаются скачкообразным увеличением кислородной электропроводности. При температуре около 420°C происходит сегнетоэлектрический переход из полярной моноклинной фазы  $\alpha$  (mmm) в неполярную ромбическую фазу  $\beta$  (2), а при температуре в области 530 - 550°C переходит в высокотемпературную тетрагональную  $\gamma$  (4/mmm) фазу.

В данной работе было проведено исследование электропроводности, диэлектрических свойств, а также особенностей полиморфизма твердых растворов системы  $\text{Bi}_2\text{WO}_6 - \text{Bi}_2\text{VO}_{5.5}$ .

Для исследования была изготовлена серия керамических образцов  $\text{Bi}_2\text{V}_x\text{W}_{1-x}\text{O}_{6-y}$  с содержанием ванадия от 0 до 100%. Использовались особо чистые реактивы  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{WO}_3$  и  $\text{V}_2\text{O}_5$ . Указанные образцы были получены методом твердофазного синтеза с двукратным обжигом в течение суток при 700 и 830°C с промежуточным измельчением и перемешиванием в агатовой ступке и прессованием под давлением 1000 кг/см<sup>2</sup>. Образцы охлаждались до комнатной температуры методом закалки. Рентгенофазовый анализ проводился при комнатной температуре на дифрактометре Rigaku D-max/RC ( $\text{CuK}\alpha$ -излучение). Температурные зависимости электропроводности и диэлектрической проницаемости были измерены в области 30 - 960°C на частоте 1 МГц с помощью моста Тесла ВМ 431 Е на образцах с платиновыми электродами.

По данным рентгенофазового анализа в системе  $\text{Bi}_2\text{WO}_6 - \text{Bi}_2\text{VO}_{5.5}$  образуются два ограниченных твердых раствора на основе BW при  $0 \leq x \leq 0.20$  и на основе BV при  $0.75 \leq x \leq 1$ .

В твердых растворах на основе вольфрамата висмута (при  $x = 0.2$ ) фазовый переход сдвинут на 10°C относительно беспримесного BW. Величина электропроводности в исследованной области температур на порядок возрастает с введением ванадия.

У твердых растворов на основе ванадата висмута сегнетоэлектрический переход из  $\alpha$ -фазы в  $\beta$ -фазу размывается при введении вольфрама. Твердые растворы с  $0.80 \leq x$

---

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



$\leq 0.94$  имеют максимально высокую электропроводность, достигающую 0.3 См/см в  $\gamma$ -фазе при температуре 550°C. Присутствие вольфрама оказывает влияние на структуру твердых растворов со стороны ВV. При комнатной температуре для  $0.98 \leq x \leq 1$  наблюдается полярная  $\alpha$ -фаза, при  $0.94 \leq x \leq 0.98$  – смесь  $\alpha$ -фазы в  $\beta$ -фазы, при  $0.86 \leq x \leq 0.94$  стабилизируется  $\beta$ -фаза, а при  $0.75 \leq x \leq 0.84$  –  $\gamma$ -фаза.

УДК 539.216.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В СВЕРХТОНКИХ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЕНКАХ ФТАЛОЦИАНИНА ВАНАДИЛА

Корешков Д.В.

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

Пленки Ленгмюра-Блоджетт являются перспективным материалом для структур молекулярной электроники. Их можно рассматривать как структуры, обладающие пониженной размерностью. Поэтому такие пленки могут оказаться удобным модельным объектом для исследования размерных эффектов. В настоящее время синтезированы ленгмюровские пленки обладающие сегнетоэлектрическими и магнитными свойствами. В ленгмюровских пленках при изменении температуры могут наблюдаться различные фазовые переходы.

В настоящей работе была поставлена задача исследования природы недавно обнаруженного фазового перехода.

Изучение свойств ленгмюровской пленки проводилось путем проведения адсорбционных и электрофизических измерений. Адсорбция паров воды измерялась методом «пьезорезонансных кварцевых весов». Из-за большого сопротивления пленок фталоцианина ванадила электрофизические измерения проводились на переменном токе.

В предыдущих работах было показано, что при протекании структурного фазового перехода происходит увеличение адсорбционной способности ленгмюровской пленки. Поэтому с целью регистрации фазового перехода измерялись изотермы адсорбции паров воды при различных температурах. Перед измерениями образцы вакуумировались в течении длительного времени. Все изотермы адсорбции были полностью обратимы. С повышением температуры измерения величина адсорбции возрастала (при одном и том же значении относительного давления  $p/p_s$ ) вплоть до температуры  $t = 40^\circ$  С, а затем уменьшалась. Такие измерения были проведены на пленках разной толщины. Электрофизическими измерениями было показано, что при температуре  $40^\circ$  С (предполагаемая температура фазового перехода) происходит изменение характера проводимости пленок.

На основании имеющихся экспериментальных данных делаются некоторые заключения о возможной природе фазового перехода в пленках фталоцианина ванадила. В частности, измерения адсорбции паров воды на пленках различной толщины показали, что мы имеем дело с фазовым переходом, наблюдаемым только в сверхтонких пленках, исчезающем при возрастании числа слоев.

УДК 669.866.018:448.7

СТРУКТУРА И КРИСТАЛЛО-СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ  $\text{Yb}(\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x)_2$ .

Цырулин Н.Л., Галат В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

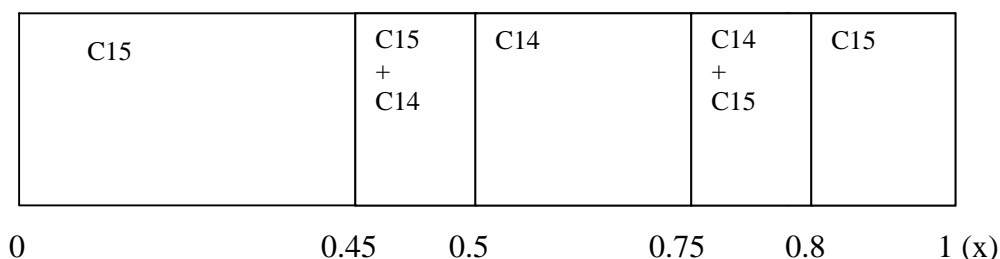
Целью настоящей работы явились синтез фаз высокого давления сплавов квазибинарной системы  $\text{Yb}(\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x)_2$ , и определение их фазового состава, атомно-кристаллической структуры и кристалло-структурных параметров.

Синтез фаз высокого давления в этой системе проводился в Институте физики высоких давлений РАН методом закалки из расплава порошков соединений чистотой не менее 99,9%, предварительно сплавленных при атмосферном давлении. Синтез осуществлялся в камере типа «Тороид» при температурах до 2000 К и давлении 8 ГПа по методике, подробно описанной в [1]. Были синтезированы сплавы системы  $\text{Yb}(\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x)_2$  с шагом  $x=0,1$ , а в областях концентраций от  $x=0,3$  до  $x=0,9$  с шагом 0,05.

Исследование фазового состава, атомно-кристаллической структуры и кристалло-структурных параметров сплавов квазибинарной системы  $\text{Yb}(\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x)_2$ , проводилось методом рентгеновской дифракции поликристаллов на дифрактометре ДРОН-1,5 с использованием монохроматического излучения от железного анода. Обработка результатов рентгеновских экспериментов была проведена по методике, описанной в работе [2].

В результате анализа рентгенодифракционных данных было установлено, что в области составов  $0 \leq x \leq 0,4$  и  $0,8 \leq x \leq 1$  сплавы однофазны и их структура изотипна кубической фазе Лавеса С15. При концентрациях  $0,5 \leq x \leq 0,7$  сплавы так же однофазны, но изотипны гексагональной фазе Лавеса С14. Гексагональная фаза С14 отделена слева и справа на фазовой диаграмме двухфазными областями из смеси фаз С14 и С15 (Рис. 1).

Измерение кристалло-структурных параметров показало, что величина параметра элементарной ячейки  $a$  для интерметаллида  $\text{YbFe}_2$  равна 7,245 Å, а для  $\text{YbAl}_2$  – 7,879 Å. Такое значительное увеличение параметра элементарной ячейки (8,75%) обусловлено разницей в величинах атомных радиусов железа и алюминия, достигающей 15,3%. Однако в системе  $\text{Yb}(\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x)_2$  не наблюдается непрерывного ряда твердых растворов замещения в 3-d подсистеме плотноупакованных фаз С14 и С15., т.к. согласно правилу Юм-Розери для этого разница в атомных диаметрах не должна превышать 12,5%. Нами было установлено, что в области составов  $0,5 \leq x \leq 0,7$  структура сплавов – гексагональная и изотипна фазе Лавеса С14.

Рис. 1. Фазовая диаграмма квазибинарной системы  $\text{Yb}(\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x)_2$ 

Фазы Лавеса С14 и С15 родственны друг другу в отношении координации атомов и представляют собой плотные упаковки атомов двух сортов, отличающиеся для фаз С14 и С15 только порядком чередования плотноупакованных двойных слоев [3]. Для сравнения кристалло-структурных характеристик фаз С14 и С15 удобнее использо-

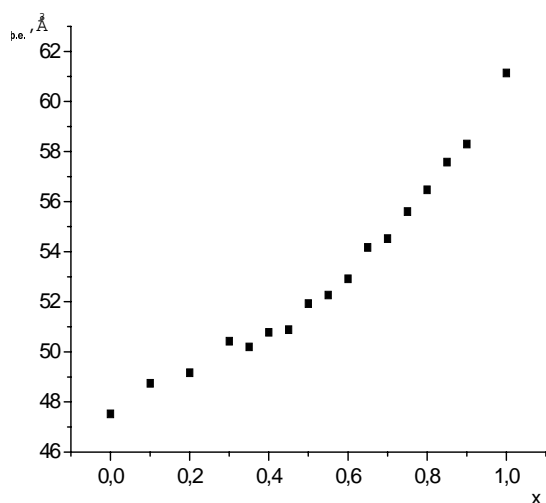


Рис. 2. Кривая концентрационной зависимости объема  $V_{ф.е.}$ , приходящегося на формульную единицу в сплавах квазибинарной системы  $(Fe_{1-x}Al_x)_2$

вать не величины параметров элементарных ячеек, а объем, приходящийся на формульную единицу  $RT_2$ .

На рис. 2 приведена кривая концентрационной зависимости величины  $V_{ф.е.}$  для сплавов системы  $Yb(Fe_{1-x}Al_x)_2$ . Видно, что во всей области концентраций объем  $V_{ф.е.}$  монотонно, но нелинейно увеличивается от 47,53 до 61,14 Å<sup>3</sup>, т.е. на 28,63%.

Вычисление значения отношения  $c/a$  показало, что для сплавов всех составов оно отвечает идеальному соотношению для гексагональной плотноупакованной структуры и равно 1,633. Кубическая фаза C15 рассматривалась в гексагональной установке.

Таким образом впервые осуществлен синтез сплавов квазибинарной системы  $Yb(Fe_{1-x}Al_x)_2$  при давлении 8 ГПа и определены их фазовый состав, атомно-кристаллическая структура и измерены

кристалло-структурные характеристики и изучена их зависимость от состава.

### Литература

1. Khvostantsev L.G., Vereshchagin L.F., Novikov A.P. Device of toroid type for high pressure generation.// High temp – high press. 1977. V.9, p 637-639.
2. Жданов Г.С., Илюшин А.С., Никитина С.В. Дифракционный и резонансный анализ. М. «Наука» 1980. 256 с.
3. Илюшин А.С. Введение в структурную физику редкоземельных интерметаллических соединений. М. Изд-во МГУ, 1991, 176 с.

УДК 621.315.592:539.213

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕОРИИ САМООРГАНИЗАЦИИ

Ларина Т.Г.

*Рязанская государственная радиотехническая академия*

Механизмы и динамика формирования структуры неупорядоченных полупроводников являются объектом пристального внимания физиков и технологов, поскольку знания о них позволяют предсказывать появление тех или иных структур и целенаправленно управлять процессами выращивания материалов. Однако существующие методы исследования и моделирования процессов структурообразования *in situ* (эллипсометрия, фотопроводимость [1]) не позволяют сформировать целостной картины процессов, происходящих во время роста, поскольку рассматривают их обычно с позиций равновесной термодинамики и в качестве аналитического инструмента анализа используют подходы, применимые лишь для линейных систем. Однако внутренние динамиче-

ские процессы в веществе во время синтеза являются по своей сути не чем иным, как сложным поведением, т.е. самоорганизацией [1]. Они характеризуются следующими основными признаками самоорганизующихся систем: термодинамическая открытость, сильная неравновесность, нарушение симметрии, скачкообразный характер изменения физических характеристик.

Одним из возможных альтернативных подходов, на наш взгляд, может стать использование методов теории самоорганизации. Система называется самоорганизующейся, если она без специфического воздействия извне обретает какую-то пространственную, временную или функциональную структуру, приобретает новые коллективные свойства, которыми изначально не обладают ее элементы. Эти свойства проявляются в виде корреляций, т.е. создаются и поддерживаются воспроизводимые взаимоотношения между удаленными частями системы. В результате самоорганизации у системы остается небольшое число параметров порядка, которые определяют ее поведение. На этом базируется главная идея экспериментального изучения этих систем, т.е. нет необходимости исследовать динамику всего исходного бесконечномерного фазового пространства. Вполне достаточно наблюдать аттрактор системы, т.е. состояние, которого она достигает при времени процесса эволюции, стремящемся к бесконечности. Размерность аттрактора во многих исследованиях оказывается довольно малой.

Основным способом анализа динамики сложных систем является метод вложения Такенса. С его помощью можно различать системы, демонстрирующие хаотическое движение в пространстве небольшой размерности от систем с шумом, выявлять простое регулярное движение, измерять инвариантные характеристики хаотических систем.

Этот метод был адаптирован для изучения пространственно-распределенных систем, какими, например, являются поверхности материалов [1]. Важной особенностью исследования процессов роста является то, что их динамика может быть частично восстановлена по уже сформированной структуре. Это связано с тем, что структура “хранит” информацию о своей предыдущей эволюции на временах, меньших времени корреляций. Так, на рис. 1 приведены изображение поверхности образца  $\alpha$ -Si:H, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии, функции распределения высоты профиля  $h$  ( $\rho$ -плотность вероятности), зависимость размерности аттрактора  $D$  и  $dD/d \ln r$  от числа параметров порядка  $n$  (кривые 1) и  $\ln r$  (кривые 2), где  $r$ -корреляционная длина. Из анализа аналогичных данных для образцов, полученных при различных технологических условиях, были сделаны выводы о характере влияния параметров технологии на параметры динамики детерминированной хаотической системы.

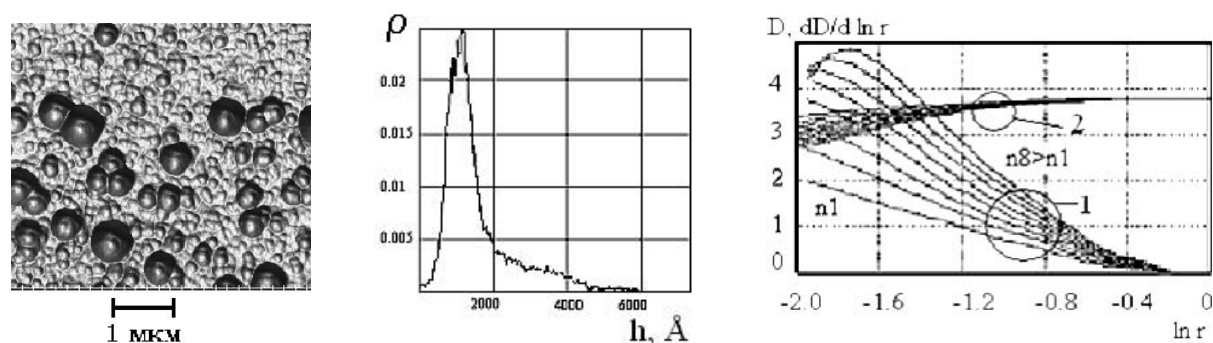


Рис. 1. Результаты исследования образца  $\alpha$ -Si:H

Применение теории самоорганизации к описанию закономерностей формирования неупорядоченных материалов позволяет с новых позиций моделировать процессы синтеза вещества, переосмыслить принципы технологий этих материалов и открывает вполне реальные перспективы для существенного увеличения их эффективности.

### Литература

1. Бодягин Н.В., Вихров С.П., Ларина Т.Г., Мурсалов С.М., Тимофеев В.Н. Природа невоспроизводимости структуры и свойств материалов для микро- и наноэлектроники: Учеб. пособ.; Рязань, РГРТА, 2004. 64 с.

УДК 759

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $Pb_2CdWO_6$

Пруцакова Н.В., Куприянов М.Ф., Кабиров Ю.В.

*Ростовский государственный университет, физический факультет*

Ранее исследования  $Pb_2CdWO_6$  (PCW) обнаружили ряд аномальных диэлектрических свойств в интервале  $20 < T < 700^\circ C$ , которые связывались либо с антисегнетоэлектрическим фазовым переходом, либо с серией переходов из одних сегнетоэлектрических фаз в другие [1-3].

Задачи данной работы состояли в определении симметрии и атомных параметров PCW в широком интервале температур, а также выявлении локальных деталей структуры PCW и их роли в аномалиях зависимости  $\epsilon(T)$ .

Рентгеноструктурные исследования поликристаллического PCW проведены на дифрактометре ДРОН-3М (CuK $\alpha$  - излучение). Диэлектрические исследования керамики PCW произведены с помощью моста Е 7 – 8.

Установлено, что в области  $15 \leq T < 380^\circ C$  PCW обладает орторомбической (О) структурой с пространственной группой  $Rmc2_1$ . Наблюдаемые сверхструктурные рефлексы связаны как с чередованием атомов Cd и W в кислородных октаэдрах, так и с антипараллельными смещениями атомов Pb. При  $380^\circ C$  О – фаза сосуществует с кубической (С), при  $T > 380^\circ C$  структура PCW кубическая с пространственной группой  $O_h^5$ . Диэлектрические исследования PCW обнаружили острый пик в зависимости  $\epsilon(T)$  при  $395^\circ C$  и размытый максимум при  $360^\circ C$ . При  $T > 395^\circ C$  приблизительно выполняется закон Кюри-Вейсса ( $T_0 = 350^\circ C$ ,  $C = 2.2 \cdot 10^5$  град). Наблюдаемые аномалии  $\epsilon(T)$  коррелируют с особенностями в зависимостях объемов ячеек от температуры и позволяют предположить, что между антисегнетоэлектрической О – фазой и параэлектрической С – фазой существует сегнетоэлектрическая фаза в узком интервале температур.

Работа поддержана РФФИ (грант № 04-03-32039а)

УДК 539.2

## СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ДИФФУЗИОННАЯ КИНЕТИКА ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ С ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ

Минин Д.Н.

*Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого*

В работе учтены три возможные формы взаимодействия в многокомпонентных твердых растворах. Так, в частности, короткодействующее отталкивание учитывается в рамках обобщенной решеточной модели [1,2] с помощью введения собственных объемов атомов, дальнедействующее притяжение – в приближении самосогласованного по-

ля. Существенной особенностью данной работы является учет возможной химической связи в системе, приводящей к образованию в растворе химических комплексов (ассоциатов) типа  $A\alpha B\beta$ , где  $A$  и  $B$  – символы компонентов,  $\alpha$  и  $\beta$  – стехиометрические коэффициенты. Подобная связь приводит к взаимной зависимости локальных плотностей компонентов  $A$  и  $B$  [3].

Все три указанные формы межатомного взаимодействия учтены методами статистической термодинамики, получена замкнутая система уравнений, определяющая пространственные распределения компонентов равновесного раствора. Исследована устойчивость системы к спиноподобному распаду, получена и исследована система дифференциальных уравнений, описывающая эволюцию неравновесного многокомпонентного твёрдого раствора с химической связью.

### Литература

1. Захаров М.А. Квазиравновесные состояния твёрдых растворов // ФТТ, 1999, том 41, N1, С. 60-63.
2. Захаров А.Ю., Захаров М.А., Логинова О.В. Связь обобщенной решеточной модели растворов с теорией Гинзбурга-Ландау // ПЖТФ, 2004, т. 30, N10, С. 17-25.
3. Захаров М.А. Статистическая термодинамика твёрдых растворов с зависимыми компонентами // ЖФХ, 2001, т. 75, N1, С. 113-117.

## ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТГС И ДТГС, ОБЛУЧЕННЫХ СИЛЬНОТОЧНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Иванов В.В., Иванова Т.И., Маркова Т.А., Макаров В.В., Самсонова О.В.

*Тверской государственный университет*

В настоящей работе выполнены исследования процессов переключения монокристаллов ТГС и ДТГС, облученных сильноточным импульсным пучком электронов. В качестве основного метода исследования наряду с измерениями диэлектрической проницаемости, поляризации, коэрцитивного поля и тангенса угла диэлектрических потерь нами использовался наиболее чувствительный к перестройке доменной структуры метод эффекта Баркгаузена. Облучение проводилось на импульсном сильноточном источнике электронов и ионов (ИСИЭИ) в Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований (ЛФЧ ОИЯИ), г. Дубна. Получены интегральные и дифференциальные кривые распределения числа скачков Баркгаузена при изменении электрического состояния образца по ветвям петли гистерезиса для облученных кристаллов ТГС и ДТГС. Выполнены исследования процессов реполяризации кристаллов ТГС и ДТГС при коммутации внешнего электрического поля. Показано что, увеличение внешнего электрического поля оказывает ускоряющее действие на процессы реполяризации как необлученных кристаллов ТГС и ДТГС, так и для облученных различными дозами, а так же увеличивает общее число скачков Баркгаузена. Математическая обработка экспериментальных результатов показала, что кривые следования скачков Баркгаузена хорошо аппроксимируются законом

$N \sim 1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\alpha\right)$ , где  $\tau$  и

$0 < \alpha \leq 1$  – константы.

Были смоделированы петли диэлектрического гистерезиса. Произведена оценка влияния дефектной структуры облученных кристаллов ТГС и ДТГС на процессы пере-

ключения. Смоделированы дисперсионные зависимости диэлектрической проницаемости.

Работа выполнена при поддержке программы “Университеты России” № УР01.01.053.

УДК: 537226.4

## ПРОЦЕССЫ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ КОБАЛЬТСОДЕРЖАЩИХ КРИСТАЛЛОВ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

Тянтлова И.Е.

*Тверской государственный университет*

Монокристаллы триглицинсульфата (ТГС) нашли широкое применение в преобразователях инфракрасного излучения. Легирование кристаллов может улучшить эксплуатационные характеристики элемента, изготовленного из ТГС. Поэтому возрастает интерес к изучению кристаллов, имеющих различного сорта дефекты кристаллической структуры, создаваемых, в частности, введением примесей. Примесь в монокристалле ТГС оказывает влияние на процессы переполяризации. Известно, что ионы металлов  $\text{Co}^{2+}$  образуют связи с атомами азота N, принадлежащими иону глицина, что может привести к ослаблению сил, приводящих к возникновению спонтанной поляризации ( $P_s$ ). Поэтому введение ионов  $\text{Co}^{2+}$  в ТГС приводит к уменьшению  $P_s$  с увеличением концентрации примеси.

Задачей настоящей работы являлось изучение влияния частоты переполяризующего поля на процессы переключения кобальтсодержащих кристаллов ТГС.

При проведении экспериментов нами использовался осциллографический метод исследования СЭ [1]. На образцы с различной концентрацией примеси  $\text{Co}^{2+}$  (от  $c < 10^{-5}$  в.п. до  $c = 1,3 \cdot 10^{-3}$  в.п.) подавались малые поля ( $E = 70 \text{ В/см}$  и  $E = 140 \text{ В/см}$ ) с разными частотами (50–20000 Гц).

1. Установлено, что с ростом частоты приложенного синусоидального поля амплитудное значение поляризации ( $P_a$ ) кристаллов ТГС: $\text{Co}^{2+}$  уменьшается (рис. 1), что качественно хорошо согласуется с теорией [2]:

$$P_a = P_0 E_0 / (\beta \omega \sqrt{2}).$$

2. В малых полях при больших частотах переполяризующего поля (порядка тысячи герц)  $P_a$  уменьшается с увеличением концентрации примеси  $\text{Co}^{2+}$ .

3. Эффективная диэлектрическая проницаемость ( $\epsilon_{\text{эф}}$ ) увеличивается при повышении концентрации примеси и уменьшается с увеличением частоты переполяризующего поля:

$$\epsilon_{\text{эф}} = P_a / (E \epsilon_0).$$

### Литература

1. Sawyer C.B., Tower C.H. // Phys. Rev. 35, 1930, p. 269.

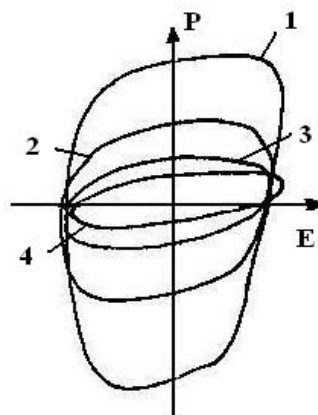


Рис. 1. Петли диэлектрического гистерезиса, полученные для кристалла ТГС: $\text{Co}^{2+}$   $c = 0,3 \cdot 10^{-3}$  в.п. при различных частотах внешнего переполяризующего поля  $E = 140 \text{ В/см}$ : 1 –  $\nu = 50 \text{ Гц}$ , 2 – 100, 3 – 200, 4 – 500

2. Рудяк В.М. Процессы переключения в нелинейных кристаллах. М.: Наука, 1986, с. 127

УДК: 537. 226. 4

## ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ТИТАНАТА БАРИЯ С ПРИМЕСЬЮ НИОБИЯ

Большакова О.В.

*Тверской государственный университет, г. Тверь, Россия*

Целью настоящей работы является исследование доменной структуры (ДС) и процессов ее перестройки под воздействием электрического поля в кристаллах  $\text{BaTiO}_3 : \text{Nb}^{5+}$  : 0,1; 0,3; 0,9 мол.% поляризационно-оптическим методом [1].

Установлено, что исходная доменная структура ниобийсодержащих кристаллов преимущественно состоит из мелких а-доменов. В отличие от беспримесного кристалла  $\text{BaTiO}_3$ , разбитого на крупные а- и с-доменные блоки, доля с-доменов в пластинке  $\text{BaTiO}_3 : \text{Nb}^{5+}$  незначительна.

Изменение электрического состояния образцов по кривой поляризации сопровождается перестройкой ДС. Ступенчатое увеличение поля от 0 до (5–8)  $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , приложенного к пластинам в направлении [001], вызывает их с-доменизацию. Дальнейший рост поля в пределах (1–2)  $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$  сопровождается появлением а-доменов. В более высоких полях доля с-доменов вновь увеличивается, что свидетельствует о включении в процесс поляризации с-доменных областей, вектор поляризации которых антипараллелен вектору приложенного к образцу поля.

Исследования процессов перестройки ДС кристаллов при прохождении ветвей петли гистерезиса показали, что рост поля сопровождается с-доменизацией пластины. При уменьшении поля до нуля часть а-доменов восстанавливается. Поле противоположенного направления, вызывает переключение доменов в его направлении до соответствующего насыщения.

Оценка отношения объемов с- и а-доменных областей всех исследованных образцов показала, что в отсутствие электрического поля ниобийсодержащие кристаллы  $\text{BaTiO}_3$  обладают преимущественно а-доменной структурой, как в исходном состоянии, так и в состояниях, соответствующих остаточной поляризации. Примесь ниобия создает преимущественные условия для возникновения а-доменной структуры, что согласуется с литературными данными [2].

Работа выполнена при поддержке программы "Университеты России". №УРО 1.01.053.

### Литература

1. Желудев И.С. Основы сегнетоэлектричества, М, 1973, с. 180
3. Кудзин А.Ю., " Электрофизические явления в монокристаллах твердых растворов на основе титаната бария"//, Автореф. дис. д. ф. м. н., Воронеж, 1978



## РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ТГС В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

\*\*Требунских С.Ю.

*Воронежский государственный университет*

Среди активных диэлектриков особое место занимают сегнетоэлектрики – вещества, обладающие в определенном температурном интервале спонтанной, т.е. самопроизвольно возникающей поляризацией, которая может быть переориентирована внешним воздействием. Особое значение данных материалов связано с нелинейностью их свойств, которая дает возможность управления их характеристиками с помощью таких внешних воздействий.

Объектами исследования были выбраны кристаллы триглицинсульфата (ТГС), обладающими сегнетоэлектрическими свойствами. В экспериментах изучалось поведение петель гистерезиса кристаллов при воздействии сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения (СКИ ЭМИ). В качестве воздействующего излучения использовались биполярные СКИ ЭМИ с частотой следования 10 кГц, длительностью порядка 1 нс и с энергией в импульсе  $2,5 \times 10^{-5}$  Дж.

В настоящих исследованиях образец выдерживался в измерительном поле  $U_x=41,5$ В больше часа (80 минут), затем, при  $t = 80$  мин включалось воздействие СКИ. Во время воздействия СКИ ЭМИ  $U_{эт}$  кристалла плавно увеличивается более чем в два раза, что свидетельствует о значительном росте поляризации  $P$  образца. При выключении воздействия СКИ ЭМИ при  $t \approx 115$ мин увеличение  $P$  кристалла продолжается, стремясь к насыщению со временем (Рис. 1).

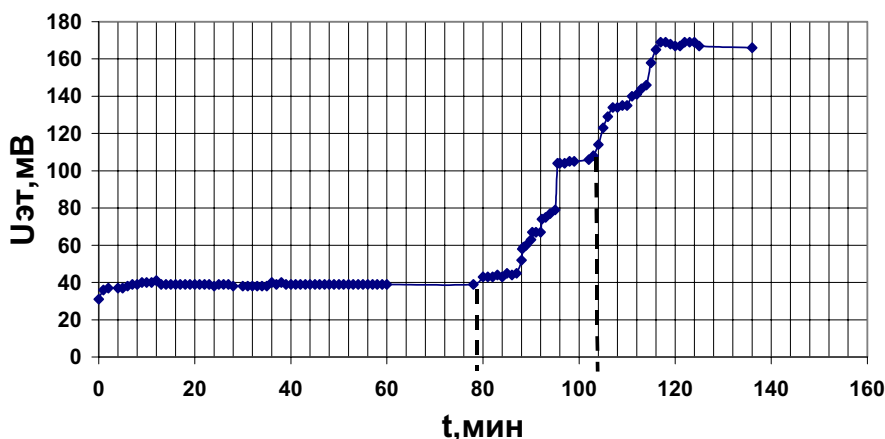


Рис. 1. Зависимость  $U_{эт}$  кристалла ТГС от времени (пунктиром отмечены моменты включения и выключения генератора СКИ)

Таким образом, воздействие СКИ с энергией  $2,5 \times 10^{-5}$  Дж в процессе снятия петель диэлектрического гистерезиса приводит к значительным изменениям дефектной и доменной структуры кристаллов ТГС, которые выражаются в изменениях поляризации как во время этого воздействия, так и после его снятия (выключения).

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

**ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Шалыгина Елена Евгеньевна**

УДК 537.632

**МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ  
В ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ**

Калиш А.Н., Белотелов В.И.

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

Фотонные кристаллы (ФК) — это материалы, оптические свойства которых модулированы в пространстве, причем период модуляции сравним с длиной волны используемого электромагнитного излучения. В настоящее время ФК лежат в основе новейшего направления современной оптики – фотоники. Вследствие многолучевой интерференции формируются запрещенные зоны — диапазоны частот, для которых распространение волн в ФК запрещено. Благодаря этой особенности ФК кристаллы могут находить многочисленные применения, в частности, в качестве оптических фильтров, идеальных отражателей, лазеров, высокоэффективных волноводов.

Для практических целей оказывается важной возможность управлять оптическими свойствами ФК, например, положением запрещенной зоны и ее шириной. Одним из наиболее эффективных методов является использование магнитных материалов. Кроме возможности изменения оптических свойств ФК под действием внешнего магнитного поля, это приводит к ряду новых явлений в магнитооптике, например, к резонансному усилению эффекта Фарадея, которых состоит во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного света [1]. Такое обстоятельство открывает новые пути использования ФК в устройствах интегральной оптики для управления световыми потоками, в частности, оптических изоляторов, то есть устройств, пропускающих свет только в одном направлении.

В данной работе исследуются магнитооптические эффекты в одномерных ФК, представляющих собой чередующиеся магнитные и немагнитные слои (рис.1) [2]. При этом электромагнитная волна падает под произвольным углом. Исследуемыми эффектами являются вращение плоскости поляризации в прошедшем и отраженном свете, зависимость коэффициентов прохождения и отражения от угла падения и от длины волны падающего света, а также пространственное разделение спектральных компонент в отраженном свете. Последний эффект может привести к использованию ФК в качестве устройств - демультимплексоров.

Для описания и моделирования свойств одномерных фотонных кристаллов в работе использован метод матриц перехода [2], который основан на том, что в каждом слое независимо друг от друга распространяются 4 типа нормальных волн, обладающих определенной поляризацией и направлением распространения, и полное электро-

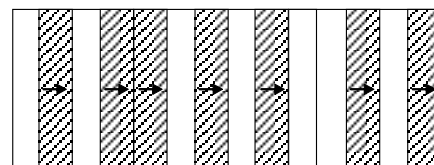


Рис.1

магнитное поле можно представить в виде их суперпозиции. Для нормированных волновых векторов в случае падения света под углом  $\theta$  справедливы соотношения:

$$n_y = \sin \theta, \quad n_{z\pm}^2 = \varepsilon_1 - \left(1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}\right) \frac{n_y^2}{2} \pm \sqrt{\left(1 - \frac{n_y^2}{2\varepsilon_0}\right)^2 g^2 + \frac{n_y^4}{4} \left\{ \left(1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}\right)^2 - \frac{g^2}{\varepsilon_0^2} \right\}},$$

где  $\varepsilon_1, \varepsilon_0, g$  — компоненты тензора диэлектрической проницаемости при наличии намагниченности. Здесь ось  $z$  направлена перпендикулярно к границам слоев, а плоскостью падения является плоскость  $yz$ . Для составляющих вектора напряженности электрического поля для нормальных мод справедливы соотношения:

$$E_x = -\frac{ig}{n_z^2 + n_y^2 - \varepsilon_1} E_y, \quad E_z = \frac{n_y n_z}{n_y^2 - \varepsilon_0} E_y.$$

Связь амплитуд нормальных мод на входе и выходе фотонного кристалла дается в матричной форме:

$$A_0 = D_0^{-1} D_1 P_1^{-1} \dots D_N P_N^{-1} D_N^{-1} D_{N+1} A_{N+1},$$

где  $A_n$  — столбец, составленный из амплитуд нормальных волн в  $n$ -м слое,  $P_n$  — матрица-пропагатор, описывающая распространение нормальных волн в  $n$ -м слое, а  $D_n$  — динамическая матрица, связывающая амплитуды нормальных волн и тангенциальные компоненты напряженностей электрического и магнитного полей (она нужна для учета граничных условий на границах слоев). Полученные соотношения позволяют вычислять характеристики отраженного и прошедшего света.

Пространственная дисперсия в магнитных ФК приводит к возможности создания на их основе перестраиваемых демультиплексоров. Световые лучи различной длины волны при отражении от поверхности ФК оказываются пространственно разделенными — эффект демультиплексирования [3]. Подбирая различные параметры ФК, можно добиться ситуации, когда указанный пространственный сдвиг линеен по длине волны. В данной работе исследован эффект демультиплексирования в магнитных ФК.

### Литература

1. Levy M., Yang H.C., Steel M.J. et.al. J. Light Wave Tech. **19**, 1964 (2001).
2. Belotelov V.I., Zvezdin A.K., JOSA B, **22**, 286 (2005).
3. Gerken M., Miller D. Appl. Opt., **42**, 1330 (2003).

УДК-537.632

## ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР $\{COFEZR(X)-ASI(Y)\}_N$

\*\* Батырев А.С., Вашук М.В., Тульский И.И.

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

Материалы с модулированными оптическими и магнитными свойствами привлекают большое внимание, как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Многослойные магнитные пленки металл-диэлектрик в зависимости от толщины слоев

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

могут рассматриваться, как магнитные фотонные кристаллы, когда толщины слоев сравнимы с длиной волны падающего света, или как гибридные мультислои, когда толщины слоев не превышают нескольких нанометров [1]. Как для одного, так и для другого класса мультислоев наблюдается резонансное усиление магнитооптического отклика, которое пока не удастся полностью описать теоретически [2, 3]. Для выяснения природы наблюдаемых эффектов в гибридных мультислоях необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

В настоящей работе проведено исследование эволюции оптических и магнитооптических спектров мультислойных магнитных пленок  $\{CoFeZr(x)-aSi(y)\}_n$ , в которых толщина бислоя  $t=x+y$  изменяется от 2 до 25 нм. Общая толщина пленок изменялась от 0,5 до 1,5 мкм. Данные образцы были получены в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления. МО измерения были выполнены в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК) при комнатной температуре в диапазоне энергий падающего излучения от 0,5 до 4,6 эВ при различных углах падения света, амплитуда переменного магнитного поля достигала 3,5 кЭ. Значения оптических констант  $n$  и  $k$  были получены поляризметрическим методом.

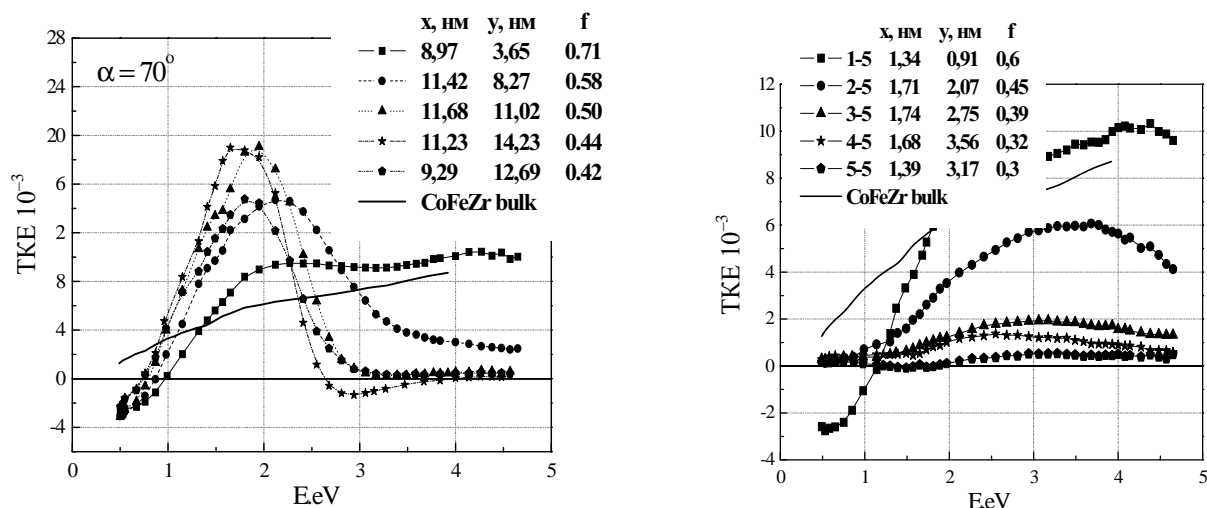


Рис. 1. Спектральные зависимости ЭЭК для мультислоев  $[CoFeZr(x)Si(y)]_n$

На рис. 1 приведены спектральные зависимости для двух систем многослойных пленок  $\{CoFeZr(x)-aSi(y)\}_n$ . Из приведенных кривых следует, что вид и величина магнитооптических спектров сильно изменяются, как в зависимости от толщины металлических ( $x$ ) и диэлектрических ( $y$ ) слоев, так и от количества бислоев ( $n$ ). Для системы с наиболее толстыми слоями ( $x \sim 10$  нм) и  $n=54$ , как для нанокомпозитов [ ] наблюдается немонотонная зависимость величины ЭЭК от объемного содержания ( $f$ ) CoFeZr и усиление МО отклика в ближней ИК области спектра. Для систем с меньшими толщинами магнитного слоя ( $x \sim 1-5$  нм) мы наблюдали увеличение эффекта в видимой и УФ области спектра при малых толщинах слоя кремния и падение величины эффекта с его ростом. Вид оптических спектров также сильно зависел от толщины и числа слоев. На основе экспериментально измеренных оптических постоянных и ЭЭК были рассчитаны диагональные и недиагональные компоненты тензора диэлектрической составляющей (ТДП) (рис. 2). Показано, что в мультислоях существенно изменяются значения, как диагональных, так и недиагональных составляющих ТДП. Анализ полевых зависимостей ЭЭК показал, что мультислои с  $x \sim 10$  нм насыщаются в полях порядка 100 Ое, что

свидетельствует о том, что магнитные слои в них являются сплошными. При уменьшении  $x$ , величина поля насыщения растет и для самых малых толщин мы не наблюдали насыщения даже в полях 3.5 кОе. Такое поведение свидетельствует о том, что исследуемые мультислои относятся к гибридным системам.

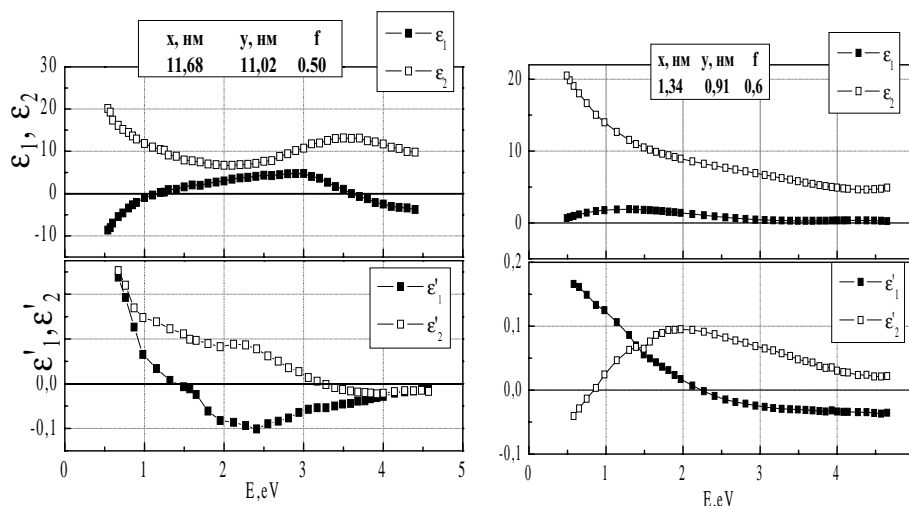


Рис.2. Спектральные зависимости диагональных ( $\epsilon_1, \epsilon_2$ ) и недиагональных ( $\epsilon'_1, \epsilon'_2$ ) компонент тензора диэлектрической проницаемости для мультислоев  $[\text{CoFeZr}(x)\text{Si}(y)]_n$

Для объяснения полученных результатов проводилось моделирование магнитооптических спектров в приближении эффективной среды и на основе макроскопической Френелевской магнитооптики для ультратонких слоев.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №03-02-16127 и 04-02-16830) и программы Университеты России.

### Литература

1. Diény V. at al. J.Magn.Magn.Mater.185(1998)283
2. Gan'shina E. at al. Physica B(2001)260
3. Ганьшина Е.А. и др. Сборник трудов XIX Международной конференции НМММ 2004 Москва, с.641

УДК: 537.632; 538.623; 538.975

## МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СО/МО/СО ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

\*\*Перепелова Е.В., Козловский Л.В.

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

В последние годы изучение свойств тонкопленочных магнитных структур, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных слоев, привлекает внимание

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

исследователей, что обусловлено обнаружением в них ряда новых физических явлений, в том числе наблюдением осцилляционного поведения некоторых физических характеристик при изменении толщины магнитных и немагнитных слоев. Целью данной работы является исследование магнитных и магнитооптических свойств Co/Mo/Co трехслойных систем.

Изучаемые Co/Mo/Co образцы были получены с помощью магнетронного распыления при базовом давлении в вакуумной камере меньше  $10^{-8}$  Торр, и давлении рабочего газа (аргона)  $1 \times 10^{-3}$  Торр. Толщина Co слоев,  $t_{Co}$ , в изучаемых трехслойных системах была одинаковой. Были получены две серии образцов с  $t_{Co} = 2.5$  и 5 нм, при этом толщина молибденового слоя,  $t_{Mo}$ , изменялась от 0.5 до 4 нм. Чтобы избежать окисления, образцы были покрыты 10-нм слоем углерода. Исследование микроструктуры изучаемых образцов были выполнены с помощью рентгеновского дифракционного анализатора (XRD). Наличие периодических структур (четко выраженных границ раздела) в исследуемых образцах было подтверждено данными малоуглового рентгеновского рассеяния. Измерение петель гистерезиса и кривых намагничивания было выполнено на магнитооптическом магнетометре с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК),  $\delta$ . Здесь  $\delta = (I - I_0)/I_0$ , где  $I$  и  $I_0$  интенсивность света, отраженного от намагниченного и не намагниченного образца, соответственно. Внешнее магнитное поле было приложено параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света. Измерения были выполнены при двух взаимно-перпендикулярных ориентациях внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного в плоскости образца. Спектральные зависимости ЭЭК были измерены в области энергии квантов падающего света  $1.5 < \hbar\omega < 4.5$  эВ. Угол падения света на образец был равен  $65^\circ$ . Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

Было найдено, что изучаемые образцы имеют плоскостную магнитную анизотропию. В магнитном поле  $H$ , приложенном вдоль оси трудного намагничивания, наблюдались безгистерезисные петли с характерной линейной зависимостью намагниченности от поля в области  $H < H_S$  ( $H_S$  – поле насыщения образца). Анализ кривых намагничивания и петель гистерезиса, измеренных в поле, ориентированном параллельно легкой оси намагничивания, показал, что существует сильная зависимость значений поля насыщения  $H_S$  от толщины молибденового слоя  $t_{Mo}$ . В частности, было установлено, что зависимости  $H_S(t_{Mo})$  имеют осциллирующий характер, причем период  $\Lambda$  обнаруженных осцилляций  $H_S$  зависит от  $t_{Co}$ . Было найдено, что  $\Lambda$  равно 1 и 1.2 нм при  $t_{Co} = 2.5$  и 5 нм, соответственно.

Полученные экспериментальные данные можно объяснить наличием обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через немагнитный слой и его осцилляционным поведением с изменением толщины немагнитного слоя (переход от ферромагнитному (Ф) к антиферромагнитному (АФ) взаимодействию). В результате, в изучаемых трехслойных системах возможна параллельная (Ф упорядочение) и антипараллельная (АФ упорядочение) ориентация намагниченности в соседних слоях кобальта. В случае ферромагнитного обмена между магнитными слоями процессы перемагничивания трехслойных тонкопленочных структур в целом аналогичны процессам перемагничивания тонких пленок и могут осуществляться, например, за счет необратимого роста зародышей перемагничивания. В случае антиферромагнитного обмена между магнитными слоями векторы, намагниченности в соседних пленках кобальта при  $H = 0$  разнонаправлены, т.е. рассматриваемая тонкопленочная структура подобна одноосному антиферромагнетику. В образцах с АФ обменом поле насыщения  $H_S$  значительно больше, чем  $H_S$  в образцах с Ф обменом, что обусловлено дополнительными затратами энергии на преодоление антиферромагнитного обмена между магнитными слоями.

Следует отметить, что экспериментально найденный период осцилляций  $\Lambda$  имеет достаточно большое значение. Согласно существующим представлениям, в случае, если обмен между слоями осуществляется через РККУ-взаимодействие,  $\Lambda$  должно быть порядка  $\pi/k_F$  ( $k_F$  – волновой вектор Ферми), которое для большинства металлов равно 0.3 – 0.4 нм. В нашем случае,  $\Lambda$  больше, чем  $\pi/k_F$ . Это свидетельствует о том, что теоретические оценки этого параметра должны быть выполнены с учетом квантового размерного эффекта, то есть должно быть принято во внимание изменение электронной структуры ультратонкого магнитного слоя (появление так называемых Quantum Well States (QWS's)) по сравнению с объемным материалом.

Анализ спектральных зависимостей ЭЭК,  $\delta(\hbar\omega)$ , полученных для изучаемых образцов показал, что форма кривых  $\delta(\hbar\omega)$  практически одинаковая, но значения ЭЭК уменьшаются с увеличением толщины молибденового слоя. Уменьшение ЭЭК с ростом  $t_{Mo}$  можно объяснить появлением благодаря диффузии вблизи Co/Mo интерфейсов слоя Co-Mo сплава, толщина которого увеличивается с ростом молибденового слоя.

В целом полученные экспериментальные данные могут найти применение при разработке многослойных систем для современных устройств спиновой микроэлектроники.

УДК: 537.62

## ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ГИГАНТСКИЕ ЗНАЧЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ FE/VE

Крашенинников А.П., Антипов С.Д., Смирницкая Г.В.

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

Магнитные сверхрешетки представляют собой один из наиболее изученных и важных в практическом отношении классов наноразмерных гетероструктурных магнитных систем. С точки зрения приложений наибольший интерес вызывает, прежде всего эффект гигантского магнитосопротивления, тогда как в отношении фундаментальных исследований большое внимание исследователей было привлечено наличием осцилляций основных магнитных параметров с изменением толщин компонент: в многослойных гетероструктурах была обнаружена возможность обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через спиновую поляризацию электронов проводимости разделяющей их немагнитной прослойки [1]. За счет квантово-интерференционных эффектов типа квантовых ям или знакопеременного поведения интеграла косвенного обменного взаимодействия между магнитными атомами (в данном случае, слоями) как функции расстояния в приближении РККИ, зависимости намагниченности и других магнитных параметров от толщины немагнитной прослойки могут проявлять осциллирующий характер.

Кроме того, теоретически было показано [2], что в магнитных сверхрешетках и мультислоях возможны значительные вариации локальных атомных магнитных моментов магнитоактивных ионов и сверхтонких магнитных полей на ядрах этих ионов. Различные мультислои по свойствам могут быть близки к спиновым вентилям или спинтуннельным переходам.

Нельзя обойти вниманием и относительно недавно выясненные уникальные свойства тонких и ультратонких аморфных пленок бериллия. Ультратонкие пленки бе-

риллия вблизи фазового перехода сверхпроводник-изолятор обладают по отношению к плоскости пленки небывалой анизотропией магнитосопротивления [3], достигающей  $10^7$  в магнитных полях до 1 Тл и имеющей чисто орбитальную природу.

Получение магнитных сверхрешеток Fe/Be проводилось на уникальном оборудовании для распыления в разряде с осциллирующими электронами в атмосфере криптона под руководством д.т.н. Г. В. Смирницкой. Специальная конфигурация электрического и продольного магнитного полей обеспечивает горение разряда при сколь угодно низком давлении  $\sim 10^{-8}$ – $10^{-9}$  Торр. Напыление пленок в данном разряде происходит при более низком давлении остаточных газов ( $\sim 10^{-7}$ – $10^{-8}$  Торр) и более низком давлении рабочего инертного газа ( $\sim 10^{-5}$ – $10^{-6}$  Торр), чем при получении пленок другими методами. Таким образом, в сочетании с геометрией расположения катодов-мишеней, данная методика позволяет получать высококачественные слоистые наноструктуры с низким содержанием остаточных газов.

Нами был проведен целый комплекс исследований: впервые осуществлен синтез и кристаллографическая аттестация трех серий магнитных сверхрешеток Fe/Be с толщинами компонент от 5 Å до 30 Å, из которых две характеризовались постоянной толщиной слоев Fe (5 Å и 10 Å соответственно), а третья – постоянной толщиной прослоек Be (8 Å); измерения их магнитных свойств, температурных зависимостей намагниченности, изучение локальных магнитных состояний, локальных магнитных моментов ионов и характера косвенного обменного взаимодействия магнитоупорядоченных слоев Fe через немагнитные прослойки Be.

В результате рентгеноструктурных исследований выяснено, что слои Be в МСР Fe/Be являются полностью рентгеноаморфными, а магнитные слои Fe текстурированы. Размеры областей когерентного рассеяния, определенные по методу Селякова-Шерера, составили 40–90 Å. В связи с этим было сделано заключение о нанокристаллической структуре слоев Fe в сверхрешетках Fe/Be.

Для измерений основных магнитных характеристик МСР Fe/Be и их зависимостей от температуры использовался уникальный вибрационно-магнитометрический комплекс, позволяющий проводить измерения с точностью до  $2 \cdot 10^{-7}$  эме в магнитных полях до  $\pm 15$  кЭ, а также снимать температурные зависимости намагниченности в постоянном поле в интервалах температур 77–300 К и 300–100 К. Калибровка магнитометра проводилась по отожженным пластинкам никеля той же формы, что и исследуемые образцы МСР Fe/Be, и точно известного объема.

Качественно поведение сверхрешеток Fe/Be характеризуется широким разнообразием кривых намагничивания. Ряд МСР демонстрируют большую анизотропию перемагничивания в плоскости пленки, индуцированную магнитным полем в процессе напыления. Также гистерезисное поведение наблюдалось и для перпендикулярной ориентации намагниченности к плоскости МСР. Изучение зависимостей величин намагниченностей и ряда других важнейших магнитных характеристик показало наличие осцилляций с толщиной той или иной компоненты МСР. Сверхрешетки серии Fe( $t_{\text{Fe}}$ )/Be(8 Å), а также ряд МСР Fe(10 Å)/Be( $t_{\text{Be}}$ ), соответствующих, как правило, минимальным значениям спонтанной намагниченности, обладают однонаправленной анизотропией перемагничивания типа обменного смещения, характеризуемого сдвигом петли гистерезиса, в нашем случае — в сторону положительных полей на величину в пределах 3–15 Э.

Наиболее очевидна значимость для фундаментальной науки и приложений обнаруженных в сверхрешетках Fe/Be гигантских спонтанных магнитных моментов, нормированных на содержание Fe. В серии образцов Fe(10 Å)/Be( $t_{\text{Be}}$ ) большинство сверхрешеток обладает спонтанной намагниченностью, превышающей аналогичную величину для чистого массивного Fe в 1,5–2 раза, тогда как для МСР [Fe(10 Å)/Be(8 Å)]<sub>100</sub>,



$[\text{Fe}(10\text{\AA})/\text{Be}(17\text{\AA})]_{110}$  эта величина достигает 4 500 и 5 200 Гс, что втрое больше, чем в чистом железе. Необычайно высока спонтанная намагниченность в ряде сверхрешеток серии  $\text{Fe}(4,9\text{\AA})/\text{Be}(t_{\text{Be}})$ , где толщина слоев Fe уже близка к гипотетической границе исчезновения ферромагнетизма в тонких пленках. Например, в сверхрешетках  $[\text{Fe}(4,9\text{\AA})/\text{Be}(7\text{\AA})]_{150}$ ,  $[\text{Fe}(4,9\text{\AA})/\text{Be}(15\text{\AA})]_{150}$  и  $[\text{Fe}(4,9\text{\AA})/\text{Be}(20\text{\AA})]_{150}$  эти значения достигают 2 100 Гс, 2 200 Гс и 2 500 Гс соответственно.

Для серий МСР Fe/Be с переменной толщиной слоев Be значения основных параметров: спонтанной намагниченности, коэрцитивной силы, обменного смещения и эффективного поля магнитной анизотропии интерфейсов испытывают глубокие осцилляции с периодом 6–8 Å в зависимости от толщины слоев Be. Осцилляции спонтанной намагниченности в данном случае, по-видимому, обусловлены изменениями интегралов косвенного обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями Fe, которые испытывают осцилляции с ростом толщин Be. Адекватной теоретической моделью для анализа поведения спонтанной намагниченности является обобщенное приближение РККИ.

Аналогичные зависимости магнитных параметров для серии  $\text{Fe}(t_{\text{Fe}})/\text{Be}(8\text{\AA})$  не демонстрируют явно осцилляционной зависимости в представленном диапазоне толщин, а большинство образцов обладают намагниченностью, превышающей 3 000 Гс. Здесь, по-видимому, большую роль играют межслойные обменные взаимодействия антиферромагнитного характера, что проявляется в меньших величинах спонтанной намагниченности по сравнению с серией, рассмотренной выше, и наличии обменного смещения.

### Литература

1. Parkin S.S.P., More N., and Roche K.P., *Phys. Rev. Lett.*, 1989. **64**(19): p. 2304–2307.
2. Freeman A.J., and Fu C.L., *Journal of Applied Physics*, 1987. **61**(8): p. 3356.
3. Bielejec E., Ruan J., and Wenhao Wu, *Phys. Rev. B*, 2001. **63**: p. 100502.

УДК: 537.621; 537.632; 538.975

## ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Ni ПЛЕНОК

Мукашева М.А., Козловский Л.В.

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

Известно, что тонкие магнитные пленки (ТМП) имеют уникальные магнитные, магнитооптические, кинетические и динамические свойства. Вследствие этого они находят широкое применение в практических приложениях. Анализ существующих данных показал, что в наибольшей степени изучены физические свойства пленок Fe и Co, а так же полученных на их основе тонкопленочных систем. Магнитные характеристики Ni пленок изучены не столь подробно, а влияние отжига на их магнитные и магнитооптические свойства не исследовалось вообще. Целью данной работы является исследование магнитных и магнитооптических свойств Ni пленок в исходном состоянии и отожженных при температуре 300, 400 и 500 °С.

Серии Ni пленок были получены методом магнетронного распыления с использованием сверх высоковакуумной установки УСУ-4. Толщина пленок в каждой серии варьировалась от 50 до 200 нм. Серии Ni пленок с указанными выше толщинами были

отожжены при температуре  $T_{\text{ann}} = 300, 400$  и  $500$  °С в течение одного часа в вакууме. Исследование микроструктуры изучаемых образцов были выполнены с помощью рентгеновского дифракционного анализатора (XRD). Объемные магнитные характеристики никелевых пленок были измерены на вибрационном магнетометре. Информация о приповерхностных магнитных характеристиках образцов была получена с помощью магнитооптического магнетометра. Измерение приповерхностных петель гистерезиса было выполнено с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК),  $\delta$ . Здесь  $\delta = (I - I_0)/I_0$ , где  $I$  и  $I_0$  интенсивность света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца, соответственно. Внешнее магнитное поле было приложено параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света. Измерения были выполнены при двух взаимно-перпендикулярных ориентациях внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного в плоскости образца. Спектральные зависимости ЭЭК были измерены в области энергии квантов падающего света  $1.5 < \hbar\omega < 6$  эВ. Угол падения света на образец был равен  $65^\circ$ . Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

Результаты измерений объемных и приповерхностных петель гистерезиса свидетельствовали о зависимости магнитных характеристик (в частности, коэрцитивной силы  $H_C$  и приведенного значения остаточной намагниченности  $M_R/M_S$ ,  $M_S$  — намагниченность насыщения) от толщины пленок и о сильном влиянии отжига на изучаемые свойства. Анализ полученных данных показал что, исходные и отожженные при  $300$  °С пленки никеля характеризуются плоскостной магнитной анизотропией, которая усиливается в пленках толщиной  $10$ – $20$  нм. Ориентация оси легкого намагничивания (ОЛН) совпадает с направлением внешнего магнитного поля ( $H \sim 70$  Э), приложенного параллельно подложке в процессе напыления пленок. Отожженные при  $400$  и  $500$  °С пленки никеля имеют практически идентичное поведение магнитных характеристик с изменением их толщины. Коэрцитивная сила  $H_C$  в магнитном поле, приложенном вдоль ОЛН и ОТН, имеет одинаковые значения. С увеличением толщины Ni пленок как поверхностные, так и объемные значения  $H_C$  возрастают, а остаточная намагниченность  $M_R/M_S$  уменьшается, причем объемные значения  $M_R/M_S$  вдоль ОЛН и ОТН одинаковые, а поверхностные различаются.

Наблюдаемое увеличение коэрцитивной силы  $H_C$  при увеличении толщины  $t_{Ni}$  и температуры отжига были объяснены микроструктурными особенностями Ni пленок. Было обнаружено, что все изучаемые пленки имеют поликристаллическую структуру с размером кристаллитов, сравнимым с толщиной пленки. Известно, что в более текстурированных образцах значение коэрцитивной силы увеличивается. Кроме того, в соответствии с существующими данными [2, 3] значение коэрцитивной силы увеличивается с увеличением толщины магнитных пленок, что было обусловлено ростом размера кристаллитов, формирующих объем пленок. Мы действительно наблюдали такую корреляцию между магнитными и микроструктурными свойствами Ni пленок. Приповерхностные и объемные значения  $H_C$  и  $M_R/M_S$  различаются, причем  $H_C^{\text{Sur}} > H_C^{\text{Vol}}$  и  $M_R^{\text{Sur}}/M_S > M_R^{\text{Vol}}/M_S$ . Известно [4], что такое соотношение приповерхностных и объемных значений  $H_C$  и  $M_R/M_S$  характерно для магнитных пленок толщиной  $50$ – $200$  нм. По аналогии с существующими данными [4] этот факт может быть объяснен различной доменной структурой приповерхностного слоя и внутреннего объема пленки.

Спектральные зависимости ЭЭК от энергии квантов падающего света,  $\hbar\omega$ , полученные для изучаемых пленок никеля показали что, для всех изучаемых пленок форма спектров ЭЭК,  $\delta(\hbar\omega)$ , является практически одинаковой. Для пленок одной серии величина ЭЭК не зависит от толщины образца, что обусловлено тем, что толщина изучаемых пленок  $t_{Ni}$  больше глубины проникновения света в среду  $t_{\text{pen}}$ , равной для ферромагнитных металлов  $20$  –  $30$  нм в области энергии квантов падающего света  $1.5 < \hbar\omega <$

5 эВ. Максимальное значение ЭЭК ( $\delta^{\max}$ ) для всех образцов наблюдается в области  $\hbar\omega = 3.7$  eV. Значения  $\delta^{\max}$  равны  $4.6 \times 10^{-3}$ ,  $3.9 \times 10^{-3}$ ,  $3.6 \times 10^{-3}$  и  $3.2 \times 10^{-3}$  для исходных и отожженных при 300, 400 и 500 °С пленок никеля, соответственно. С ростом температуры отжига величина ЭЭК уменьшается, что можно объяснить, используя данные, полученные с помощью вибрационного магнетометра, свидетельствующие о том, что намагниченность насыщения  $M_S$  отожженных образцов уменьшается. Известно, что магнитооптические эффекты в первом приближении имеют линейную зависимость от намагниченности ( $\delta \propto M$ ). Таким образом, можно предположить, что уменьшение ЭЭК в отожженных образцах обусловлено  $M_S$ .

Полученные экспериментальные данные могут найти применение при разработке многослойных систем для современных устройств спиновой микроэлектроники.

### Литература

1. Lin C.J., Gorman G.L., Lee C.H., Farrow R.F.C., Marinero E.E., Do H.V., Notarys H. J. *Magn. Magn. Mat.* **93**, 194 (1991).
2. Barnard J.A., Tan M., Waknis A., Haftek E. *J. Appl. Phys.* **69**, 5298 (1991).
3. Shalyguina E.E., Shin K.H. *J. Magn. Magn. Mater.* **220**, 167 (2000).
4. Кринчик Г.С. *Физика магнитных явлений*, Из-во Московского государственного университета, 178 (1985).

УДК 537.632

## МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

\*\*Борискина Ю.В., Ерохин С.Г.

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

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой одно-, двух- или трехмерные периодические структуры с периодом, сравнимым с длиной волны. В спектрах оптического излучения, распространяющегося в ФК, существуют запрещенные зоны. Когда один или оба из материалов, составляющих ФК, являются магнитными, либо ФК содержит магнитный слой в качестве дефекта, такие структуры называют магнитофотонными кристаллами (МФК) [1]. Локализация света на магнитном дефекте в МФК приводит к значительному усилению магнитооптических эффектов, что нашло применение в магнитооптических модуляторах света [1, 2]. Кроме того, использование магнитных материалов в ФК позволяет надеяться на возможность управления магнитным полем свойствами ФК.

В настоящей работе теоретически исследуются возможности использования магнетиков, обладающих магниторефрактивным эффектом (МРЭ), в качестве конструктивных материалов МФК, проводится оптимизация структур, содержащих в качестве магнитооптического слоя нанокompозит, выясняется механизм локализации света и усиления магнитооптического отклика в таких системах.

МРЭ является новым, четным, негиротропным магнитооптическим эффектом, состоит в изменении под влиянием магнитного поля диагональной диэлектрической

---

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

проницаемости, а следовательно, и всех оптических параметров магнитного материала [3]. В материалах с гигантским, туннельным или колоссальным магнитосопротивлением МРЭ является частотным аналогом МС и наблюдается как в ИК, так и в СВЧ диапазоне спектра. Магнитные наноконпозиты "ферромагнитный металл-диэлектрик" для составов вблизи порога перколяции обладают туннельным магнитосопротивлением (до 10%), МРЭ (до 1.5%) и относительной прозрачностью [3], что позволяет их использовать в МФК в качестве магнитного дефекта. При условиях локализации света на таком дефекте возможно значительное усиление МРЭ. Расчет МРЭ на прохождении света в ближней ИК области спектра одномерного МФК с встроенным магнитным дефектом в виде тонкой пленки наноконпозита  $\text{Co-(Al-O)}$  выполнен для структуры  $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)_6/\text{Co-(Al-O)}/(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)_6$ , содержащей шесть периодов ФК слева и двенадцать периодов ФК справа от магнитного дефекта.

Для достижения максимальной добротности данного резонатора сначала варьировались толщины диэлектрических зеркал, а затем, используя экспериментальные данные относительно оптических параметров и магнитосопротивления наноконпозита  $\text{Co-(Al-O)}$  [3], определялся МРЭ при уменьшении толщины магнитной пленки от 500 до 50 нм. Результаты вычислений для МФК с дефектом разной толщины представлены на рисунке 1. Величина эффекта сравнивается с эффектом в кристалле, в котором при той же толщине дефекта двенадцать слоев ФК заменены на серебряную подложку. Результаты расчетов показывают, что величина эффекта в МФК на несколько порядков превышает как величину эффекта в пленке ферромагнитного метал-диэлектрика, так и величину эффекта в ФК на серебряной подложке.

Изменение диэлектрической проницаемости при намагничивании магнитных наноконпозитов или магнитных сверхрешеток не превышает нескольких процентов. Значительно более сильные магнитоиндуцированные изменения диэлектрической проницаемости могут иметь место в СВЧ диапазоне для композиционных материалов, содержащих достаточно крупные ферромагнитные частицы [4]. В этом случае магнитное поле приводит к изменению магнитной проницаемости, и как следствие, к изменению глубины скин-слоя. В таких системах МРЭ является аналогом эффекта гигантского магнитоимпеданса. В работе [4] показано, что даже при малом объеме содержания отрезков ферромагнитных микропроводов в композиционном материале для СВЧ частот в окрестности линии ФМР диэлектрическая проницаемость изменяется более чем в 2 раза. Использование таких материалов позволяет создать управляемые полем ФК. В качестве примера мы рассчитали спектр одномерного МФК, составленного из прозрачного немагнитного материала и модельного магнитного композиционного материала, обладающего поглощением и управляемой магнитным полем диэлектрической проницаемостью. На основе выполненных расчетов сформулированы

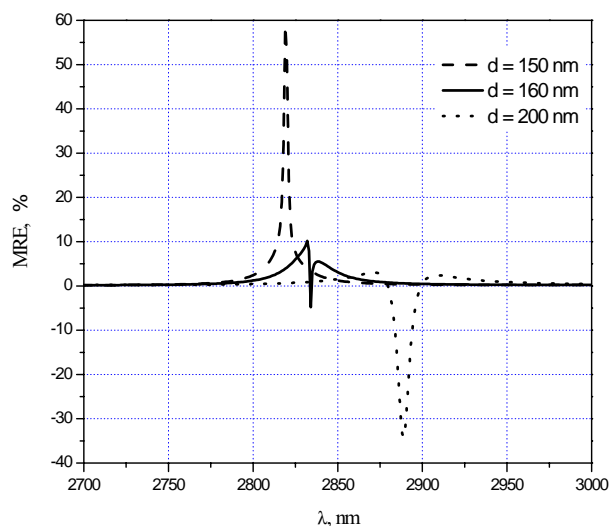


Рис. 1. Зависимость магниторефрактивного эффекта от длины электромагнитной волны, распространяющейся в магнитофотонных кристаллах с магнитным дефектом разной толщины

требования к композиционным материалам, основным из которых является малое поглощение.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 03-02-16127 и 04-02-16830), программы Университеты России, фонда Династия и МЦФФМ.

### Литература

1. Lyubchansky I.L. et al. J.Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003) R277-R287
2. Inoue M. et al. J.Appl.Phys. 85 (1999) 5988
3. Грановский А.Б. и др. ЖЭТФ, 2003, том 123, вып.6, стр. 1256-1265
4. Старостенко С.Н., Розанов К.Н. Сборник тезисов 5-ой ежегодной научной конференции ИТПЭ ОИВТ РАН, Москва, 2004, с. 38.

УДК 537.622.4

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТНО-МЯГКИХ ПЛЁНОК Fe-Zr-N И Fe-NI

\*\* Самсонова В.В., Шевердяева П.М., Перов Н.С.

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

Исследованы магнитные свойства тонких плёнок состава Fe-Zr-N, рассматриваемых как перспективные магнитно-мягкие сплавы для записывающих видеоголовок систем высокоплотной высокочастотной магнитной записи.

Образцы получены методом радиочастотного магнетронного распыления мишени состава Fe (92 атомн. %) + Zr (8 атомн. %). Распыление мишени на непроводящую подложку (жаропрочное стекло) проводилось в газовой смеси Ar+N<sub>2</sub>. Общее давление газовой смеси составляло  $8 \cdot 10^{-3}$  мм рт.ст. Содержание азота в газовой смеси, ток на катоде (мишень) в процессе распыления и толщина полученных плёнок изменялись с целью оптимизации технологических параметров.

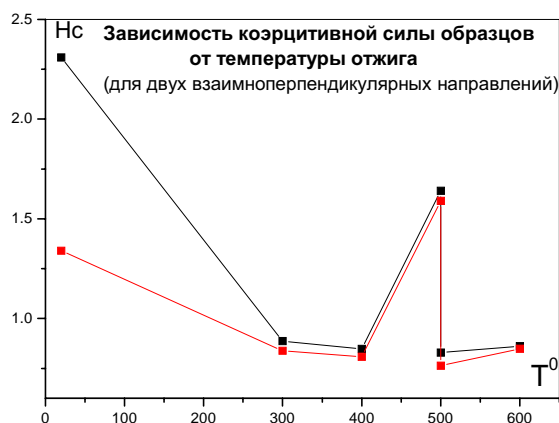


Рис. 1

Измерения проводились на различных образцах: плёнка в исходном состоянии, плёнки после отжига в течение 1 часа при 300С, 400С, 500С (два образца с различными условиями охлаждения), 600С. Исследование зависимости магнитных свойств от толщины плёнок проводилось на образцах, отожженных при 500С.

При изменении температуры отжига образцов происходило изменение коэрцитивной силы, намагниченности насыщения, поля смыкания, а также анизотропии плёнок. На рис. 1 представлена зависимость коэрцитивной силы от температуры отжига.

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

Намагниченность насыщения рассчитывалась по размагничивающему фактору тонкой плёнки с учётом величины поля, насыщающего образец в направлении перпендикулярном плоскости.

После отжига исходного образца происходит резкое уменьшение его коэрцитивной силы (от 2,3 до 0,9Э). Однако после отжига при 500С (с нормальными условиями охлаждения) коэрцитивная сила и поле смыкания сильно растут – до 1,6Э и 48,3Э, соответственно, тогда как у второго образца, отожжённого при 500С (отожжён при 300С, охлаждён, и отожжён при 500С), коэрцитивная сила и поле смыкания заметно не отличаются от других отожжённых образцов. Вероятно эти изменения – следствия процессов кристаллизации, которые происходят при этих температурах.

В образцах, отожжённых при 500С в течение одного часа, с уменьшением толщины плёнки коэрцитивная сила увеличивается с 0,5 Э (1,9 мкм у образца 1) до 0,9 Э (1,4 мкм у образца 4), намагниченность насыщения уменьшается от 1030 Гс до 920 Гс, поле смыкания тоже уменьшается (от 19,5 и 14,8 Э по двум перпендикулярным направлениям до 17,6 и 14 Э, соответственно). У образца с толщиной плёнки 1,4 мкм в плоскости наблюдалась анизотропия магнитных свойств: коэрцитивная сила 0,5 и 0,9 Э, форма петли (наклон) немного отличалась по двум направлениям.

В плёнках состава Fe-Ni (50 % / 50 %) исследовалась анизотропия магнитных свойств.

Коэрцитивная сила образцов этой серии оказалась существенно выше образцов Fe-Zr-N. Но существенно ниже, чем полученные в наших измерениях, значения поля магнитокристаллической анизотропии. Измерения показали, что у всех образцов есть ярко выраженные оси лёгкого и трудного намагничивания, что позволяет использовать их как перспективные материалы для магниторезистивных датчиков.

УДК: 537.632; 538.971; 538.975

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОГЕННЫХ (НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ/АМОΡФНЫХ) $Fe_{80.5}Nb_{7.5}V_{12}$ СПЛАВОВ

\*\*Мельников В.А.<sup>1</sup>, Молоканов В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup>Институт металлургии и металловедения им. А.А. Байкова, РАН

Недавно новый класс нанокристаллических магнитных материалов был получен методом кристаллизации аморфного прекурсора [1, 2]. Эти материалы вызвали большой интерес благодаря уникальным магнитным, механическим и кинетическим свойствам. Сплавы FeMВ на основе железа с М: Zr, Та, Мо или Nb (NANOPERM) оказались наиболее заслуживающими внимания, поскольку они имели простой состав и исключительные магнитомягкие свойства [2, 3]. Было обнаружено, что FeNbV сплавы после отжига в температурной области 300 - 1050 К ведут себя как материалы с двумя (аморфной и нанокристаллической) ферромагнитными фазами, причем объем нанокристаллической фазы зависит от способа и температуры обработки исходного сплава.

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

Целью данной работы является сравнительное изучение приповерхностных и объемных магнитных характеристик гетерогенных  $\text{Fe}_{80.5}\text{Nb}_{7.5}\text{B}_{12}$  материалов, характеризующихся наличием двух (аморфной и нанокристаллической) магнитных фаз.

$\text{Fe}_{80.5}\text{Nb}_{7.5}\text{B}_{12}$  аморфная лента шириной 15 мм и толщиной 30 мкм была приготовлена методом закалки расплава на быстро вращающемся барабане. Куски ленты были отожжены в атмосфере аргона в течение одного часа при различных температурах  $T_{\text{ann}}$  в температурном интервале 380 - 650 °С. Микроструктура образцов была изучена с помощью рентгеновского дифрактометра. Анализ рентгеновских дифракционных спектров показал, что исходные образцы являются аморфными, а отожженные характеризуются наличием аморфной и нанокристаллической фаз, причем объем появляющейся после отжига нанокристаллической фазы увеличивается с ростом температуры отжига.

Измерение приповерхностных магнитных характеристик изучаемых лент было выполнено на магнитооптическом микромагнитометре. Толщина изучаемого приповерхностного слоя была порядка 20 нм. Измерение приповерхностных кривых намагничивания и петель гистерезиса на контактной и свободной сторонах изучаемых образцов было выполнено с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК),  $\delta$ . Здесь  $\delta = (I - I_0)/I_0$ , где  $I$  и  $I_0$  интенсивность света, отраженного от намагниченного и не намагниченного образца, соответственно. Анизотропия магнитных свойств изучалась при вращении образца вокруг нормали к его поверхности. Угол между направлением, совпадающим с длиной ленты в процессе ее изготовления, и ориентацией магнитного поля  $H$  обозначен через  $\phi$ . Измерения объемных магнитных характеристик образцов были выполнены с помощью вибрационного магнитометра. Все приведенные ниже результаты были получены на образцах круглой формы диаметром 15 мм, что позволило исключить влияние анизотропии формы на изучаемые магнитные свойства.

Было найдено, что описанные выше микроструктурные отличия исследуемых образцов сопровождаются заметным различием их магнитных свойств. Данные, полученные с помощью вибрационного магнитометра, свидетельствовали о том, что исходные и отожженные при  $T_{\text{ann}} = 380 - 600$  °С образцы характеризуются слабой плоскостной магнитной анизотропией и магнитомягкими свойствами. Было установлено, что значения коэрцитивной силы  $H_C^{\text{vol}}$  с ростом  $T_{\text{ann}}$  до 600 °С уменьшаются от 3.6 до 0.1 Э. В соответствии с моделью произвольной магнитной анизотропии, обобщенной для случая двухфазных систем [4], увеличение объемной фракции  $\text{bcc-Fe}$  гранул в отожженных образцах привело к более эффективному межгранулярному взаимодействию, что сопровождается уменьшением коэрцитивной силы. Для ленты, отожженной при  $T_{\text{ann}} = 650$  °С, наблюдалось резкое увеличение значения  $H_C^{\text{vol}}$ , что обусловлено полной кристаллизацией образца.

Было обнаружено, что приповерхностные магнитные свойства существенно отличаются от объемных. В частности, приповерхностные значения коэрцитивной силы  $H_C^{\text{Sur}}$  значительно больше  $H_C^{\text{vol}}$ , причем для всех отожженных образцов характерно наличие сильной поверхностной магнитной анизотропии. Кроме того, было установлено, что ориентация легкой оси намагничивания и распределения намагниченности на контактной и свободной сторонах лент различаются. Этот факт может быть объяснен наличием микроструктурных и химических неоднородностей в приповерхностных слоях изучаемых образцов, усиливающихся после их термической обработки, что является характерным для материалов, приготовленных описанным выше способом [4, 5]. Наличие различающихся остаточных напряжений, создаваемых на контактной и свободной сторонах лент в процессе их изготовления, а также различная морфология сторон могут быть также причинами описанного выше различия.

Особого внимания заслуживала необычная форма приповерхностных петель гистерезиса. Было обнаружено, что в отожженных образцах при некоторых ориентациях  $\phi$  плоскостного магнитного поля прямая и обратная ветви приповерхностных петель гистерезиса меняются местами. В этом случае регистрируется отрицательная остаточная намагниченность при уменьшении положительного магнитного поля до нуля, а перемагничивание образца осуществляется при положительном значении коэрцитивной силы, то есть наблюдаются так называемые инвертированные петли гистерезиса. Детальное изучение магнитных свойств как функции угла  $\phi$  показало, что существует интервал углов  $\phi$ , при которых наблюдаются полностью или частично инвертированные петли гистерезиса. Полученные экспериментальные данные можно качественно объяснить в рамках двухфазной модели с двумя неидентичными фазами, характеризующимися одноосной магнитной анизотропией и антиферромагнитным обменным взаимодействием между ними.

#### Литература

1. Yoshizawa Y., Oguma S., Yamauchi K. // J. Appl. Phys. 1988. V.64. P. 6044-6046.
2. Suzuki K., Makino A., Inoue A., Masumoto T. // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. P. 3316-3322.
3. Makino A., Hatanai T., Inoue A., Masumoto T. // Mater. Sci. Eng. 1997. V. A 226-228. P. 594-602.
4. Hernando A., Vasques M., Kulik T., Prados C. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. P. 3581-3586.
5. Шалыгина Е.Е., Молоканов В.В, Комарова М.А. // ЖЭТФ. 2002. Т. 122, N. 3(9), С. 593-599.

УДК 537.622.4

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО РАЗМЕРУ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ХОД КРИВОЙ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ АНСАМБЛЕЙ НАНОЧАСТИЦ

Белоусова В.А., Теннов В.А., Перов Н.С.

*МГУ им. Ломоносова, физический факультет*

Развитие современных нанотехнологий требует разработки методов производства и контроля свойств нанообъектов, которые могут использоваться в системах записи информации, в микроэлектронике, спинтронике. В связи с этим представляет интерес как исследование методов контроля свойств таких частиц (в частности, магнитных), так и технологии их получения.

Исследовались образцы наночастиц, полученные различными методами. Один образец был получен на основе терморасширенного графита и ацетата кобальта (концентрация кобальта 25 вес.%); второй – на основе терморасширенного графита и нитрата кобальта (концентрация кобальта 10 вес.%). Еще два – на основе терморасширенного графита через интеркалирование его калием до  $C_8K$  и последующей обработки хлоридом кобальта  $CoCl_2$ , которые различались между собой концентрацией кобальта (10 вес.% и 5 вес.%).



Были рассмотрены температурные зависимости магнитной восприимчивости (диапазон температур: 300-900К). Установлено, что магнитные свойства меняются необратимым образом.

Измерены петли гистерезиса. Для каждого образца из петли гистерезиса расчетным путем была получена функция распределения частиц по размеру. Можно сделать предположение, что вид температурной зависимости магнитной восприимчивости непосредственно связан с характером распределения частиц по размеру.

В образце, где для восстановления использовался хлорид кобальта, а концентрация кобальта достигала 10 вес.%, распределение частиц по размеру показывает отсутствие ферромагнитной фракции. Распределение суперпарамагнитных частиц имеет максимум при 10,32 Å. Фазовые переходы, наблюдаемые в ходе температурной кривой магнитной восприимчивости, связаны с ростом размера частиц (со спеканием частиц). Для образца, который отличается от этого лишь концентрацией кобальта (5 вес.%), получена другая размерная зависимость – присутствует ферромагнитная фракция, причем распределение ферромагнитных частиц по размеру достигает максимума при 53,39 Å, суперпарамагнитных – при 40,6 Å. У образца на основе нитрата кобальта ферромагнитных частиц больше. Фазовые переходы отсутствуют, ход температурной кривой магнитной восприимчивости сильно отличается. Распределение ферромагнитных частиц по размеру достигает максимума при 63,09 Å, суперпарамагнитных – при 48,68 Å. У образца на основе ацетата кобальта, концентрация которого достигает 25вес.%, выделяется суперпарамагнитная фракция (распределение достигает максимума при 12 Å), ферромагнитные частицы также присутствуют (максимум при 61,3 Å).

Для всех образцов обнаружены необратимые изменения магнитных свойств в температурном ходе кривой магнитной восприимчивости.

В зависимости от соли, которая используется для восстановления кобальта, и концентрации кобальта, можно менять соотношение суперпарамагнитных и ферромагнитных частиц. Вид температурной зависимости магнитной восприимчивости меняется при изменении характера распределения частиц по размеру.

Распределения частиц по размеру получены до нагрева образцов. Было бы интересно получить такие распределения после воздействия на образцы.

УДК 537.622.5

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СОЕДИНЕНИЯХ $Gd_xLa_{1-x}MnSi$

Цхададзе Г.А.

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

Исследование магнитокалорического эффекта (МКЭ) представляет значительный интерес, т. к. позволяет получить сведения о характере магнитных структур, магнитных фазовых переходах, обменных взаимодействиях. Кроме того, его изучение важно и для разработки магнитных холодильных устройств [1, 2]. В данной работе впервые проведены измерения МКЭ в соединениях  $GdMnSi$  и  $Gd_{0,5}La_{0,5}MnSi$ .

Соединения  $(GdLa)MnSi$  кристаллизуются с образованием тетрагональной кристаллической структуры типа  $CeFeSi$  и представляют собой магнетики с двумя магнитными подрешётками редкой земли (R) и марганца, атомы которых располагаются в

изолированных слоях с чередованием R-Si-Mn<sub>2</sub>-Si-R. Измерения намагниченности соединений Gd<sub>x</sub>La<sub>1-x</sub>MnSi проведены в работе [3]. Температурные и полевые зависимости намагниченности соединения GdMnSi указывают на ферромагнитный тип упорядочения в редкоземельной подрешётке, в то время как введение лантана приводит к появлению антиферромагнитного упорядочения в соединениях с  $x \leq 0.6$ . В данной работе проведены измерения магнитокалорического эффекта двух составов: GdMnSi у которого имеет место один фазовый переход 2-го рода из ферромагнитной фазы в парамагнитную с  $T_C = 314\text{K}$ ; Gd<sub>0,5</sub>La<sub>0,5</sub>MnSi, у которого при температурах ниже  $T_i = 103\text{K}$  возникает антиферромагнитное упорядочение и имеют место два фазовых перехода: 1-го рода из антиферромагнитной фазы в ферромагнитную при  $T_i = 103\text{K}$  и 2-го рода из ферромагнитной фазы в парамагнитную при  $T_C = 185\text{K}$ .

Температурная зависимость МКЭ в поле  $H \approx 7.4\text{кЭ}$  соединения Gd<sub>0,5</sub>La<sub>0,5</sub>MnSi представлена на рис. 1. Полевые зависимости МКЭ в области фазового перехода из антиферромагнитной фазы в ферромагнитную при  $T \approx T_i$  представлены на вставке к рисунку. В интервале температур 100 – 130К МКЭ отрицательный, максимальное значение 0,25 К при  $\Delta H = 7.4$  кЭ достигается при  $T = 110\text{K}$ , которое близко к температуре перехода антиферромагнетизм – парамагнетизм, полученной по магнитным данным. Максимальное положительное значение МКЭ наблюдается при  $T_C$  и составляет 0,15 К.

Рис. 1. Температурная зависимость магнитокалорического эффекта в соединении Gd<sub>0,5</sub>La<sub>0,5</sub>MnSi,  $\Delta H = 7.4$  кЭ. На вставке: зависимость магнитокалорического эффекта этого состава от внешнего поля в области перехода

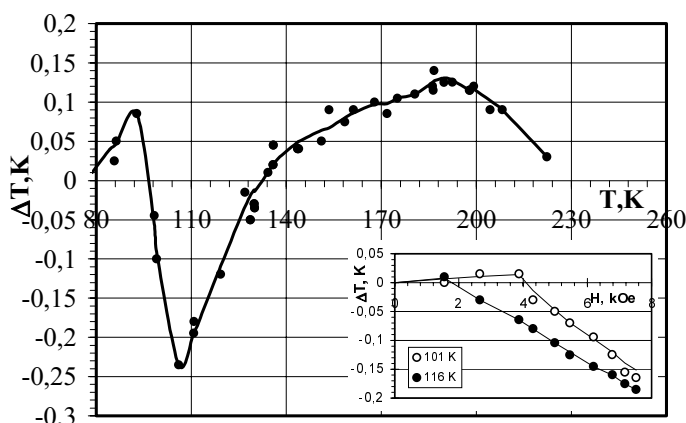
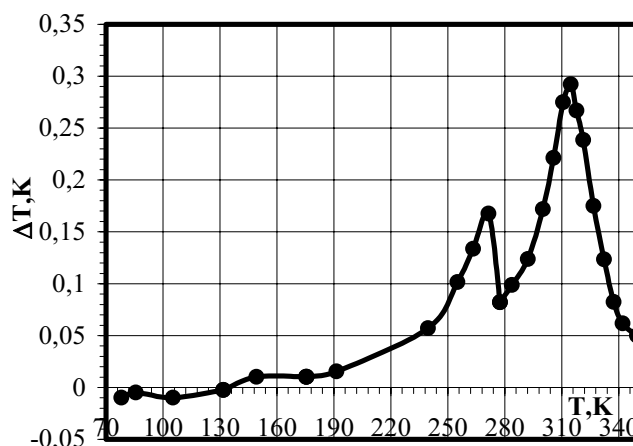


Рис. 2. Температурная зависимость магнитокалорического эффекта в соединении GdMnSi,  $\Delta H = 7.4$  кЭ



В соединении GdMnSi на температурной зависимости магнитокалорического эффекта обнаружено два максимума (см. рис.2). Один около 315 К ( $\Delta T = 0.29\text{Ж}$ ,  $\Delta H = 7.4\text{кЭ}$ ),

другой около 270 К ( $\Delta T = 0.17\text{ К}$ ,  $\Delta H = 7.4\text{ кЭ}$ ). Эти максимумы могут соответствовать температурам магнитного упорядочения подрешёток Mn и Gd.

Работа поддержана грантами РФФИ № 04-02-16643 и грантом ведущей научной школы НШ-205.2003.2.

### Литература

1. Белов К.П. Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках. Москва «Наука», 1990.
2. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The Magnetocaloric Effect and its Applications. Series in Condensed Matter Physics. IOP Publishing, 2003
3. Никитин С.А., Некрасова О.В., Иванова Т.И., Попов Ю.Ф., Торчинова Р.С. Физика твёрдого тела, 33 (6) (1991) 1640.

УДК 537.638.5

## МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ В ОКРЕСТНОСТИ МЕТАМАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА

Зубков И.Н., Ильин М.И.

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

В работе представлены результаты расчета величины скачка энтропии, возникающего в антиферромагнитных материалах при метамагнитном фазовом переходе первого рода. Вычисления проведены на основе простой термодинамической модели, учитывающей энергию анизотропии, взаимодействие магнитных подрешеток и потенциальную энергию образца в магнитном поле. Показано, что используемое выражение для термодинамического потенциала позволяет получить значение изменения энтропии, согласующееся с результатами, следующими из уравнения Клайперона – Клаузиуса.

Магнитокалорический эффект – хорошо известное свойство магнитных материалов связанное с изменением их энтропии и температуры под действием магнитного поля. В зависимости от условий, в которых производится включение магнитного поля, возможны различные варианты изменения термодинамического состояния материалов. Однако чаще всего под магнитокалорическим эффектом понимают адиабатическое изменение температуры или изотермическое изменение энтропии образца.

Открытый в конце девятнадцатого века, магнитокалорический эффект начал применяться в установках для создания сверхнизких температур уже в начале двадцатого века. Оказалось, что адиабатическое размагничивание парамагнитных солей некоторых металлов позволяет создавать температуры ниже температуры жидкого гелия. Значительно позже было показано, что устройства, основанные на использовании магнитокалорического эффекта, могут быть использованы в качестве замены традиционных газовых холодильных машин и при комнатных температурах. В 1999 г. были продемонстрированы прототипы холодильников, развивающих мощность 120–600 Вт при использовании магнитных полей 15 кЭ, создающих разность температур 10–38 К и имеющих КПД 60–20 % КПД устройства, работающего по циклу Карно [1].

Открывшиеся перспективы широкого технического применения холодильных машин, основанных на использовании магнитокалорического эффекта, стимулировали

интерес к поиску материалов, которые могли бы служить в качестве рабочего тела таких установок. Подробный обзор большого количества работ, появившихся в последнее время дан в книге [2]. В частности было показано, что перспективными материалами являются соединения, в которых под действием магнитного поля происходит фазовый переход первого рода [3, 4]. Однако изучение магнитокалорического эффекта в окрестностях фазового перехода первого рода сопряжено с рядом трудностей. Прямые измерения величины адиабатического изменения температуры трудоемки и проводятся лишь в небольшом количестве лабораторий. Измерения величины изотермического изменения энтропии невозможны, поэтому она рассчитывается на основе измерения других параметров материала. Проще всего получить изменение энтропии, интегрируя известное соотношение Максвелла:

$$\Delta S = \int \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH$$

Но в окрестности фазового перехода первого рода это выражение не выполняется, поэтому актуальной является задача вычисления скачка энтропии, связанного с выделением скрытой теплоты перехода. Такие расчеты можно провести для метамагнитного перехода в антиферромагнетике – явления, состоящего в опрокидывании подрешеток магнитным полем.

Известно, что основные особенности поведения антиферромагнетика можно описать, используя термодинамический потенциал вида [5]:

$$F = E_A + E_H = -K_U \cos^2 \Theta - (1/2) \chi H^2 = -K_U \cos^2 \Theta - (1/2) (\chi_{\parallel} \cos^2 \Theta + \chi_{\perp} \sin^2 \Theta) H^2$$

Где  $K_U$  – константа анизотропии,  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$  – продольная и поперечная восприимчивости, соответственно. Минимуму энергии соответствует ориентация подрешеток вдоль или поперек направления вектора напряженности магнитного поля. Критическое поле, при котором происходит разворот подрешеток, равняется

$$H_{cr} = \sqrt{\frac{2 K_U}{\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}}}$$

Энтропия образца определяется выражением:  $S = -(\partial F / \partial T)$ . Тогда скачек энтропии при переходе будет равен разности энтропии двух фаз:

$$\Delta S = 1/2 \left( \frac{\partial \chi_{\perp}}{\partial T} \right) H_{CR}^2 - 1/2 \left( \frac{\partial \chi_{\parallel}}{\partial T} \right) H_{CR}^2 - \frac{\partial k_u}{\partial T}$$

Используя вид зависимости критического поля и намагниченности легко показать, что

$$\frac{\Delta S}{\Delta I} = \frac{1/2 \left( \frac{\partial \chi_{\perp}}{\partial T} \right) H_{CR}^2 - 1/2 \left( \frac{\partial \chi_{\parallel}}{\partial T} \right) H_{CR}^2 - \frac{\partial k_u}{\partial T}}{\chi_{\perp} H_{CR} - \chi_{\parallel} H_{CR}} = - \frac{\partial H_{CR}}{\partial T}$$

Таким образом, выбранная модель оказывается согласованной с уравнением Клайперона–Клаузиуса.

Работа поддержана грантом РФФИ 04-02-16709-а.

### Литература

1. Gschneidner K.A. Jr, Pecharsky V.K. Journ. Appl. Phys. 85 (1999), 5365.

2. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications, IOP Publishing Ltd, 2003.
3. Pecharsky V.K., Gschneidner K.A. Jr, Phys. Rev. Lett. 78 (1997), 4494.
4. Tegus O., Bruck E., Buschow K.H.J., F.R. de Boer, Nature 415 (2002), 150.
5. Chikazumi S. Physics of ferromagnetism, Clarendon Press, Oxford, 1997.

УДК: 537.634.2

## ОБНАРУЖЕНИЕ В МАНГАНИТАХ ГИГАНТСКОЙ ОБЪЕМНОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Демин Р.В.

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

До настоящей работы интерес к манганитам был связан с колоссальным магнитосопротивлением (КМС), которое наблюдалось в некоторых составах при комнатной температуре. В данной работе в двух системах манганитов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0.1 \leq x \leq 0.3$ ) и  $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$  ( $0.05 \leq x \leq 0.3$ ) кроме КМС была обнаружена гигантская объемная магнитострикция, поведение которой в зависимости от температуры  $T$  и магнитного поля  $H$  было подобно поведению КМС от  $T$  и  $H$ . Измерения линейного теплового расширения  $\Delta l/l$ , продольной ( $\lambda_{\parallel}$ ) и перпендикулярной ( $\lambda_{\perp}$ ) по отношению к магнитному полю магнитострикции производились с помощью тензодатчиков. Затем были рассчитаны объемная магнитострикция  $\omega = \lambda_{\parallel} + 2\lambda_{\perp}$  и анизотропная магнитострикция  $\lambda_t = \lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}$ . На тех же монокристаллах, полученных методом бестигельной зонной плавки, были изучены удельное электросопротивление  $\rho$  и магнитосопротивление  $\Delta\rho/\rho = (\rho_H - \rho_{H=0})/\rho_{H=0}$ .

На рис. 1*a,b* показана температурная зависимость  $\omega$  и  $\Delta\rho/\rho$  состава  $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$  в районе точки Кюри  $T_C = 310$  К в разных магнитных полях, а на рис. 2*a,b* – изотермы  $\omega$  и  $\Delta\rho/\rho$  в том же  $T$ -районе. Из рис. 1*a* и 2*a* видно, что объемная магнитострикция отрицательна, и ее абсолютная величина достигает максимума вблизи  $T_C$ . Максимальная величина  $|\omega| = 4 \times 10^{-4}$  при  $H = 8.2$  кЭ. В том же поле при комнатной температуре  $|\omega| = 2.54 \times 10^{-4}$ . Это гигантское значение объемной магнитострикции, что важно для практических применений в магнетомеханических устройствах. Как видно из рис. 2*a*, кривые  $|\omega|(H)$  не насыщаются в максимальном поле измерения 8.2 кЭ, так что применение больших полей может повысить  $|\omega|$ . Из сравнения рис. 1*a* и 1*b*, 2*a* и 2*b* видно, что поведение  $\omega$  и  $\Delta\rho/\rho$  подобно вблизи  $T_C$ . Так,  $\omega$  и  $\Delta\rho/\rho$  отрицательны, их изотермы не насыщаются вплоть до максимальных полей измерения 8.2 кЭ, кривые  $|\omega|(T)$  и  $|\Delta\rho/\rho|(T)$  имеют максимумы, в которых достигают значений  $4 \times 10^{-4}$  и 22.7% соответственно. Подобное поведение  $\omega$  и  $\Delta\rho/\rho$  наблюдалось и в других перечисленных выше монокристаллических составах, но при  $T < 300$  К. Вследствие этого можно предположить, что особенности  $\omega$  и  $\Delta\rho/\rho$  вблизи  $T_C$  объясняются одной и той же причиной, а именно, присутствием в образце магнитно-двухфазного ферроантиферромагнитного (АФМ) состояния, предложенного Нагаевым [1].

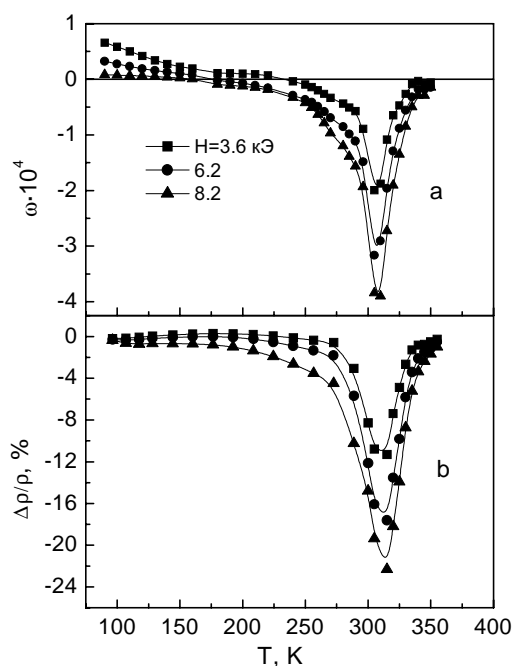


Рис. 1. Температурная зависимость объемной магнитострикции  $\omega$  (a) и магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$  (b)

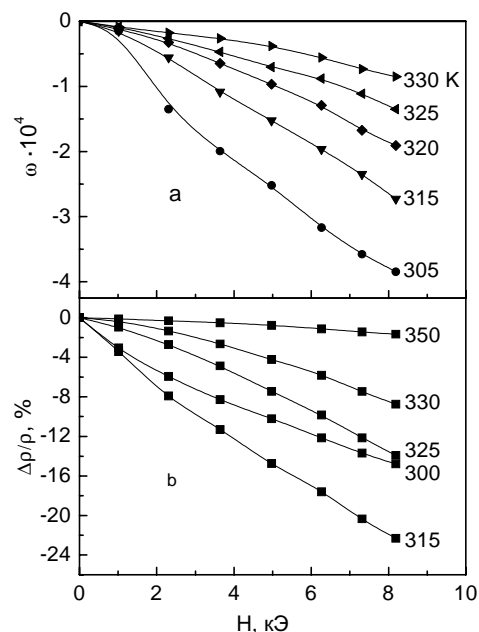


Рис. 2. Изотермы объемной магнитострикции  $\omega$  (a) и магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$  (b) в районе точки Кюри

Составы  $La_{1-x}A_xMnO_3$  ( $A = Sr, Ba$ ) представляют собой антиферромагнетик  $LaMnO_3$ , легированный ионами  $A^{2+}$ , которые являются акцепторами. Из-за выигрыша в энергии (s-d)/(d-d) обмена носители заряда располагаются в ферромагнитной (ФМ) части образца и отсутствуют в АФМ. В работе [1] КМС манганитов объясняется присутствием в них указанного магнитно-двухфазного состояния (МДФС). В работе Яназе и Касуя [2] показано, что в ФМ части образца, находящегося в МДФС, постоянные решетки уменьшены. Отсюда следует, что при  $T \geq T_C$  должно наблюдаться излишнее, по сравнению с линейным по  $T$ , тепловое расширение, вызванное разрушением МДФС (которое и наблюдалось в данной работе во всех исследованных образцах). Наложение внешнего магнитного поля в этой  $T$ -области должно увеличивать степень ФМ порядка в окрестности примесей сильнее, чем в среднем по кристаллу, так как его действие усиливается s-d обменом. Другими словами, магнитное поле будет восстанавливать МДФС, разрушенное нагреванием, и присущее ему сжатие решетки. Это и есть гигантская объемная магнитострикция. Однако указанный выше процесс восстановления МДФС магнитным полем имеет место в ограниченном  $T$ -интервале немного выше  $T_C$ . Поэтому кривые  $|\omega|(T)$  имеют максимум вблизи  $T_C$  и быстро спадают при дальнейшем повышении  $T$ .

Эта работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты N 03-02-16100 и 00-02-17810).

### Литература

1. Нагаев Э.Л. УФН, 166 (1996) 833; Phys. Rep., 346 (2001) 387.
2. Yanase A., Kasuya T. J. Phys. Soc. Japan, 25 (1968) 1025.

УДК 537.632

## УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ НА КРАЮ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ В МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ГРАНАТОВ

\*Жданов А.Г.

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

Фотонные кристаллы позволяют эффективно управлять распространением света благодаря наличию в них фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ), запрещающей распространение света с определенными волновыми векторами. Особенно интересной представляется возможность создания магнитофотонных кристаллов (МФК), т.е. фотонных кристаллов, сделанных из магнитных материалов. В таких структурах благодаря магнитооптическим эффектам можно управлять распространением света, прикладывая магнитное поле. Благодаря своей компактности, магнитофотонные кристаллы могут найти применение в целом ряде современных устройств.

В работе рассмотрено усиление фарадеевского вращения на краю ФЗЗ в одномерных МФК, состоящих из чередующихся магнитных и немагнитных слоев. Расчет, проведенный с помощью метода матриц  $4 \times 4$ , показал, что на краю ФЗЗ возможно наблюдение усиление эффекта Фарадея, проявляющегося в значительном увеличении угла поворота плоскости поляризации распространяющегося излучения. Показано, что это усиление зависит от дисперсионных свойств МФК, задаваемых числом слоев, их толщинами и показателями преломления.

Усиление эффекта Фарадея было подтверждено экспериментально на МФК, состоящих из нескольких (от 4 до 6) пар четвертьволновых слоев оксида кремния и железиттриевого граната, допированного висмутом. На экспериментальных спектрах угла поворота плоскости поляризации наблюдается сильное подавление эффекта Фарадея внутри ФЗЗ и усиление на длинноволновом краю (1100нм), достигающее  $-0.7$  град, что соответствует удельному вращению  $-1.5$  град/мкм.

УДК - 532

## ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ НА БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКУЮ КОНДЕНСАЦИЮ 2D МАГНИТОЭКСИТОНОВ

Думанов Е.В.

*Институт прикладной физики, Академия Наук республики Молдова*

Работа посвящена изучению влияния возбужденных уровней Ландау электронов( $e$ ) и дырок( $h$ ) на коллективные свойства магнитоэкситонов, находящихся в полупроводниковой 2D структуре. Магнитоэкситон формируется если расстояние между энергетическими уровнями Ландау превышает ионизационный потенциал 2D экситона,

---

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

а магнитная длина  $l$  меньше чем его боровский радиус  $a_{ex}^{2D}$  ( $l < a_{ex}^{2D}$ ) в отсутствие магнитного поля.

Основным вопросом является влияние возбужденных уровней Ландау (ВУЛ) на косвенное взаимодействие между частицами, лежащими на нижайших уровнях Ландау (НУЛ). Это косвенное взаимодействие появляется в результате одновременных виртуальных квантовых переходов  $e$  и  $\hbar$  с нулевых на возбужденные уровни Ландау и обратно.

Исходя из полученных результатов можно сказать, что с ростом номера уровня Ландау влияние ВУЛов на химический потенциал, на положение магнитоэкситонного уровня на энергетической шкале, а также на устойчивость Бозе–Эйнштейновской конденсации на одночастичном состоянии с волновым вектором  $\vec{k}$  уменьшается быстрее чем предполагали авторы предыдущих работ. Так на пример, если в работе Лернера и Лозовика [1] (ЖЭТФ 1981) предполагалось, что суммарное влияние всех ВУЛ на значения  $\mu$  в четыре раза больше, чем влияние первого ВУЛа, то мы показали, что на самом деле это суммарное влияние намного меньше. Оно порядка  $3/2$  (вместо 4). Важно то, что влияние ВУЛов, стабилизирует Бозе–Эйнштейновскую конденсацию с  $k=0$ . Оно увеличивает энергию связи экситона и одновременно приводит к отталкиванию между экситонами. Химический потенциал растет с ростом концентрации экситонов (сжимаемость положительна). С ростом волнового вектора конденсата влияние ВУЛ быстро падает. Таким образом, ВУЛ определяют стабильность БЭК-та только при  $k=0$ .

#### Литература

1. Lerner I.V. and Lozovik Yn.E. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 80, 1488 (1981) [Sov. Phys.-JETP 53, 763(1981)]
2. Moskalenko S.A., Dumanov E.V., Podlesny Ig.V. and Shmiglyuk M.I. Mold. Jour. Phys. Sciences (MJPS) vol 2, № 3-4, p. 336-352 (2003)
3. Moskalenko S.A., Dumanov E.V., Podlesny Ig.V. MJPS Vol. 3, № 1 (2004) (accepted)

УДК 539.2: 537.622

### МАГНИТНАЯ И КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА $\text{LaCo}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{O}_3$

Карпинский Д.В., Троянчук И.О.

*Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси*

Редкоземельные оксиды со структурой перовскита  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MeO}_3$  (где А=Ва, Sr, Са; Ме - переходной металл) интенсивно изучаются на протяжении более пятидесяти лет ввиду их уникальных магнитных, электрических и транспортных свойств [1-3] а также высокой каталитической активности [4]. Недавнее открытие гигантского магнитосопротивления в дырочно-допированном  $\text{LaMnO}_3$  [5] послужило поводом для интенсификации научных исследований в данном направлении. В тоже время Са, Sr и Ва допированные кобальтиты также обладают набором интересных свойств, что делает их привлекательными материалами для использования в качестве катализаторов, твердых электролитов, кислородных мембран, электродов топливных ячеек и т.п. [4]. Однако, кобальтиты представляют значительный интерес не только ввиду интересных каталитических, но и магнитных свойств. Так, значительное число научных публикаций уде-



лено магнитным свойствам ряда твердых растворов  $LnCo_{1-x}Fe_xO_3$  (где  $Ln - La_{0.7}Sr_{0.3}$ ), однако детального исследования твердых растворов  $LaCo_{1-x}Fe_xO_3$  проведено не было. Нами была предпринята попытка восполнить недостаток сведений о магнитных и кристаллоструктурных данных вышеупомянутого ряда твердых растворов.

Образцы  $La(Co_{1-x}Fe_x)O_{3-d}$  были получены на воздухе по обычной керамической технологии из смеси чда оксидов  $La_2O_3$ ,  $Co_3O_4$  и  $Fe_2O_3$ . Температура синтеза варьировалась от 1470 до 1770 К. Рентгеновские измерения были выполнены на дифрактометре ДРОН-3М в  $Cu-K\alpha$  излучении. Расчет кристаллической структуры выполнен с использованием программы FullProf. Магнитные измерения выполнены на коммерческом вибрационном магнитометре OI-1001 а также с помощью СКВИД магнитометра марки MPMS-5 (Quantum Design).

Образцы, полученные при температуре 1570 К на воздухе, были успешно рассчитаны как кристаллоструктурно-однофазные, пространственная группа  $R\bar{3}c$ , если  $x \leq 0.15$ ; состоящие из смеси ромбоэдрической и орторомбической (простр. группа -  $Pnma$ ) фаз при  $0.3 \leq x \leq 0.6$  и однофазные орторомбические, если  $x \geq 0.7$  (простр группа  $Pnma$ ). Повышение температуры синтеза до 1770 К привело к резкому уменьшению кристаллоструктурной неоднородности. Приготовленные при этой температуре образцы были успешно рассчитаны как ромбоэдрические если  $x \leq 0.5$  и орторомбические  $x \geq 0.6$ .

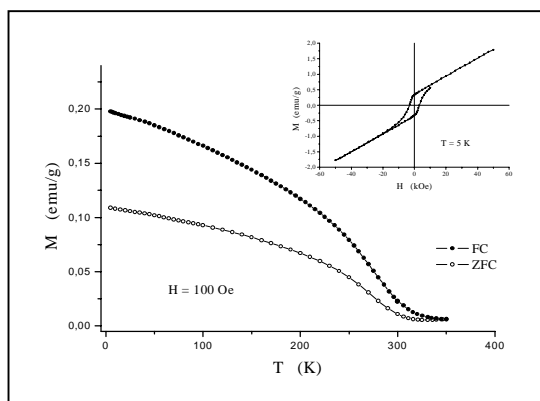


Рис. 1

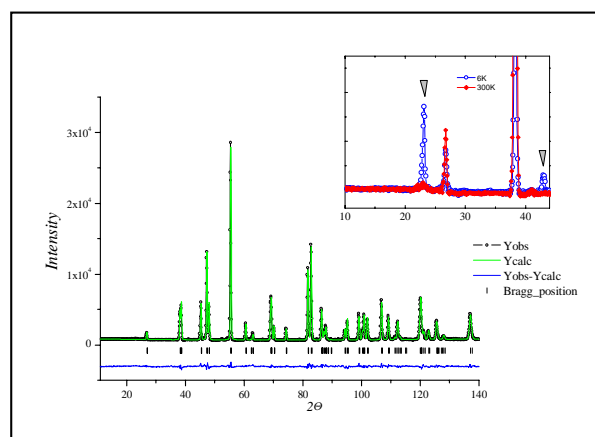


Рис. 2

Все образцы с содержанием железа ( $x \geq 0.4$ ) характеризуются наличием небольшого спонтанного магнитного момента. Возможно в образце  $x=0.4$  реализуется дальний магнитный порядок с температурой перехода в парамагнитное состояние  $T=120$  К. С увеличением содержания железа до  $x=0.5$  температура магнитного упорядочения резко увеличилась до 300 К. Зависимости намагниченности от поля свидетельствуют о том, что спонтанная намагниченность невелика, что характерно для слабых ферромагнетиков (см. рис. 1). Для образца  $LaFe_{0.5}Co_{0.5}O_3$  были проведены дополнительные исследования кристаллической и магнитной структуры методом дифракции нейтронов (длина волны  $1.7973 \text{ \AA}$ , дифрактометр E9, BENSC, Берлин) проведенные при температурах 6 К и 300 К. На рис. 2 отображена нейтронограмма записанная при 300 К, на вставке отображена разность дифракционных картин, снятых при 6 К (пустой круг) и при 300 К, треугольниками показан магнитный вклад. Магнитные свойства  $LaCo_{0.5}Fe_{0.5}O_3$  резко отличаются от крайних членов твердых растворов  $LaCoO_3$  и  $LaFeO_3$ . Хорошо известно, что  $LaFeO_3$  является слабым ферромагнетиком (ферромагнитная компонента обусловлена антисимметричным обменом Дзюлошинского-Мория) с температурой Нееля 750 К

[6]. Вероятно слабоферромагнитная компонента образца  $LaCo_{0.5}Fe_{0.5}O_3$  также определена антисимметричным обменом типа Дзялошинского-Мория. С помощью проведенных нейтронографических исследований удалось выяснить, что данный состав испытывает кристаллоструктурный переход ромбоэдр – орторомб при понижении температуры. Таким образом, результаты проведенных нами исследований позволяют существенно расширить имеющиеся сведения о магнитной и кристаллической структуре  $LaCo_{0.5}Fe_{0.5}O_3$ .

#### Литература

1. Raccah P.M., Goodenough J.V. // J. Appl. Phys. 1968, **39**, p.1209-1210.
2. Itoh M., Natori I., Kubota S. et al. // J. Phys. Soc. Jpn. 1994, **63**, p.1486-1493.
3. Asai K., Yokokura O., Nishimori N. et al. // Phys. Rev. B 1994, **50**, p.3025-3032.
4. Bedel L., Roger A.C., Estournes C. et al. // Catalysis Today 2003, **85** p.207-218
5. Cambley R. E., Stamps R.L. // J. Phys.: Condens. Matter. 1993, **5**, p.3727-3786
6. Koehler W.C., Wollan E.O., Wilkinson M.K. // Phys. Rev. 1960, **118**, p. 58-70.

УДК 538.9

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛАСТЕРООБРАЗОВАНИЯ И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАГНЕТИКОВ ТИПА $CdIn_2S_4 : Cr$

Редин В.В.

*Калужский государственный педагогический университет  
им. К.Э. Циолковского*

Введение магнитных примесей, случайно распределяющихся в узлах упорядоченной кристаллической решетки, приводит к возникновению композиционного беспорядка и, как следствие, – к новым разнообразным видам магнитного упорядочения, включая спиновые и кластерные стекла.

В работе проведено исследование процессов кластерообразования, связанных с введением магнитной примеси хрома в гранецентрированную кубическую решетку (ГЦК) шпинели  $CdIn_2S_4$ . Расчеты проводились с помощью компьютерного математического пакета Maple 8.

Если считать катионные узлы в матрице кристалла распределенными по определенным «оболочкам» радиусов  $R_i$  ( $i=1, 2, 3\dots$ ), то вероятность найти

ближайший к заданному магнитный атом на  $i$ -й оболочке равна  $P_i = (1-x)^{n_{i-1}} - (1-x)^{n_i}$ , где  $n_i$  – число катионных В-узлов внутри  $i$ -й оболочки, равное  $n_i = \sum_{k=1}^i N_k$  (при этом  $N_k$  – число узлов на  $k$ -й оболочке).

На рис. 1 и рис. 2 приведены концентрационные зависимости вероятностей образования и числа кластеров различных размеров, рассчитанные в предположении взаимодействия с ближайшими и со следующими за ближайшими магнитными соседями.

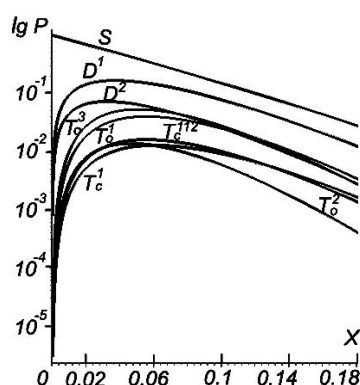


Рис. 1. Концентрационные зависимости вероятности нахождения примесного магнитного атома в ГЦК решетке в изолированном состоянии, в составе кластера из двух или трех атомов

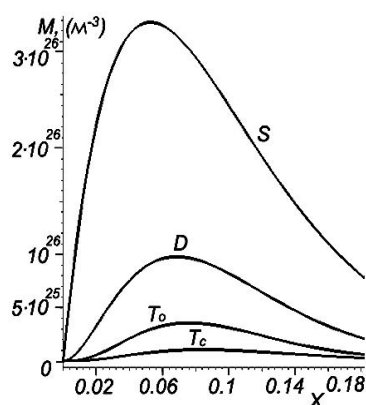


Рис. 2. Концентрационные зависимости числа кластеров (S) типа, (D) типа, ( $T_0$ ) типа и ( $T_c$ ) типа, с учетом взаимодействий с ближайшими и следующими за ближайшими соседями

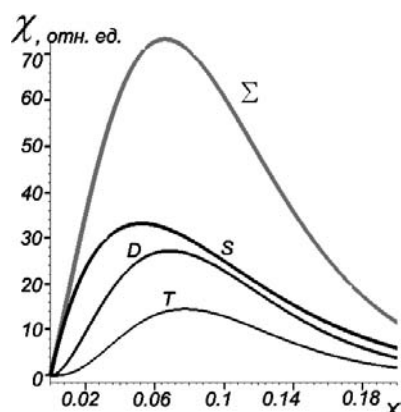


Рис. 3. Концентрационные зависимости магнитной восприимчивости для кластеров разного типа, а также суммарной магнитной восприимчивости ( $\Sigma$ )

При моделировании рассматривались кластер - одиночный атом (S), не имеющий ближайших соседей, кластер из двух взаимодействующих атомов (D), и кластеры из трех атомов: открытые, то есть образующие цепочку, где лишь один атом из трех имеет двух ближайших соседей ( $T_0$ ), и закрытые – образующие треугольник из атомов, каждый из которых взаимодействует с двумя ближайшими соседями ( $T_c$ ). Необходимо также уточнить, что верхние индексы в обозначениях типа  $D^X$  и  $T^{XYZ}$  подразумевают конкретные атомы кластера.

Полученные результаты показывают, что концентрационный максимум числа кластеров конкретного типа уменьшается и сдвигается в сторону увеличения содержания магнитной примеси (концентрации) с ростом числа атомов в кластере.

Вклад конкретного кластера в магнитную восприимчивость [3]:

$$\chi_i(T, H) = \frac{g^2 \cdot \mu_B^2}{3 \cdot kT} \cdot \frac{\sum_{-S}^S S(S+1)(2S+1) \cdot e^{-\frac{E_S - g \cdot \mu_B \cdot SH}{kT}}}{\sum_{-S}^S (2S+1) \cdot e^{-\frac{E_S - g \cdot \mu_B \cdot SH}{kT}}},$$

где  $E_s$  – энергия Сг в основном состоянии,  $S$  – спиновое квантовое число,  $H$  – напряженность магнитного поля. Если не учитывать вероятность взаимодействия между кластерами [3], то общая магнитная восприимчивость кристалла определится как сумма восприимчивостей отдельных кластеров:  $\chi = \sum N_i \chi_i$  [2]

На рис. 3 представлены рассчитанные концентрационные зависимости магнитной восприимчивости Сг-замещенного  $\text{CdIn}_2\text{S}_4$ , а также отдельных вкладов в нее кластеров S, D и T типа. Данные, полученные для концентраций Сг выше  $\approx 0,1$ , нуждаются в существенной коррекции (необходимо учитывать взаимодействие кластеров).

#### Литература

1. Займан Дж. Модели беспорядка. – М.: Мир, 1982. – 592 с.
2. Хёрд К.М. // УФН. 1984. Т. 142, №2. С. 331-365
3. Полумангнитные полупроводники / Ред. Фурдына Я. и Косут Я. – М.: Мир, 1992. – 496 с.
4. Никифоров К.Г. Многокомпонентные магнитные полупроводники. – Калуга: Изд-во КГПУ, 2000. – 176 с.

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА В МАРГАНЕЦ ЦИНКОВЫХ ФЕРРИТАХ

\*\*Хорьяков А.А.

*Донецкий национальный университет, Украина*

В работе [1] предложено использование тороидальных марганец цинковых ферритов в качестве высокочувствительных магниторезисторов, магниторезистивная чувствительность которых превышает на порядок ее рекордное значение пленочных манганит лантановых перовскитов.

С целью изучения природы высокой магниторезистивной чувствительности измерены магниторезистивный эффект, магнитная индукция, дифференциальная магнитная проницаемость и температура Кюри тороидальных ферритовых образцов  $Mn_{0.65}Zn_{0.3}Fe_{2.05}O_4$  различной геометрии в интервале температур 100 –350 К. Экспериментально определен отрицательный знак магниторезистивного эффекта. Абсолютное значение  $\Delta R/R_0$  в переменном поле 64 А/м увеличивается с понижением температуры от 0,4 % при 350 К до 2,5 % при 200 К, в то время как индукция возрастает не более чем на 35 %.

Проведенные исследования показывают, что магниторезистивный эффект в тороидальных марганец цинковых ферритах в слабых переменных (до 5 кГц) магнитных полях, напряженностью до 400 А/м обусловлен магнитной индукцией в тороидах ( $\approx 0.3$  Т), а величина эффекта определяется магнитозависимой частью электросопротивления каждого образца, зависящей от рассеяния носителей заряда на магнитных неоднородностях, какими являются доменные границы. Доменная структура зависит как от магнитной кристаллографической анизотропии, зависящей от температуры, так и от структурных параметров, таких как размер кристаллитов, немагнитные включения, дислокации, вакансии и др., распределение которых является индивидуальной характеристикой образца.

**Литература**

1. Пащенко В.П., Носанов М.И., Шемяков О.А., Прокопенко В.К. Високочутливий магніторезистор, Деклараційний патент на винахід UA 45153 А, Бюл. №3.

УДК 537.632.5

## ЭФФЕКТ МАГНИТОПРОПУСКАНИЯ В ПЛЕНКАХ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА, ОБЛАДАЮЩИХ КОЛОССАЛЬНЫМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ

Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., \*Кауль А.Р.

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург**\*МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет*

В связи с актуальными проблемами микро- и оптоэлектроники значительный интерес исследователей направлен на поиск новых функциональных материалов, транспортными и оптическими свойствами которых можно управлять температурой, магнитным и/или электрическим полем. К таким материалам относятся манганиты лантана. Вблизи  $T_C$  в легированных манганитах имеет место эффект гигантского отрица-

---

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

тельного магнитопротекания (МТ), который является оптическим аналогом отрицательного колоссального магнитосопротивления (КМС) [1]. Эффект МТ, также как и КМС, наблюдается при переходе металл-изолятор и достигает максимальных значений в несколько десятков процентов в широком ИК-диапазоне от 1.5 до 12 мкм в полях до 1 Т. Эффект МТ наблюдается как в монокристаллах, так и в тонких пленках манганитов. Отметим, что экспериментальные работы по исследованию магнитопротекания в манганитах с КМС проводятся только авторами доклада.

В тонких пленках манганитов с КМС величина магнитопротекания, оптические, магнитооптические и электрические свойства зависят от стехиометрии, типа и уровня легирования, напряжений в пленке и вида подложки. Исследование этих свойств в пленках системы  $(La_{1-x}Pr_x)_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$  ( $0 < x < 1$ ) показало, что изовалентное замещение La ионами Pr до  $x=0,5$  практически не меняет величину МТ, что связано со слабым изменением отношения ионов  $Mn^{3+}/Mn^{4+}$ . Вместе с тем, уменьшение  $T_C$  от 270 до 180 К и температур максимумов МТ и КМС в пленках обусловлено уменьшением среднего радиуса катиона  $\langle r_a \rangle$  по мере роста концентрации Pr [2]. Неизовалентное замещение  $La^{3+}$  ионами  $Ca^{+2}, Sr^{+2}, Na^{+1}, Ag^{+1}$  приводит к увеличению  $T_C$  до температур выше комнатной и к большим по значению эффектам КМС~10% и МТ~22% [3,4,5]. Наличие в пленке  $La_{0.82}Na_{0.18}MnO_3$  МТ~9% при  $T=303$  К позволило нам изготовить оригинальный макет модулятора ИК-излучения, работающий при комнатной температуре [4]. В эпитаксиальной пленке  $La_{0.8}Ag_{0.1}MnO_{3+\delta}$  с вариантной структурой, выращенной на подложке  $ZrO_2(Y_2O_3)$ , было показано наличие дополнительного вклада в магнитосопротивление, обусловленного туннелированием спин-поляризованных носителей заряда через высокоугловые границы структурных доменов в пленке [5]. Сравнительный анализ данных магнитосопротивления и магнитопротекания ИК-излучения пленкой  $La_{0.8}Ag_{0.1}MnO_{3+\delta}$  позволил разделить вклады в магнитосопротивление, связанные с колоссальным и туннельным магнитосопротивлением, а также установить функцию температурной зависимости туннельного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho \sim (a+b/\sqrt{T})$  и определить величину спин-поляризации носителей заряда  $P \sim 0.5$ .

Комплексное исследование оптических, магнитооптических и электрических свойств пленок манганитов показало, что величины КМС, МТ и изменения пропускания вблизи  $T_C$  тем больше, чем меньше средний радиус легирующего катиона. Наибольший эффект МТ достигается в манганитах оптимального состава с максимальным объемом односвязной ферромагнитной высокопроводящей фазы, с большой величиной изменения пропускания вблизи  $T_C$  и с полупроводниковым ходом электросопротивления и пропускания ИК-излучения в парамагнитной области. Результаты исследований манганитов могут служить основой для создания оптоэлектронных устройств ИК-диапазона на эффекте МТ и температурного изменения пропускания света. Например, таких как: оптический затвор, ослабитель ИК-излучения, дистанционный датчик температуры и/или магнитного поля, модулятор ИК-излучения.

Работа выполнена при поддержке Программы ОФН РАН «Новые материалы и структуры», ФЦНТП (ГК № 40.012.1.1.1153), РФФИ (Грант № 04-02-16630).

### Литература

1. Сухоруков Ю.П., Лошкарева Н.Н., Ганьшина Е.А., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Фатеева К.А. // Письма в ЖТФ, 1999, т.25, N14, С.613.
2. Сухоруков Ю.П., Лошкарева Н.Н., Ганьшина Е.А., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Мостовщикова Е.В., Телегин А.В., Виноградов А.Н., Родин И.К. // ФТТ, 2004, т.46, N7, С.1203-1213.
3. Сухоруков Ю.П., Носов А.П., Лошкарева Н.Н., Мостовщикова Е.В., Телегин А.В. и др. // Принято в печ. в Journal Appl. Physics, № JR 04-2117.
4. Сухоруков Ю.П., Лошкарева Н.Н., Телегин А.В., Мостовщикова Е.В., Кузнецов В.А., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю. // ПЖТФ, 2003, V.29, N21, P.55-61.

5. Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Ганьшина Е.А., Лошкарева Н.Н., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Мостовщикова Е.В., Мельников О.В., Виноградов А.Н. // Принято в печ. в ПЖТФ.

УДК 239.2

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В СИЛЬНО НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАГНЕТИКАХ МЕТОДАМИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Бабаев А.Б.<sup>1</sup>, Азнаурова Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики ДагНЦ РАН,

<sup>2</sup>Дагестанский государственный университет

В последнее время много теоретических и экспериментальных работ было посвящено исследованию влияния замороженного беспорядка на критическое поведение неупорядоченных спиновых систем (см. ссылки в [1]). В большинстве работ исследование ограничивается рассмотрением влияния слабого беспорядка внесенного большим каноническим способом. В то же время значительно менее исследованы сильно неупорядоченные системы, в которых беспорядок реализован каноническим способом (фиксацией доли магнитных узлов). Критерий Харриса [2] позволяет на качественном уровне предсказать, в каких случаях примеси существенны для критического поведения, а в каких нет. Данному критерию удовлетворяют только системы, эффективный гамильтониан которых вблизи критической точки подобен модели Изинга.

В данной работе на основе однокластерного алгоритма Вольфа нами выполнены высокоточные исследования критических свойств 3D модели Изинга содержащей большое количество замороженных примесей. Примеси реализованы каноническим способом. Исследование проводилось для систем кубической формой с периодическими граничными условиями и линейными размерами  $L=20\div 60$ . Предварительно эта модель при концентрации магнитных узлов  $p=1.0, 0.95, 0.9, 0.8, 0.6$  нами изучена в работе [3]. Дополнительно для концентраций  $p=0.7, 0.75, 0.65$  нами получены температурные зависимости термодинамических параметров, таких как намагниченность  $m$ , теплоемкость  $C$ , восприимчивость  $\chi$  и определены для них соответствующие индексы на основе теории конечно-размерного скейлинга.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 04-02-16487), научной школы (НШ-2253.2003.2), ФЦП "Интеграция" (№ И0228) и грантом Фонда содействия отечественной науке (А.К. Муртазаев).

### Литература

1. Фольк Р., Головач Ю., Яворский Т. Критические показатели трехмерной слабо разбавленной замороженной модели Изинга // УФН, 2003, №2, С. 175-200.
2. Доценко В.С. Критические явления в спиновых системах с беспорядком // УФН, 1995, №5, С. 481-528.
3. Муртазаев А.К., Камиллов И.К., Бабаев А.Б. Критическое поведение трехмерной модели Изинга с замороженным беспорядком на кубической решетке // ЖЭТФ, 2004, №12, С.1377-1383.

## МАГНИТНЫЕ И КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛЕЙ МАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК С ПЕРЕМЕННЫМ МЕЖСЛОЙНЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Хизриев К.Ш.

*Институт физики Дагестанского научного центра РАН*

Создаваемые микро- и наномасштаба материалы открывают перед исследователями новые технологические перспективы. Известным примером, который быстро находит путь и в фактическое применение, являются магнитные сверхрешетки, состоящие из множества чередующихся атомных слоев магнитных и немагнитных металлов. Огромный интерес к этим искусственным магнитным материалам связан с их возможным применением в микроэлектронике и технике. Они имеют наноразмеры и обладают рядом уникальных свойств, которые могут зависеть от размеров. Например, при помощи адсорбции водорода можно управлять обменным взаимодействием между магнитными слоями, сверхрешетки могут обладать гигантским магнитосопротивлением и др. На их основе можно анализировать и изучать поверхностный (граничный) магнетизм, имеется возможность создавать уникальные магнитные материалы с наперед заданными магнитными свойствами. Основная проблема связана не только с проблемой получения веществ наноразмеров с точностью менее одного монослоя, но и их экспериментальным исследованием. Здесь экспериментальные методы исследования таких систем сталкиваются с серьезными и трудно преодолемыми проблемами. Эффективными методами исследования таких систем являются хорошо апробированные методы вычислительной физики (методы Монте-Карло и молекулярной динамики).

Для описания критического поведения многослойных систем нами предложена и исследована методом Монте-Карло модель сверхрешетки Fe/V, учитывающая все кристаллографические особенности и обменные взаимодействия, характерные для реальных образцов. Гамильтониан исследуемой модели был представлен в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\perp} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y),$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого ионами Fe со всеми ближайшими соседями внутри слоя с обменным взаимодействием  $J_{\parallel}$  (внутрислойный обмен), а вторая сумма – вклад в гамильтониан взаимодействия ионов железа через слой ванадия с параметром взаимодействия  $J_{\perp}$  (межслойный обмен),  $S$  – магнитные моменты (спины) атомов Fe. Соотношение межслойного и внутрислойного обменов изменялось в широких пределах, что позволило описать поведение системы при различной концентрации адсорбированного водорода. Получены зависимости самопроизвольной намагниченности, восприимчивости и теплоемкости от температуры и от соотношения межслойного и внутрислойного обмена, рассчитаны критические температуры. Выполнен анализ Монте-Карло данных на основе представлений теории конечно-размерного скейлинга, рассчитаны статические критические индексы, построены фазовые диаграммы. Изучено влияние соотношения межслойного и внутрислойного обмена на критические параметры модели сверхрешетки.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Фонда содействия отечественной науке”, гранта РФФИ (№ 04-02-16487) и гранта ведущей научной школы (№ НШ-2253.2003.2).

УДК 620.178.7

**ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ МАГНИТО-ИМПУЛЬСНЫЙ ПРИВОД**

Козлов С.А., Григорьев А.С., Клименков Ю.С.

*Владимирский государственный университет*

Сообщение твердым телам высоких скоростей представляет значительный практический и научный интерес. Метод магнито-импульсного ускорения проводящих тел описывается законом Био-Савара-Лапласа и заключается в возникновении механического ускорения проводящего тела вследствие взаимодействия образованного индуктором импульсного магнитного поля с наведенным им в проводнике вихревым током [1]. На основе высокоскоростного магнито-импульсного привода возможно построение магнито-импульсных установок, пригодных для решения задач в самых различных областях науки и техники.

Для проведения экспериментальных исследований разработан опытный образец магнито-импульсной установки. В его состав входят емкостный накопитель, коммутирующее устройство, индуктор, пульт дистанционного управления, цифровой измеритель скорости метания и отсекающий. При опытной эксплуатации подтверждены основные достоинства магнито-импульсного способа метания, а именно высокая производительность испытаний, воспроизводимость испытаний, бесшумность работы, отсутствие продуктов горения и взрыва в зоне испытаний, удобство и безопасность эксплуатации, широкая номенклатура метаемых изделий, малый путь разгона метаемого тела до максимальной скорости. Для теоретической оценки возможностей метода магнито-импульсного метания разработана математическая модель, основой которой является уравнение движения проводящего тела под действием электромагнитных сил [3]. Анализ полученной математической модели позволяет определить все параметры движения проводника и, следовательно, оптимальный путь разгона и массу проводника при заданных параметрах установки. Для анализа математической модели разработана программа, адаптированная под пользователя-конструктора.

**Литература**

1. Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П. Кальдиолы и Г. Кнопфеля; пер. с англ. О.Н. Крохина. – М., 1974. – с.171–187.
2. Бондалетов В.Н., Иванов Е.Н., Калихман С.А., Пичугин Ю.П. Метание проводников в сверхсильном импульсном магнитном поле // В кн.: Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение. – М., 1984. – с. 234–238.

УДК 538.114

**ОБ УМЕНЬШЕНИИ ВЕЛИЧИНЫ ПОЛЯ СТАРТА И ЕГО ФЛУКТУАЦИЙ  
В АМОРФНОМ МАГНИТНОМ МИКРОПРОВОДЕ  
В СТЕКЛЯНОЙ ОБОЛОЧКЕ**

Каримова Г.В.

*Ижевский государственный технический университет*

Уникальные магнитные свойства аморфного микропровода в стеклянной оболочке (АМСО) вызывает повышенный интерес со стороны физиков. Одно из проявлений уникальности – бистабильность. Она проявляется в виде 2-х или 4-х больших скач-



ков Баркгаузена за цикл перемагничивания [1, 2]. Цель работы – поиск причин нестабильности поля старта и изучение особенностей ранее обнаруженных двух механизмов переключения - релаксационного и акселерационного [3].

Образцы. АМСО из сплава, содержащего 81,6 % Fe, 9,3 % Mn, 1,8 % В, 6 % Si, 1,3 % С, с внешним диаметром 26 мкм и диаметром металлической жилы 17 мкм, различной длины. Изучалось влияние размеров образцов и формы их торцов. Ранее было обнаружено, что форма торца оказывает существенное влияние на процесс переключения, поэтому основное внимание уделялось исследованию торцов. Образцы обрабатывались фтороводородной кислотой, азотной кислотой и хромпиком.

Результаты. При стравливании торцов поле старта и флуктуации уменьшились в 2 и более раз, а стравливание стеклянной оболочки в центральной области образца привело к переходу из 2-стабильного состояния в 4-стабильное. В основу объяснения механизмов переключения положены теории поля старта и зародышеобразования.

Таким образом, можно утверждать, что вскрытые причины повышенной величины флуктуаций поля старта после их устранения путем соответствующей химической обработки мест зародышеобразования, то есть торцов микропровода, приводят многократному их уменьшению.

Практическое значение полученных результатов – уменьшение величины и флуктуаций поля старта – чрезвычайно важно в устойчивах, где сердечники из микропровода используются в качестве компараторов магнитного поля. Так при модернизации магнитометра погрешность измерения удалось уменьшить в два раза.

#### Литература

1. Ломаев Г.В., Мерзляков Ю.М. Эффект Баркгаузена.-Ижевск: Изд-во:ИжГТУ, 2004.- 164 с.
2. Lomaev G.V., Karimova G.V. The converters of the magnetic field on base 2- and 4- stable amorphous mikrowire//32<sup>nd</sup> International Conference and NDT Technique Exposition Defectoscopy 2002. November 19-21, 2002, Liberec, Czech Republic. p. 107-113.
3. Рудяк В.М.,Харитонов Ю.Н. О наличии двух самостоятельных механизмов скачка Баркгаузена в ферромагнетиках //Докл.АН СССР. – 1968.-Т.178.-;№2.-С.331-333.

УДК 535.2

## ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ЛЕГКООСНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Савченко А.С. Тарасенко С.В.

*Донецкий физико - технический институт НАН Украины*

Одной из актуальных задач физики композитных материалов является анализ условий распространения электромагнитных волн в структурах сочетающих в себе как магнитные, так и сегнетоэлектрические компоненты. При этом существенное влияние на условия локализации и прохождения объемной электромагнитной волны, падающей на границу раздела дипольноактивной (магнитной, сегнетоэлектрической) и дипольно-неактивной сред могут оказывать поверхностные поляритоны не только первого типа, но и виртуальные поверхностные поляритоны (поверхностные поляритоны второго типа) [1]. В подавляющем числе теоретических работ, посвященных анализу поляритонной динамики полуограниченного антиферромагнетика (АФМ), расчет проводился в пренебрежении эффектом пространственной дисперсии магнитной среды, существова-

ние которого, в первую очередь, обусловлено неоднородным обменным взаимодействием [2]. В рамках этого подхода в частности было показано, что на границе "АФМ кристалл - вакуум" в отсутствие эффектов гиротропии возможно существование двух основных типов поверхностных однопарциальных магнитных ТЕ – поляритонов. Что же касается условий формирования поверхностного магнитного ТМ поляритона в полуограниченном антиферромагнетике, то до сих пор считалось, что в двухподрешеточной модели АФМ кристалла формирование волны такого типа возможно только при выполнении определенных симметричных критериев [3].

Однако до сих пор не рассматривалась поверхностная поляритонная динамика легкоосного АФМ во внешнем постоянном электрическом поле. Вместе с тем хорошо известно, что одной из особенностей распространения электромагнитной волны уже в бесконечном антиферромагнитном кристалле является существование квадратичных магнитооптических эффектов при любой кристаллической симметрии магнитного кристалла [4].

В связи с этим цель данной работы состоит в анализе влияния квадратичного магнитооптического взаимодействия, на условия формирования поверхностных магнитных поляритонов, в полубесконечном антиферромагнетике в присутствии постоянного электрического поля, нормального к границе раздела сред.

Проведенный в настоящей работе анализ поляритонного спектра полуограниченного легкоосного АФМ, находящегося во внешнем электрическом поле, параллельном легкой оси, в частности, показал, что учет квадратичного магнитооптического взаимодействия приводит к целому ряду ранее неизвестных аномалий в дисперсионных свойствах и условиях локализации поляритонной волны, бегущей вдоль поверхности антиферромагнетика:

1) на границе "АФМ - идеальный металл" возможно формирование однопарциального поверхностного магнитного ТМ- поляритона условия существования которого зависят не только от величины, но и от знака проекции внешнего электрического поля  $E$  на направление нормали  $n$  к границе раздела сред, при этом спектр данного типа поверхностной поляритонной ТМ- волны не имеет коротковолновой точки окончания (поверхностный поляритон первого типа);

2) в случае границы раздела "АФМ - вакуум" дисперсионная кривая поверхностного магнитного ТМ- поляритона обладает коротковолновой точкой окончания (поляритон второго типа), а условия её локализации вблизи поверхности магнетика так же существенно зависят от относительной ориентации векторов  $E$  и  $n$ ;

### Литература

1. Поверхностные поляритоны /под ред. Аграновича В.М., Миллса Д.В. М.: Наука, 1985, 526 с.
2. Abraha K, Tilley D.R.// Surf.Sci.Rep, 1996, V. 24, № 3. P. 125–222.
3. Бучельников В.Д., Шавров В.Г. // ЖЭТФ, 1996, Т 109, № 2, С.706–716.
4. Криччик Г.С. Физика магнитных явлений. М.: МГУ, 1985, 336 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СПЕКТРОВ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ГЕКСАФЕРРИТА $CoZnW$ НА СВЧ

Доценко О.А.

Томский государственный университет

Современная аппаратура, в которой требуется быстрое действие (персональные компьютеры, цифровая видео- и фотоаппаратура и др.), а также системы связи (мобильные телефоны, компьютерные сети) использует микроволновой диапазон электро-

магнитного излучения. В связи с этим возникла потребность в новых радиоматериалах, способных работать на высоких частотах. В частности, использование магнитных материалов позволяет снизить размеры, уменьшить вес радиоустройств и энергопотребление. Они необходимы в качестве магнитных сердечников, а также для обеспечения электромагнитной совместимости отдельных узлов радиоаппаратуры.

Среди известных магнитных материалов выделяются ферриты с гексагональной структурой (гексаферриты), которые отличаются более высокими значениями дисперсионных частот, во много раз превосходящими широко используемые в низкочастотной области ферриты со структурами шпинели и граната.

Положением области дисперсии, определяемой естественным ферромагнитным резонансом (ЕФМР), то есть совпадением частоты электромагнитного излучения с частотой прецессии магнитного момента в поле анизотропии, можно управлять, изменяя химический состав. В частности, в гексаферритах системы  $\text{Co}_{2-x}\text{Zn}_x\text{W}$  замена магнитных ионов кобальта немагнитными ионами цинка приводит к росту намагнитченности насыщения и изменяет константы магнитной кристаллографической анизотропии, что приводит к смещению области больших потерь по шкале частот в широких пределах [1]. Известно также, что константы анизотропии температурнозависимы.

Представляет интерес исследовать поведение спектров магнитной проницаемости гексаферритов в диапазоне температур, поскольку данные об этом позволяют прогнозировать пределы устойчивой работы радиоэлектронных средств при изменении внешних условий. Изучение температурной зависимости комплексной магнитной проницаемости  $\mu^* = \mu' - i\mu''$  производилось на автоматизированном комплексе [2]. Микроволновой тракт составлен из стандартного измерителя коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВн) в коаксиальном исполнении. Температура устанавливалась испарением жидкого азота и регулировалась нагревательными элементами. Измерение температуры осуществлялась терморезистором посредством измерения его сопротивления измерительным мостом Е7-8. На стыке методов с распределенными и сосредоточенными параметрами в качестве измерительной ячейки использовался нерегулярный микрополосковый резонатор, в воздушную полость которого помещался образец из гексаферрита, заполняющий весь объем полости. Измерения проводились на нечетных модах колебания, когда в воздушной полости располагалась пучность магнитного поля и узел электрического. Достоверность измерений контролировалась сравнением результатов, полученных волноводным методом (график «Ref» на рис. 1.) при комнатной температуре.

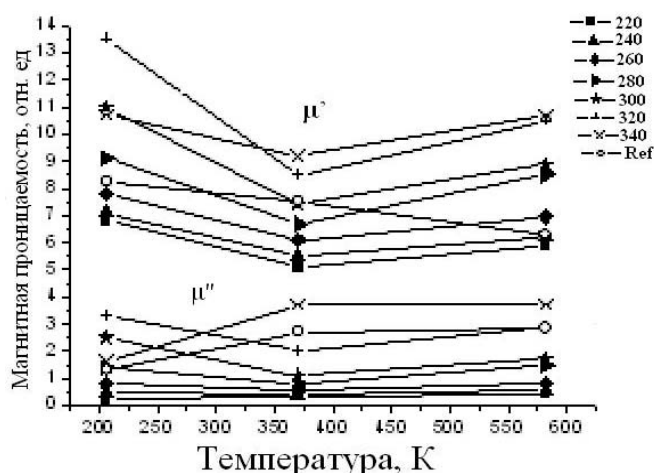


Рис. 1. Температурные спектры магнитной проницаемости гексаферрита  $\text{CoZnW}$

Широкополосность измерений достигается применением набора нерегулярных микрополосковых резонаторов, работающих в многомодовом режиме, то есть применяется метод вариации частоты. Сочетание этих двух способов увеличения плотности частотной сетки (набор резонаторов и многомодовость) позволяет проводить измерения в 130 дискретных частотных точках. Проведенное исследование показало, что в гексаферрите  $\text{CoZnW}$  в выбранной области температур отмечаются значительные изменения как действительной, так и мнимой составляющих магнитной проницаемости.

### Литература

1. Журавлев В.А., Суляев В.И., Найден Е.П., Рябцев Г.И., Кириченко В.И. “Особенности спектров магнитной проницаемости гексаферритов  $\text{Co}_{2-x}\text{Zn}_x\text{W}$  в области спин-переориентационного фазового перехода” // Известия высших учебных заведений СССР. Физика, 1990, т. 33, № 9, С. 107-109.
2. Суляев В.И., Журавлев В.А., Кочеткова Т.Д., Судаков С.В. Автоматизированная установка для исследования температурной зависимости спектров диэлектрической проницаемости полярных жидкостей в диапазоне 0.1–1.25 ГГц // Приборы и техника эксперимента, 2003, № 5, С. 1-5.

## ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И АНИЗОТРОПИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК С КОСВЕННОЙ ОБМЕННОЙ СВЯЗЬЮ

Огнев А.В.

*Дальневосточный государственный университет*

Эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС), открытый более 10 лет назад, позволил достичь значительных успехов в области записи и хранения информации на магнитных носителях. Наиболее интенсивные исследования, направленные на коммерческое использование этого явления, были проведены в США и Японии. Однако, в последние годы основное внимание ученых сфокусировано на изучение фундаментальных свойств структур с эффектом ГМС. В настоящей работе рассматриваются магнитные свойства многослойных пленок  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$ , а именно магнитная анизотропия и доменная структура.

Исследованы мелкозернистые, поликристаллические трехслойные пленки  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$ , полученные методом магнетронного распыления в атмосфере  $\text{Ar}$  ( $P_{\text{Ar}} = 5 \times 10^{-3}$  Торр) на монокристаллы  $\text{Si}(111)$ . Толщина слоев  $\text{Co}$   $d_{\text{Co}} = 6$  нм была постоянной, а медной прослойки варьировалась  $d_{\text{Cu}} = (0 \div 2.4)$  нм).

Было установлено, что в нанокристаллических трехслойных пленках с двумерной упаковкой зерен средняя анизотропия ферромагнитного блока  $\langle K_a \rangle$ , ферромагнитный корреляционный радиус  $R_f$  осциллируют при увеличении  $d_{\text{Cu}}$ . Показано, что для многослойных пленок с косвенной обменной связью между ферромагнитными слоями величина средней локальной анизотропии, равна  $\langle K_a \rangle = \sqrt{\langle K \rangle^2 + K_u^2 \pm E_{\text{эф}}^2}$ , где  $E_{\text{эф}}$  - энергия косвенной обменной связи. Знак  $(-)$  соответствует случаю АФМ (ФМ) упорядочения магнитных моментов в соседних ферромагнитных слоях.

Продемонстрирована корреляция между полем случайной магнитной анизотропии  $\langle H_a \rangle$  и коэрцитивной силы. Это доказывает, что  $H_c$  в исследуемых пленках определяется локальными характеристиками микроструктуры.

Выделены поверхностная и объемная компоненты магнитной анизотропии. Проведены оценки компонент магнитной анизотропии, обусловленных структурными неоднородностями. Для оценки параметров структурных неоднородностей проводили спектральный Фурье-анализ электронно-микроскопических изображений. Рассчитанные компоненты магнитной анизотропии пленок после осаждения и после отжига согласуются с экспериментально измеренными.

В пленках с косвенной антиферромагнитной связью обнаружена многоосная магнитная анизотропия, а также сложная доменная структура, образованная  $360^\circ$  доменными стенками. В этих пленках происходит значительное уменьшение размеров доменов, а также наблюдается увеличение коэрцитивной силы. Следует отметить, что получение магнитных наногетероструктур с размером доменов  $\sim 50$  нм и детальное исследование причин уменьшения доменов представляет интерес не только с точки зрения фундаментальной науки, но и в практическом аспекте, поскольку такие наногетероструктуры могут стать перспективными магнитными средами для записи и хранения информации.

УДК - 532

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ДВУМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ЭКСИТОНОВ

Подлесный И.В.

*Институт прикладной физики, Академия Наук республики Молдова*

Задачей работы было нахождение энергетического спектра девяти нижайших экситонных уровней, характеризующихся комбинациями чисел  $(n_e, n_h)$ : (0,0); (1,0); (0,1); (1,1); (2,0); (0,2); (2,1); (1,2); (2,2), и учет по теории возмущений влияния других уровней Ландау на данный экситонный уровень для четырех из девяти комбинаций квантовых чисел экситона.

Изучены состояния экситонов на поверхности идеально – симметричного двумерного слоя в сильном перпендикулярном магнитном поле при учете трех уровней квантования Ландау  $n = 0, 1, 2$  для электронов и дырок. 2D магнитоэкситоны образованы электронно–дырочными (e-h) парами. Предполагается, что кулоновское взаимодействие, является меньшим расстояния  $\hbar\omega_{ce}$  и  $\hbar\omega_{ch}$  между уровнями Ландау. Обсужден главный момент, касающийся 2D магнитоэкситонов – это энергетический спектр экситонных уровней. Их волновые функции определены в первом порядке теории возмущений, а их энергетический спектр – во-втором порядке теории возмущений. В качестве возмущения рассматриваются все недиагональные элементы кулоновского взаимодействия кроме первых двух того же порядка, что и диагональные матричные элементы.

### Литература

1. Lerner I.V. and Lozovik Yn.E. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 80, 1488 (1981) [Sov. Phys.-JETP 53, 763(1981)]
2. Moskalenko S.A., Dumanov E.V., Podlesny Ig.V. and Shmiglyuk M.I. Mold. Jour. Phys. Sciences (MJPS) vol. 2, № 3-4, p. 336-352 (2003)
3. Moskalenko S.A., Dumanov E.V., Podlesny Ig.V. MJPS Vol. 3 № 1 (2004) (accepted)

**ФИЗИКА ПОЛИМЕРОВ****Председатель подсекции****д.ф.-м.н. Махаева Елена Евгеньевна**

УДК 544.01, 54:519.2, 539.19

**ГЛОБУЛЫ АМФИФИЛЬНЫХ МАКРОМОЛЕКУЛ**

\*\*Ушакова А.С.

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

Рассматривается теоретическая модель глобулы, образованной макромолекулой с амфифильными звеньями. Каждое звено состоит из гидрофобной части в основной цепи макромолекулы и гидрофильных групп в боковой подвеске (рис. 1). В растворителе молекула может принимать глобулярную конформацию за счет притяжения звеньев друг к другу. Полярные части звеньев стремятся выйти на поверхность глобулы из-за притяжения к молекулам растворителя, и при этом в поверхностном слое происходит ориентация амфифильных звеньев.

В качестве энергетических параметров описания макромолекулы выбраны: энергия взаимодействия гидрофобных групп  $\epsilon_{HH} < 0$  и энергия притяжения полярных подвесок к растворителю  $\epsilon_{PS} < 0$ . Свободная энергия глобулы в приближении самосогласованного поля является функционалом плотности и функции ориентационного распределения звеньев. Энергия взаимодействия звеньев описывается в рамках решеточной модели.

В объемном приближении рассчитаны равновесная плотность звеньев в толще глобулы и химический потенциал звена. Путем минимизации функционала свободной энергии найдена функция ориентационного распределения звеньев. Получено, что наиболее сильно звенья ориентированы при большом градиенте плотности в поверхностном слое глобулы и большой энергии притяжения полярных групп к растворителю. Для глобул малой плотности в вириальном разложении рассчитаны поверхностное натяжение глобулы и равновесный профиль плотности звеньев.

Показано, что способность звеньев к ориентации уменьшает поверхностное натяжение рассматриваемой глобулы по сравнению с гомополимерной глобулой такой же плотности. Это приводит к увеличению температуры перехода из глобулярного в клубковое состояние, а также к уменьшению стабильности сферической формы глобулы. Поверхностный слой глобулы оказывается тоньше и с большим градиентом концентрации, чем поверхностный слой гомополимерной глобулы. Кроме того, форма профиля плотности глобулы на поверхности становится несимметричной.

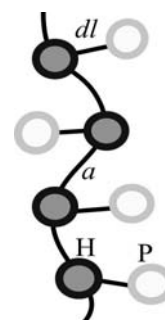


Рис. 1

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

При сильной ориентационной способности амфифильных звеньев плотное глобулярное состояние макромолекулы продолжает существовать благодаря притяжению звеньев друг к другу, но поверхностное натяжение глобулы может стать отрицательным. Глобула может принимать несферическую форму, а толщина поверхностного слоя имеет масштаб одного звена макромолекулы.

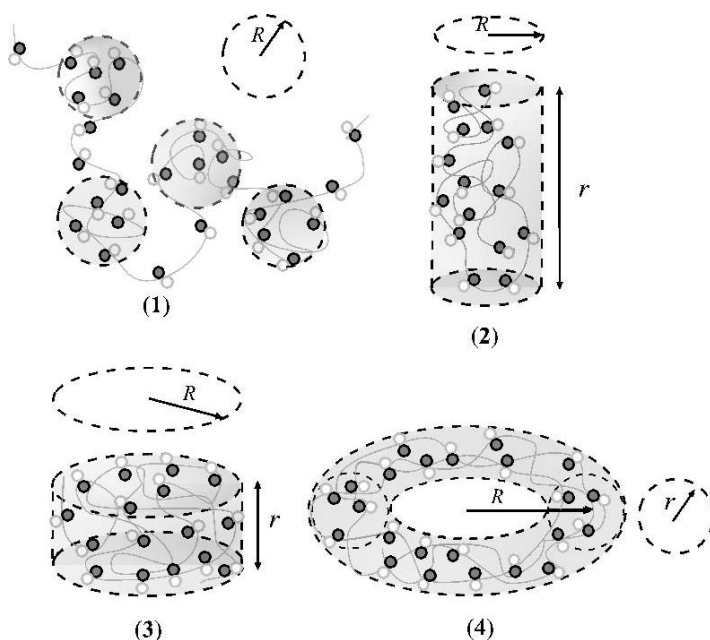


Рис. 2. Глобулы амфифильной макромолекулы: конформация «ожерелье» (1), цилиндр (2), диск (3) тор (4)

В работе рассчитаны свободные энергии для глобулы, имеющие различные формы: сферическую, форму типа ожерелья (несколько отдельных глобул на цепи), цилиндрическую, дискообразную и тороидальную (рис. 2). Предполагалось, что глобулы однородны, а объем глобулы постоянен при данных энергиях взаимодействия. В свободной энергии глобулы учитывалась энергия взаимодействия звеньев в объеме глобулы (в вириальном разложении), отрицательная поверхностная энергия и конформационная энергия макромолекулы, образующей глобулу заданной формы. Были найдены равновесные значения свободной энергии для всех перечисленных форм глобулы. Наименьшее из найденных значений свободной энергии должно соответствовать равновесной форме глобулы, что дает возможность исследования структурных переходов для амфифильных макромолекул.

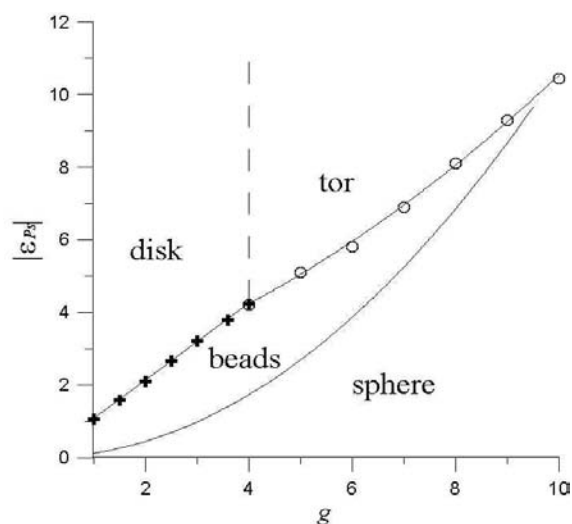


Рис. 3. Диаграмма глобулярных состояний амфифильной макромолекулы в переменных:  $g$  – жесткость,  $|\epsilon_{P_s}|$  – энергия взаимодействия полярных групп с растворителем

Результаты исследования свободной энергии представлены на диаграмме глобулярных состояний (рис. 3) в зависимости от жесткости макромолекулы  $g$  и от энергии притяжения полярных групп к растворителю  $\epsilon_{ps}$ . Сферическая форма соответствует глобуле с положительным поверхностным натяжением. С увеличением энергии  $\epsilon_{ps}$  поверхностное натяжение становится отрицательным и макромолекула принимает конформацию «ожерелье». При дальнейшем увеличении энергии  $\epsilon_{ps}$  гибкая макромолекула принимает форму диска, а жесткая – форму тора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 03-03-32773) и INTAS.

УДК-544.03

## СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ГЕЛЕВЫХ КОМПОЗИТОВ С ВКЛЮЧЕННЫМИ ДИСПЕРСИЯМИ БЕНТОНИТА И МОНТМОРИЛЛОНИТА НАТРИЯ

\*Лаврентьева Е.К.

*МГУ им. М. В. Ломоносова*

В работе изучались структурные изменения, происходящие в композитных гелях на основе полиакриламида (ПААм) и поли(N-изопропилакриламида) (ПИПААм) с включенными дисперсиями слоистых глинистых минералов бентонита (БЕНТ) и монтмориллонита (МОНТ) натрия в результате их взаимодействия с катионным ПАВ, цетилпиридинийхлоридом (ЦПХ) и катионными полимерами, алкилированными производными поли-4-винилпиридина. Результаты, полученные методом МУРР, показали, что в модифицированных ЦПХ композитах на основе ПААм, содержащих дисперсию БЕНТ, происходит организация пластинок глины в смектические агрегаты. Аналогичное упорядочение пластин БЕНТ наблюдается также для композитов на основе ПИПААм. В последнем случае концентрационная область существования упорядоченных агрегатов заметно расширяется.

Образование агрегатов наблюдается, несмотря на то, что размер ячеек сетки геля значительно меньше размера частиц БЕНТ. Оно может быть объяснено существованием упорядоченных структур в исходной дисперсии БЕНТ. Наличие агрегатов в исходных суспензиях действительно наблюдается при микроскопических исследованиях, проведенных в данной работе.

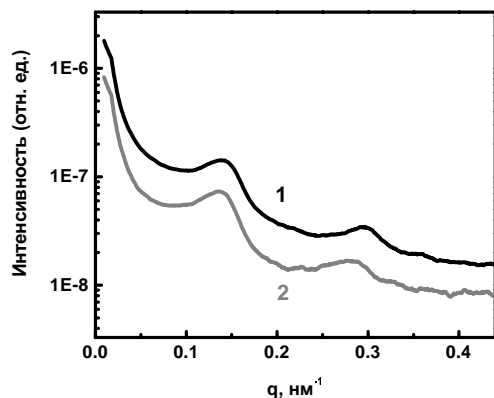
Было показано, что уменьшение концентрации суспензий БЕНТ, а также замена БЕНТ на МОНТ приводит к исчезновению упорядоченных структур в композитных гелях, в присутствии ЦПХ. Последний результат объясняется значительно меньшим средним размером пластинок МОНТ по сравнению с БЕНТ. В частности, реологические исследования водных суспензий глин показали, что коэффициент вязкости суспензии БЕНТ на 2–3 порядка выше, чем у суспензии МОНТ.

Достаточно плотные полимерные сетки с включенными изначально приготовленными суспензиями БЕНТ-ПАВ могут фиксировать упорядоченное состояние пластин БЕНТ в геле. Методом МУРР было показано, что после удаления ПАВ путем экстракции в водно-органических солевых средах не происходит разрушения смектиче-

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции



ских агрегатов пластин БЕНТ, (рис. 1). Таким образом, становится возможным синтез «умных композитов» с заданным расстоянием между пластинами глины, настроенных на абсорбцию определенного субстрата.



**Рис. 1.** Кривые рассеяния, полученные от образцов (ААм-40%, 1/30, БЕНТ-2,4%) модифицированных ЦПХ (1) и затем подвергшихся экстракции солевым спирто-водным раствором (2)

В работе была также исследована адсорбция катионного ПАВ и катионных полимеров композитными гелями. В модифицированных ЦПХ композитах порядка 25% площади пластинок может быть занято молекулами катионного ПАВ. Катионные полимеры также могут адсорбироваться на поверхности частиц глины в геле, причем при адсорбции происходит перезарядка поверхности анионных пластин и примерно половина заряда поликатиона остается нескомпенсированной.

УДК 675.043.42

## ВЯЗКОУПРУГИЕ СВОЙСТВА ВОДНЫХ РАСТВОРОВ АНИОННОГО ПАВ — ОЛЕАТА КАЛИЯ

Молчанов В.С.

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

В данной работе исследованы реологические свойства солевых растворов анионного поверхностно активного вещества (ПАВ) – олеата калия. При некоторой концентрации низкомолекулярной соли КСl в водной среде амфифильные молекулы олеата калия образуют длинные цилиндрические мицеллы. При высокой концентрации они могут переплетаться между собой, что придает растворам ПАВ вязкоупругие свойства.

Для исследования реологических свойств солевых растворов ПАВ был использован реометр RS 150L фирмы Нааке.

Были исследованы зависимости реологических характеристик растворов от концентрации ПАВ и низкомолекулярной соли КСl. При концентрации КСl  $C = 6$  вес. % вязкость растворов олеата калия достигает максимума. Первоначальное возрастание вязкости может быть объяснено удлинением цилиндрических мицелл вследствие экранирования солью электростатического отталкивания одноименно заряженных гидрофильных групп ПАВ на поверхности мицелл. Падение вязкости в области концентраций КСl выше 6 вес. % может быть следствием образования разветвленных мицелл при достаточно полном экранировании электростатического отталкивания. Релаксация механического напряжения в такой системе происходит путем скольжения точек разветв-

лений вдоль мицеллярных цепей, требующего небольшой затраты энергии, в результате чего вязкость системы уменьшается.

В качестве растворителя использовался водный 6 вес. % раствор КСl, в котором вязкость растворов достигает максимума. На зависимости вязкости растворов от концентрации ПАВ обнаружено 3 области, характеризующиеся различными наклонами.

В первой области вязкость растворов порядка вязкости воды. В этих условиях растворы содержат короткие цилиндрические переплетающиеся мицеллы. Граница между первой и второй областью наблюдается при концентрации  $C^* = 0.105$  вес. % . Это концентрация соответствует переходу от разбавленных к полуразбавленным растворам ПАВ, где мицеллы начинают пересекаться. Наклон концентрационной зависимости во второй области  $\eta \sim c^{5.3}$ . Такой наклон характерен для систем, содержащих короткие пересекающиеся мицеллы, время жизни которых много больше характерного времени репаций. При дальнейшем возрастании концентрации ПАВ в растворе происходит переход в третью область. Наклон концентрационной зависимости падает  $\eta \sim c^{3.3}$ . Такой наклон характерен для систем, содержащих длинные переплетающиеся мицеллы, время жизни которых много меньше характерного времени репаций («живые цепи»). В этой области также получены частотные зависимости упругой  $G'$  и вязкой  $G''$  составляющей комплексного модуля упругости и зависимость  $G'(G'')$ . Они хорошо описываются простой моделью Максвелла вязкоупругой жидкости с одним временем релаксации. В третьей области вязкость растворов ПАВ достигает  $10^3$  Па\*с, а модуль упругости 40 Па. При этом  $G' > G''$  в широкой области частот, что указывает на гелеобразное состояние растворов.

Гелеобразные солевые растворы олеата калия могут применяться в нефтедобыче как загустители суспензии частиц пропанта (песка или керамических частиц). Суспензией заполняют специально созданные полости в нефтеносном слое. Такая искусственная система имеет высокую пропускную способность по отношению к нефти. Что позволяет существенно увеличить скорость выкачивания нефти.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ.

УДК 539.192:541.64

## ГЕТЕРОПОЛИМЕРЫ С НАСЫЩАЮЩИМИСЯ СВЯЗЯМИ: КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Ермак О.М.

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

Гетерополимеры с насыщающимися взаимодействиями интересны в первую очередь потому, что могут считаться огрубленной моделью некоторых биополимеров, таких как РНК и ДНК. Важным фактором стабильности трехмерной структуры таких биополимеров является образование водородных связей – насыщающихся взаимодействий – между комплементарными участками. В работе проводятся статистические исследования энергетических спектров модельных систем. Ставится задача научиться конструировать последовательности с заданными свойствами. Для этого в первую очередь необходимо проанализировать влияние первичной последовательности и других

факторов на нижнюю часть спектра, исследовать свойства основного состояния такой системы.

Была предложена простая матричная модель, отвечающая случаю гетерополимера, в котором возможны только насыщающиеся взаимодействия. Их энергии определяются случайной матрицей взаимодействия  $B_{ij}$ . Размер этой матрицы задается числом типов мономерных звеньев  $q$ , характерный разброс в энергиях взаимодействия –  $\delta$ . Модель также учитывает такие важные для реальных биополимеров факторы как жесткость и кооперативность. В случае больших длин цепочек  $N$ , для поиска основного состояния вместо метода полного перебора применялся метод Монте-Карло. Помимо анализа энергетических спектров низкотемпературных конформаций такая упрощенная модель позволяет получить с хорошей точностью результаты, аналогичные получаемым методом полноценного 3d-моделирования, при гораздо меньших вычислительных затратах.

Результаты были сопоставлены с моделью случайных энергий, использующейся в общем случае для ненасыщающихся взаимодействий. Исследовано, насколько применимы выводы этой модели в нашем случае. Получен фазовый портрет системы в пространстве  $(Nq)$ . Исследовано, какие из параметров задачи оказывают принципиальное влияние на статистические свойства системы: возникновение невырожденного основного состояния, его устойчивость. Статистически исследован вопрос адсорбции гетерополимера фиксированного состава на гомополимерную подложку.

УДК 541.64.536.4

## КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЕ И МИЦЕЛЛООБРАЗОВАНИЕ В РАЗБАВЛЕННЫХ РАСТВОРАХ БЛОК-ИОНОМЕРОВ И ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАРЯЖЕННЫХ ПОЛИИОНОВ

Минакова М.С., Крамаренко Е.Ю.

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

В работе разработана теория образования мицелл в разбавленных растворах блок-сополимеров, макромолекулы которых состоят из заряженного и нейтрального гидрофильного блоков, при добавлении в раствор противоположно заряженных линейных цепей. Ядро мицелл состоит из полиэлектролитных комплексов, сформированных линейными цепями и заряженными блоками молекул блок-иономера, а короны мицелл образованы нейтральными гидрофильными блоками.

Значения основных равновесных параметров мицелл, в частности, среднего агрегационного числа и среднего заряда мицеллы, и их зависимости от количества добавленной низкомолекулярной соли определяются свойствами образующегося интерполиэлектролитного комплекса, формирующего ядро мицелл. В случае слабо заряженных полиэлектролитов в полярных средах комплекс между противоположно заряженными полиионами образуется за счет притяжения, вызванного флуктуациями плотности заряда в системе. В противоположном случае сильных электростатических взаимодействий в системе комплексобразование сопровождается образованием ионных пар.

В работе рассмотрено мицеллообразование в предельном случае сильной ассоциации, когда все полимерные цепи с ядре образуют полиэлектролитные комплексы, все ионы на цепях включены в ионные пары, а низкомолекулярные ионы находятся во внешнем растворе. Для раствора с полидисперсным распределением мицелл по составу

записана свободная энергия системы, найдена критическая концентрация мицеллообразования и её зависимость от концентраций компонентов раствора, а также их структурных параметров. Прослежена эволюция распределения при последовательном увеличении концентрации линейных цепей. Показано, что мицеллы в растворе сосуществуют с отдельными полиэлектролитными комплексами. Также для различных концентраций и длин линейных цепей блок-иономера рассчитаны средний заряд мицеллы и средние агрегационные числа, и показано, что они сильно зависят от соотношения между длинами линейных цепей и заряженных блоков и слабо зависят от концентрации блок-иономера. Обнаружено, что если образование стехиометрических полиэлектролитных комплексов невозможно, то при избытке линейных цепей в растворе происходит перезарядка мицелл. В случае, когда стехиометрические комплексы образуются, перезарядки мицелл не происходит.

Теория обобщена на случай частичного связывания противоположно заряженных ионов. Показано, что в полярных средах доля ионных пар в ядре мицелл мала. Ядро мицеллы в этом случае представляет собой полуразбавленный полиэлектролитный раствор, содержащий помимо полимерной компоненты низкомолекулярные ионы – противоионы полимерных цепей и ионы соли. Для данного приближения найдены зависимости равновесной объемной доли полимера, объемной доли низкомолекулярных ионов внутри ядра и коэффициента поверхностного натяжения от количества добавленной соли. Построена диаграмма, определяющая область существования ядра мицеллы в зависимости от количества добавленной соли. Также рассчитана зависимость равновесных параметров мицеллы в зависимости от степени заряженности полимерных цепей.

УДК 541.64:536.4:532.7

## К КЛАССИФИКАЦИИ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ АССОЦИИРУЮЩИХ СИСТЕМ С НЕСКОЛЬКИМИ ТИПАМИ ТЕРМООБРАТИМЫХ ХИМИЧЕСКИХ СВЯЗЕЙ

Белоусов М.В.

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

Системы, содержащие молекулы, между которыми возможно образование термообратимых химических связей, представляют большой интерес. Наиболее известным представителем таких ассоциирующих систем является вода, где термообратимо образуются и разрываются водородные связи. Поэтому исследование таких систем крайне интересно для многих биологических и технологических проблем, а также в науке о земле (силикатные расплавы также принадлежат к этому классу).

Одной из важных общефизических задач в этой области является предсказание вида фазовой диаграммы ассоциирующих систем с заданным характером термообратимых связей между их частицами. Для ряда простейших систем эта задача была решена в работах [1, 2], где было показано, что топология фазовых диаграмм этих систем существенно зависит от численных значений энтропии и энергии образования связи. В настоящей работе результаты работ [1, 2] обобщаются на случай следующей более сложной ассоциирующей системы.

Рассматривается система, содержащая два сорта звеньев  $A_m$  и  $B_n$ , каждое из которых содержит по  $m$  ( $n$ ) так называемых функциональных групп  $A$  ( $B$ ), между которыми возможны следующие химические реакции:

Реакция между функциональными группами сорта А:  $A + A \leftrightarrow A_2$

Реакция между функциональными группами сорта В:  $B + B \leftrightarrow B_2$

Зависимость констант равновесия обеих этих реакций от температуры полагается аррениусовской:

$$k_{ii} = \exp(S_i - \varepsilon_i / T), \quad (1)$$

где  $S_i$  и  $\varepsilon_i$  – энтропия и энергия образования связи между группами  $i$ -го сорта,  $i = A, B$ .

В результате этих реакций образуются кластеры, содержащие молекулы лишь одного и того же сорта.

Свободной энергией такой системы имеет вид:  $F = F_{STR} + F^*$ , где

$$F_{STR} = TV \left( \rho_A f_A \left( \frac{\Gamma_{AA}}{2} + \ln(1 - \Gamma_{AA}) \right) + \rho_B f_B \left( \frac{\Gamma_{BB}}{2} + \ln(1 - \Gamma_{BB}) \right) \right),$$

$$F^* = \frac{TV}{\vartheta_0} \left( (1 - \phi) \ln(1 - \phi) + \chi \phi_A \phi_B \right),$$

где  $\phi = \phi_A + \phi_B$  – объемная доля всех звеньев (А и В),  $\vartheta_0$  – удельный объем звена,  $\Gamma_{ii}$  – концентрации прореагировавших групп,  $\rho_A, \rho_B$  – плотности звеньев А и В

Введем величины  $\chi = (\varepsilon_{AA} + \varepsilon_{BB})/2 - \varepsilon_{AB}$  – параметр Флори-Хаггинса,  $g_i = k_i/\vartheta_0$  – пространственная константа химической реакции. Зависимость величины  $\chi$  от температуры:  $\chi(T) = \theta/2T + a$ . (2)

Классификация фазовых диаграмм может быть осуществлена следующим образом:

1. Проводится построение линий критических и тройных точек на плоскости  $(\ln g, \chi)$
2. Уравнения (1) и (2) задают параметрическую зависимость:

$$\lg(g) = \ln(g_0) - E(\chi - a) \quad (3)$$

3. Пересечения прямой линии (3) с линиями критических и тройных точек определяют критические и тройные точки системы.
4. Фазовые диаграммы систем принадлежат одинаковому топологическому классу, если могут быть получены последовательным преобразованием одной в другую, при этом число критических и тройных точек сохраняется.
5. Построение фазового портрета системы проводится разделением разных топологических классов на плоскости  $(\Delta S, E)$
6. В каждой области фазового портрета строится типичная фазовая диаграмма.

Также найдены поверхности критических точек для случая различных функциональностей  $m, n$  и выделены три типа поверхностей, отличающихся своей топологией и количеством линий параболических точек.

Построение фазового портрета системы состоит в нахождении двойственных многообразий к поверхностям критических точек [3, 4]. На данный момент нами построен фазовый портрет для системы с функциональностями, большими двух.

Дальнейшими планами является построение фазовых портретов ко всем случаям систем и проведение полной классификации фазовых диаграмм.

### Литература

1. Erukhimovich I.Ya. and Ermoshkin A.V. J. Chem. Phys. 116, 368 (2002).
2. Thamm M.V. and Erukhimovich I.Ya. J. Chem. Phys. 119, 5 (2003).
3. Арнольд В.И. Теория катастроф. УРСС 2004.

4. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. МЦНМО 2004.

УДК: 539.192:541.64

## ПСЕВДОУЗЛЫ В РНК-ПОДОБНОМ СОПОЛИМЕРЕ: КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Бодрова А.С., Чертович А.В.

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

В работе изучаются роль псевдоузлов в формировании вторичной структуры РНК-подобного сополимера.

Основную роль при формировании вторичной структуры биологической макромолекулы РНК играет образование насыщающихся водородных связей между комплементарными нуклеотидными остатками. При огрубленном рассмотрении остальные типы взаимодействий: гидрофобные, кулоновские взаимодействия и т.п., – могут быть исключены из рассмотрения. Исходя из этого, в качестве модели молекулы РНК нами был рассмотрен гетерополимер только с насыщающимися связями.

Моделирование проводилось методом Монте-Карло с использованием решеточной модели с флуктуирующей длиной связи. В первую очередь нас интересовал процесс формирования вседоузлов при коллапсе полимерной цепочки.

Вопрос о роли псевдоузлов в формировании вторичной структуры РНК до сих пор остается открытым. Одни ученые считают, что им принадлежит одна из ключевых ролей в строении и функционировании молекул РНК, другие вообще не учитывают их в моделях и теоретических расчетах, считая что их вероятность крайне мала и ими можно пренебречь.

В данной работе на примере простой модели АВ-сополимера с насыщающимися связями исследуется влияние температуры, а также жесткости цепи и кооперативности образования шпилек на формирование псевдоузлов в РНК. Показано, что наличие этих свойств существенно уменьшает количество псевдоузлов, поскольку жесткость делает структуру макромолекулы более вытянутой, а кооперативность способствует образованию структур с более выраженными шпильками. Проведено сравнение формирования псевдоузлов для различных первичных последовательностей.

УДК 541.64:532.73

## ЭФФЕКТ СПОНТАННОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ МАКРОИОНОВ ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАРЯЖЕННЫМИ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТАМИ

Осколков Н.Н., Потемкин И.И., Хохлов А.Р.

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

Нами предложена теория, описывающая в приближении среднего поля перезарядку сферического полианиона, в который могут входить поликатионные цепи. Такого рода перезарядка наблюдается для частиц микрогеля, мицелл, а также полимерных звезд и

гребнеобразных макромолекул с большой степенью пришивки. Показано, что основной причиной такого эффекта являются кулоновские взаимодействия. Стабилизация перезаряженного комплекса кулоновскими взаимодействиями может быть объяснена следующим образом. Если размер полианионного комплекса достаточно велик, то внешние поликатионы могут понизить свою энергию вхождением в комплекс. Тем самым обеспечивается "размазывание" заряда по большей поверхности. Нами были учтены также вклады противоионов и упругости макромолекул в процесс перезарядки и изучена их роль.

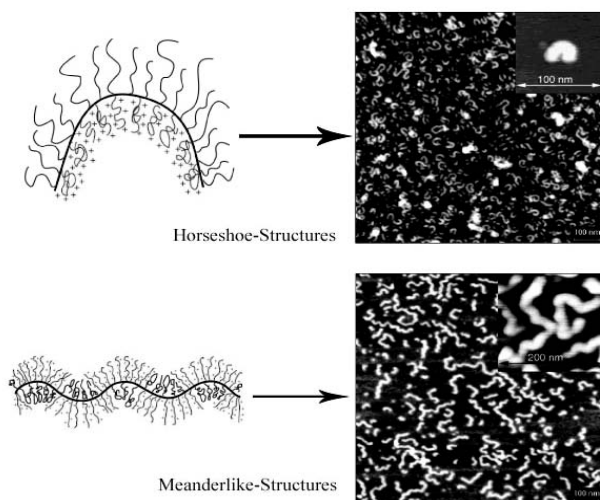
УДК 541.64:532.73

## СВОЙСТВА ГРЕБНЕОБРАЗНЫХ СОПОЛИМЕРОВ, АДСОРБИРОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ

\*\*Попов К.И., Потемкин И.И.

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

Известно, что при адсорбции гребнеобразных макромолекул (щеток) на плоской поверхности наблюдаются особенности в их конформационном поведении. В частности, было обнаружено, что сильная адсорбция боковых цепей нарушает локальную симметрию макромолекулы и ведет к ее спонтанному искривлению, которое характеризуется оптимальной кривизной [1]. Для достижения отклика на внешние воздействия, которые были бы способны контролировать конформацию макромолекул, были синтезированы щетки, содержащие боковые цепи различной химической структуры [2]. Наиболее характерные наблюдаемые конформации макромолекул такого типа и схематичное изображение внутримолекулярной структуры приведены на рис. 1.



**Рис. 1.** Визуализация (методом атомной силовой микроскопии) конформаций гребнеобразных макромолекул, у которых: (верхняя микрография) 22 % боковых цепей являются поливинилпирролидоном (PVP), а остальные полиметилметакрилатом (PMMA); (нижняя микрография) 73% - PVP, 27% - PMMA. Макромолекулы адсорбированы на поверхности слюды. Слева от микрографий представлено схематическое изображение внутренней структуры макромолекулы

Целью настоящей работы является теоретическое изучение равновесных конформаций сильно адсорбированных (двумерных) щеток, боковые цепи которых являются несовместимыми гомополимерами двух сортов (*A* и *B*). В модели учитывается взаимодействие боковых цепей с внешней средой. Предполагается также, что боковые

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

цепи способны принимать различные положения относительно основной цепи. Свободная энергия на единицу длины макромолекулы представима в виде суммы упругой энергии растяжения боковых цепей и энергии контактов боковых цепей различного сорта друг с другом.

Основные результаты наших исследований представлены на рисунке 2. Здесь  $\Delta f = f_2 - f_1$  - разность свободных энергий двух состояний. В одном из них боковые цепи полностью сегрегированны относительно основной цепи, т.е. все цепи сорта *A* располагаются по одну сторону от основной цепи, а сорта *B* – по другую ( $f_1$ ). В другом состоянии, боковые цепи разного сорта могут смешиваться друг с другом ( $f_2$ ).  $z$  является безразмерной кривизной макромолекулы. И в том и в другом состоянии макромолекула может иметь оптимальную кривизну. В первом случае она может возникать из-за разности длины боковых цепей различного сорта или из-за разной их доли (так называемая «энергетическая» кривизна). Во втором состоянии, как и в случае щеток с однородными боковыми цепями [1], оптимальная кривизна возникает за счет локального перераспределения боковых цепей по одну сторону от основной цепи щетки, что является выгодным по энтропийным причинам (так называемая «энтропийная» кривизна). Очевидно, что при больших значениях коэффициента несовместимости  $\gamma$ ,  $\Delta f$  всегда положительно- определена, что означает полную сегрегацию боковых цепей и наличие у щетки «энергетической» кривизны. Однако, при уменьшении  $\gamma$ , становится возможным смешение боковых цепей и  $\Delta f$  может стать отрицательной, что соответствует стабильности «энтропийной» кривизны. Эта кривизна определяется из условия плотной упаковки соседних вдоль щетки участков и ей соответствует пунктирная линия на рис. 2.

Рис. 2. График зависимости разности свободной энергии молекулы в начальной и текущей конформации от кривизны ( $\chi=7/5, \phi=0.7$ ). Пунктирной кривой показано значение свободной энергии при максимально возможной кривизне

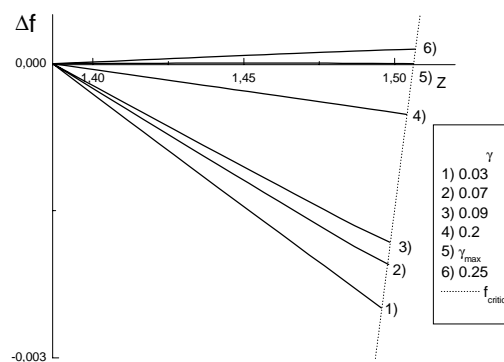
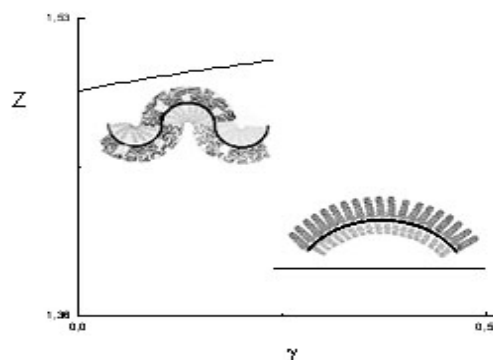


Рис. 3. График зависимости кривизны молекулы от параметра взаимодействия. В качестве примера приведено схематические изображения конформации молекулы при: а) «Энтропийной» кривизне б) «Энергетической» кривизне





Кривизна щетки, как функция  $\gamma$  представлена на рис. 3. При малых значениях  $\gamma$  происходит монотонный рост «энтропийной» кривизны, которая при больших значениях  $\gamma$  сменяется «энергетической» кривизной, не зависящей от  $\gamma$ .

#### Литература

1. Igor I. Potemkin, Alexei R. Khohlov, Svetlana Prokhorova, Sergei S. Sheiko, Martin Moeller, Katrin L. Beers and Krzysztof Matyjaszewski. Spontaneous curvature of comb-like polymers at flat interface. *Macromolecules* (2004), 37, 3918 - 3923.
2. Tim Stephan, Sandra Multh, and Manfred Schmidt. Shape Changes of Statistical Copoly-macromonomers: From Wormlike Cylinders to Horseshoe- and Meanderlike Structure. *Macromolecules*, 35, 9857-9860 (2002)

УДК: 539.192:541.64

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЖЕСТКО-ЦЕПНЫХ ПОЛИИОНОВ ВБЛИЗИ ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАРЯЖЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Спирин Л.А., Иванов В.А.

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

В данной работе с помощью компьютерного моделирования методом Монте–Карло были исследованы свойства раствора линейных жестко-цепных полиионов со свободными контрионами между противоположно заряженными поверхностями. Заряженные стержни имеют тенденцию формировать нематический жидкий кристалл и становятся параллельными друг другу благодаря их сильному боковому отталкиванию при высокой концентрации. Было показано, что при увеличении концентрации полиионы начинают касаться друг друга. Поэтому контрионы, являющиеся посредниками в притяжении между положительно заряженными полиионами, могут кардинально изменить физическую картину данного явления.

Были изучены эффекты, возникающие в слое между двумя заряженными поверхностями, как функции ширины слоя. Показано, что жесткие стержни и положительно заряженные ионы локализуются около заряженных поверхностей, отрицательно заряженные контрионы располагаются в центре рассматриваемой системы. Системы с более высокими концентрациями, как было показано, имеют более высокий параметр ориентационного порядка и более высокий уровень корреляций между стержнями. Было обнаружено, что при небольших концентрациях стержней, когда полиионы находятся относительно далеко друг от друга, положительно заряженные свободные ионы располагаются ближе к стержням, чем отрицательно заряженные контрионы. А также были определены свойства структуры и энергии при различных зарядах и длинах линейных цепей.

Моделирование велось методом Монте–Карло с периодическими граничными условиями по двум осям, при этом использовалась простая модель системы жестких заряженных стержней между противоположно заряженными и нейтральными поверхностями с системой контрионов. Учитывалось только кулоновское взаимодействие. В данной системе радиус обрезки потенциала равен размеру базовой ячейки периодических граничных условий.

УДК 535 373 2

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛИМЕРОВ И  
МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ

Жолудь А.А. Игнатъев А.А.

*Оренбургский государственный университет*

Была разработана универсальная оптическая установка, позволяющая вести исследования двумя независимыми методами. Во-первых, это люминесцентные методы, которые позволяют регистрировать два типа сигналов свечения – аннигиляционную замедленную флуоресценцию и фосфоресценцию красителя. Во вторых - безызлучательный лазероиндуцированный метод исследования, основанный на триплет-триплетном (Т-Т) поглощении зондирующего излучения. Эти методы позволяют определить эффективное время жизни триплетных состояний молекул красителя, и опосредованно из него - кислородопроницаемость и диффузионную способность кислорода в исследуемой системе. На данной установке нами были проведены исследования кинетики Т-Т поглощения на органических красителях в полимерных матрицах Поливинил Бутираля (ПВБ), и белковых структурах. Количественно эффект изменения времени жизни Т-состояния молекулы красителя при изменении давления от атмосферного до  $10^{-2}$  мм.рт.ст. составил: для эозина в 5 раз, для эритрозина 2 раза. Это происходит, потому что собственное время жизни Эозина в триплетном состоянии примерно в 4 раза выше, чем у Эритрозина, следовательно, вероятность взаимодействия с молекулами  $O_2$  выше. Для регистрации слабых сигналов лучше использовать Эритрозин, так как его молекулы обладают большим выходом в триплетное состояние (0,9). Ряд образцов был искусственно экранирован слоем биополимеров. Это позволило определить дополнительные характеристики экранирующего покрытия. Путем математической обработки экспериментальных графиков были определены эффективные времена жизни активных центров в исследуемом образце. После экранировки пленки ПВБ с активными центрами слоем фибролизина изменение эффективного времени жизни эозина, при изменении давления от атмосферного до  $10^{-2}$  мм.рт.ст., уменьшилось в 3.3 раза по отношению к неэкранированной пленке; для пленки с эритрозином экранированной фибролизином - уменьшилось в 2.5 раза; для пленки эритрозина, экранированной лизоцимом - уменьшилось в 1.3 раза. Отсюда можно заключить, что пленка фибролизина менее кислородопроницаемая, либо она более равномерно и без дефектов заполняет всю поверхность образца.

Кроме того, нами был обнаружен так называемый вентильный эффект, который заключается в следующем: характеристическое время диффузии кислорода внутрь образца через экранирующую пленку не равно времени выхода молекул кислорода обратно. Для того, чтобы обнаружить этот эффект потребовалась обработка результатов экспериментов по медленной кинетике в секундном масштабе времен. Наибольшая эффективность вентильного эффекта наблюдалась для образцов, в которых в качестве экрана использовались фибролизин и лизоцим. Отличие указанных времен для пленки эритрозина в ПВБ экранированного лизоцимом составило ~10%, а для пленки экранированной фибролизином ~15%. Толщина экранирующего слоя составила 10 мкм.

УДК 541.61

## СИНТЕЗ ПОЛИЕНОВЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПВХ И ПЭНП.

Кадыров Р.Г.

*Башкирский Государственный Университет*

Одним из эффективных методов получения высокодисперсных порошковых полимерных материалов является высокотемпературное сдвиговое измельчение (ВТСИ) полимеров в роторном диспергаторе специальной конструкции [1-3]. Давление, оказываемое на материал, позволяет запасти ему упругую энергию, которая под воздействием сдвиговой деформации реализуется в получении высокодисперсных полимерных систем. В этой связи применение ВТСИ для получения полиеновых систем на основе полимерных композиции является актуальной задачей как с научной и так практической точки зрения.

Исследование полиеновых систем проводилось на микроскопе Solver P47 в режиме атомно-силовой микроскопии (АСМ). Характер фазового изображения позволяет сделать вывод о высокой однородности полимерной системы. Полученные данные позволяют предположить, что макромолекулы двух разнородных полимеров в условиях ВТСИ совмещены с высокой степенью гомогенности на уровне близком к молекулярному, что характерно при совмещении компонентов в условиях одновременного воздействия высокого давления и деформации сдвига [4].

При изучении полиеновых систем состоящих из двух термодинамически несовместимых полимеров ПВХ и ПЭНП, получаемых в условиях ВТСИ, выявлено влияние второго полимера на термоустойчивость ПВХ. На кривой зависимости скорости дегидрохлорирования ПВХ от содержания ПЭНП наблюдаются три концентрационные области: область до 20 мас.%, где ПЭНП практически не влияет на его термоустойчивость; в области содержания ПЭНП 20-50 мас. % заметно ускоряющее влияние на скорость дегидрохлорирования ПВХ; область содержаний ПЭНП в полимерной смеси более 50 мас. % где проявляется значительное увеличение скорости дегидрохлорирования ПВХ. Подобное влияние ПЭНП на скорость дегидрохлорирования ПВХ в данной композиции является неожиданным, поскольку при простом механическом смешении порошков исходных полимеров, полиэтилен в силу химической инертности и устойчивости в условиях проведения термодеструкции никакого влияния на устойчивость ПВХ не оказывает.

**Литература**

1. Ениколопян Н.С., Фридман М.Л. К вопросу о механизме упруго-деформационного измельчения полимерных материалов // Доклады АН СССР. – 1986, т. 290, № 2, с. 379-382.
2. Аюпов Е.А., Кармилов А.Ю., Никольский В.Г., Хачатрян А.М., Ениколопян Н.С. Упруго-деформационное измельчение термопластов // Доклады АН СССР. – 1986, т. 291, № 1, с. 133-136.
3. Ениколопян Н.С., Аюпов Е.Л., Кармилов А.Ю., Никольский В.Г., Хачатрян А.М. Получение высокодисперсных порошковых материалов на основе термопластов и их смесей методом упруго-деформационного измельчения // Высокомолек. соед. – 1988, А. т. 30, № 11, с. 2403-2409.
4. Ениколопов Н.С. Твердофазные реакции и новые технологии // Успехи химии - 1991, т. 60, № 3, с. 576-594.

**ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Бушуев Владимир Алексеевич**

УДК 539.26

**РЕЗОНАНСНАЯ ДИФРАКЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В  
ОКСИДЕ ЦИНКА: ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ «ЗАПРЕЩЕННЫЕ»  
ОТРАЖЕНИЯ**

Колчинская А.М.

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

Большой интерес к широкозонным полупроводниковым материалам стимулирован потенциальными возможностями их использования, например, в оптоэлектронике и электронике больших мощностей. Оксид цинка  $ZnO$  ( $E_g=3,37$  эВ) обладает с этой точки зрения весьма привлекательными физическими свойствами и является доступным материалом. В последнее время было получено большое количество разнообразных наноструктур на основе  $ZnO$ , в том числе: нанопроволоки, наностержни, наномостики и др., которые в будущем могут найти применение в электронике. Также показано, что добавки магнитных элементов делают  $ZnO$  материалом, перспективным для спинтроники. В настоящей работе для изучения свойств  $ZnO$  использован новый метод, основанный на резонансной дифракции синхротронного излучения с длиной волны, близкой к краю поглощения  $Zn$ .

В области ближней тонкой структуры края поглощения атомные факторы становятся тензорными и содержат недиагональные элементы в тех случаях, когда локальная симметрия окружения рассеивающих атомов ниже кубической. Если при этом кристалл содержит винтовые оси или плоскости скольжения, то в диполь-дипольном приближении могут возникнуть отражения, запрещенные по симметрийным причинам вдали от краев поглощения [1]. Если погасания в диполь-дипольном приближении не снимаются, они могут возникать благодаря вкладу переходов высших порядков - диполь-квадрупольного и квадруполь-квадрупольного. Дополнительный вклад в «запрещенные» отражения может быть обусловлен смещениями атомов из положений равновесия, в результате чего локальная симметрия положения резонансных атомов понижается. В частности, смещения могут быть обусловлены тепловыми колебаниями атомов. Соответствующие «запрещенные» отражения получили название термоиндуцированных рефлексов, которые были обнаружены экспериментально в кристаллах германия и оксида цинка [2, 3]. У таких рефлексов наблюдается аномальная температурная зависимость: с ростом температуры их интенсивность увеличивается.

На Европейском источнике синхротронного излучения (*European Synchrotron Radiation Facility - ESRF*) были получены экспериментальные спектры поглощения и резонансного рассеяния синхротронного излучения в кристалле  $ZnO$  [4]. Оксид цинка обладает структурой вюрцита (пространственная группа  $P6_3mc$ ), где атомы цинка за-

нимают частные положения с симметрией  $\bar{3}m$ . Исследовалась температурная зависимость энергетического спектра отражения (115) в интервале температур от 50K до 800K. Было показано, что интенсивность отражения растет с увеличением температуры и происходит перестройка энергетического спектра (см. рис. 1).

Локальная симметрия положения атомов цинка не может приводить к появлению рефлекса (115), поэтому возникновение этого рефлекса может быть связано с вкладами высших порядков или термоиндуцированных механизмом. Поэтому целью данной работы было объяснение наблюдаемого эффекта и математическое моделирование рефлекса (115) при разных температурах. С этой целью было проведено предварительное феноменологическое рассмотрение, и получена формула для структурной амплитуды "запрещенного" рефлекса типа (hhl):

$$F(hhl, l = 2n + 1) = i[c_2^2 u_{o2}^2 \coth \frac{\hbar \omega_2}{2kT} (f_{xyx}^{(0)} - k_2 f_{xyx}^{(1)} - k_2 f_{xyx}^{(2)}) + \\ + c_5^2 u_{o5}^2 \coth \frac{\hbar \omega_5}{2kT} (f_{xyx}^{(0)} - k_5 f_{xyx}^{(1)} + k_5 f_{xyx}^{(2)}) + \\ + c_6^2 u_{o6}^2 \coth \frac{\hbar \omega_6}{2kT} (f_{xyx}^{(0)} + k_6 f_{xyx}^{(1)} - k_6 f_{xyx}^{(2)}) + f_{xyx}^{dq}] \begin{pmatrix} h & h & 0 \\ h & -h & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

где  $k_i$  – отношение смещений атомов Zn и O в  $i$ -й моде колебаний,  $u_{oi}$  – амплитуды нулевых колебаний в каждой моде,  $T$  – температура,  $c$  – коэффициенты смешивания мод. В этой формуле содержится большое число неизвестных параметров, для нахождения которых было проведено численное моделирование при помощи программы *FDMNES* [5]. Входными параметрами для этой программы были координаты атомов элементарной ячейки, электронная структура, размер рассеивающего кластера. Моделирование проводилось для кластера  $w$ -ZnO радиусом 5,4 Å, содержащего 50 атомов в 5 координационных сферах. Результат численного моделирования «запрещенного» рефлекса (115) в  $w$ -ZnO при температуре 300K в сравнении с экспериментально полученным спектром представлен на рис. 2. Идеального совпадения кривых экспериментального и численно смоделированного спектров не достигнуто, однако теоретический спектр описывает основные особенности экспериментального.

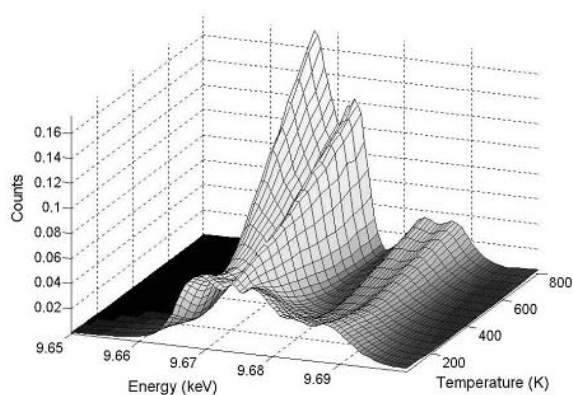


Рис. 1. «Запрещенный» брэгговский рефлекс (115) в  $w$ -ZnO

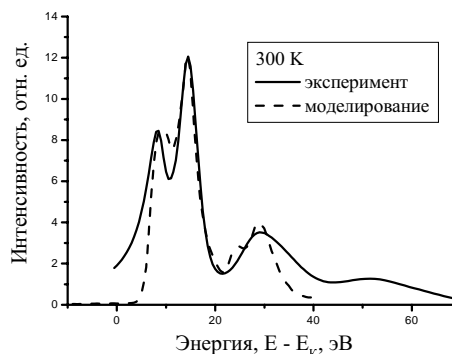


Рис. 2. Результаты численного моделирования «запрещенного» рефлекса (115) в  $w$ -ZnO при температуре 300K

Таким образом, сделана попытка феноменологически прояснить причину возникновения термоиндуцированных «запрещенных» рефлексов в оксиде цинка, проведено численное моделирование и сопоставление его результатов с экспериментальными данными. В дальнейшем это позволит получить информацию об электронной структуре кристалла ZnO и о том, какие фононные моды дают вклады при различных температурах.

### Литература

1. Дмитриенко В.Е., Овчинникова Е.Н. Кристаллография. 48 (2003) S59.
2. Kokubun J., Kanazava M., Ishida K., Dmitrienko V.E. Temperature-induced distortions of electronic states observed via forbidden Bragg reflections in germanium. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 073203-1 - 073203-4.
3. Kirfel A., Grybos J., Dmitrienko V.E. Phonon-electron interaction and vibration correlations in germanium within a broad temperature interval. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 165202-1 - 165202-7.
4. Collins S.P., Laundry D., Dmitrienko V. et al. Phys. Rev. B. 68 (2003) 064141.

УДК 548.732:539.2

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ РЕЗОНАНСНОГО МАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ МАГНИТНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

\*Смехова А.Г.

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

Рентгеновская магнитооптика – новый, быстро развивающийся метод исследования магнитных мультислоев и пленок. К настоящему времени наблюдались все известные эффекты магнитооптики – экваториальный и меридиональный эффекты Керра, двулучепреломление, вращение плоскости поляризации и т.д. Однако наиболее существенным преимуществом рентгеновской магнитной рефлектометрии по сравнению со спектроскопией поглощения является ее селективная чувствительность к распределениям намагниченности и анизотропии составляющих структуры по глубине слоя на шкале одного периода при брэгговском отражении от периодических структур или 1 – 50 нм в области полного отражения. В то же время проблема интерпретации спектров рентгеновского резонансного магнитного отражения практически не разрабатывалась. Некоторые аспекты этой проблемы представлены в данной работе.

Решение задачи об отражении от произвольной многослойной анизотропной среды, в принципе, известно [1, 2]. Однако чтобы применять этот алгоритм к моделированию спектров отражения, необходима предварительная информация о резонансных зависимостях тензора восприимчивости  $\chi$  вблизи краев поглощения, где вариации  $\chi$  очень велики (более, чем на порядок), а недиагональные (магнитные) компоненты  $\chi$  могут достигать 50% от диагональных значений. Различие диагональных значений  $\chi$ , в свою очередь, невелико и проявляется только в специальных экспериментах. На рис.1

---

\* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

представлены литературные данные по результатам различных экспериментальных исследований подобных зависимостей для железа (XMCD, эффект Фарадея, сдвиг брэгговского угла).

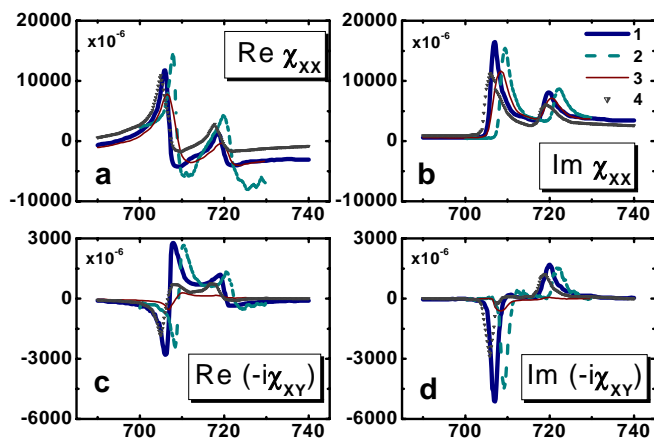


Рис. 1. Спектральные зависимости диагональных  $\chi_{xx}$  (a, b) и недиагональных  $\chi_{xy}$  (c, d) компонент тензора восприимчивости Fe вблизи L2,3 краев поглощения, полученные экспериментально при исследовании образцов чистого железа - 1 [3], Fe/V - 2 [4], Fe/Cr - 3 [6] и Fe/C - 4 [7]

Данные вариации параметров среды  $\chi_{xx}$  в резонансной области, как и наличие магнитной анизотропной добавки  $\chi_{xy}$ , приводят к существенным следствиям в теории отражения. Так, при исследовании брэгговского отражения от периодических структур оказывается, что положение, ширина и интегральная интенсивность брэгговского максимума существенно варьируются в резонансной области как за счет изменения длины волны, так и за счет преломления и поглощения (за что отвечают диагональные компоненты  $\chi_{xx}$ ), причем наблюдаемые изменения могут использоваться для непосредственного определения резонансных параметров.

Иллюстрацией данных возможностей являются проведенные модельные расчеты угловых и спектральных зависимостей брэгговского отражения для структуры [Fe/Co]\*50 с периодом 1.08 нм и использованием компонент  $\chi_{xx}$ ,  $\chi_{xy}$  для Fe из [3].

На рис. 2 приведена спектральная зависимость смещения точного брэгговского максимума (или вектора рассеяния  $Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta_{Bragg}$ ), полученная из рассчитанных без учета магнитной добавки  $\chi_{xy}$  дифракционных кривых, а на рис. 3 восстановленная из этой «псевдо-экспериментальной» зависимости функция  $\text{Re} \chi_{xx}$  с помощью кинематической формулы и динамического выражения для поправки на преломление для угла Брэгга [4, 5, 8].

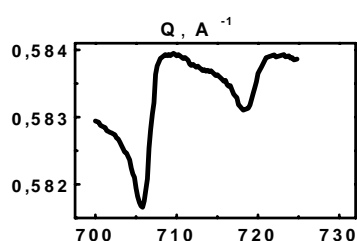


Рис. 2

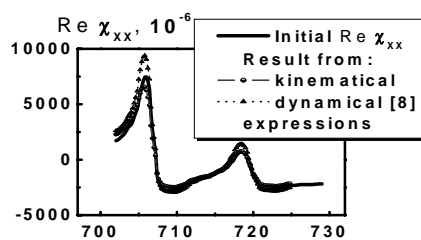


Рис. 3

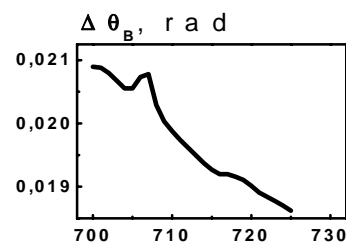


Рис.4

Поскольку рассматриваемая модель является промежуточной между динамическим и кинематическим рассеянием, можно считать, что данный алгоритм восстановления функции  $\text{Re}\chi_{xx}$  достаточно хорошо работает.  $\text{Im}\chi_{xx}$  может быть определена с помощью преобразования Крамерса–Кронинга или восстановлена из спектральной зависимости первого брэгговского максимума (см. рис. 4), как было сделано в [7].

При переходе к слоисто-анизотропным средам, к сожалению, простейшие соотношения для сдвига брэгговского максимума перестают работать вследствие смешивания собственных поляризаций. И, как показали модельные расчеты, подобный метод не может быть использован для определения магнитных компонент  $\chi_{xy}$  в геометрии меридионального эффекта Керра.

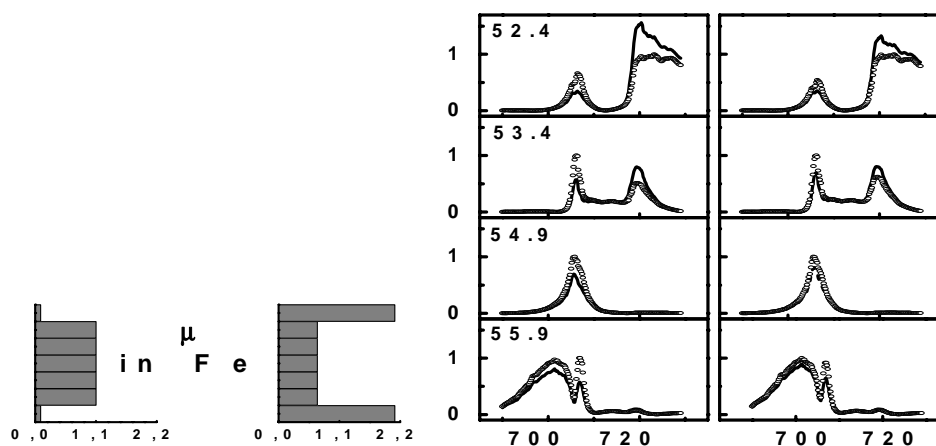


Рис. 5. Нормированные спектры брэгговского отражения для правой (линии) и левой (символы) круговой поляризации. Значения углов приведены в градусах

Однако форма линии резонансного спектра отражения и его асимметрия при изменении направления поля остаются наиболее чувствительными к наличию магнитного упорядочения и его распределению по глубине. На рис. 5 приведены спектры отражения, рассчитанные в геометрии меридионального эффекта Керра с учетом «магнитной» добавки  $\chi_{xy}$  вблизи брэгговского отражения. Различие рассчитанных спектров для двух простейших моделей распределения магнитных моментов демонстрирует возможности резонансного магнитного рассеяния рентгеновских лучей в исследовании профилей магнитного упорядочения резонансных атомов по периоду многослойной структуры.

### Литература

1. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М. Мир.1981.
2. Барковский Л.М., Борздов Г.Н., Федоров Ф.И. Волновые операторы в оптике. Минск - 1983.
3. Kortright J.B., Kim S.-K. Phys. Rev. B, v. 62, no. 18, 2000, pp. 12216–12227
4. Sacchi M., Hague C.F., Pasquali L., Mirone A., Mariot J.-M., Isberg P., Gullikson E.M., Underwood J.H. Phys. Rev. Letters, v. 81, no. 7, 1998, pp. 1521–1524
5. Sacchi M. Rassegna Scientifica, vol. 4, no. 1, 1999, pp. 3-13
6. Kortright J.B., Rice M., Carr R. Phys. Rev. B, v. 51, no. 15, 1995, pp. 10240–10243
7. Mertins H.-Ch., Zaharko O., Gaupp A., Schafers F., Abramsohn D., Grimmer H. JMMM 240, 2002, pp. 451–453
8. Rosenbluth A.E., Lee P. Appl. Phys. Lett., 40, 1982, pp. 466–468



УДК 669.788:669.017.3

ПРОЦЕССЫ  $\alpha \leftrightarrow \beta$  ПРЕВРАЩЕНИЙ В СИСТЕМЕ  
ПАЛЛАДИЙ-МЕДЬ-ВОДОРОД

Змиенко Д.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В [1-2] было установлено, что в однофазных сплавах на основе палладия после их насыщения водородом (без образования  $\beta$ -фазы), наблюдается немонотонная структурная эволюция, которая может быть фактором, существенно влияющим на появление водородной деградации в этих системах. Однако до настоящего времени нет работ, в которых была бы прослежена подобная эволюция для сплавов, в которых после насыщения их водородом образуется  $\beta$ -фаза. Также известно, что одним из путей улучшения свойств водородосодержащих соединений и гидридов является добавление в них легирующих добавок элементов разной степени сродства с водородом [3-4], которые к тому же могут существенно уменьшить стоимость материала. Поэтому в качестве объекта исследования был взят образец сплава Pd-10at%Cu, основной особенностью которого является то, что после его гидрирования образуется  $\beta$ -фаза, содержание водорода в которой может достигать 40 % [5-8].

Были проведены рентгенографические исследования структурных характеристик образца сплава и их изменение после насыщения водородом и последующей релаксации. Измерения проводились на усовершенствованном автоматизированном комплексе ДРОН-УМ-2 с использованием монохроматического  $Cu-K\alpha_1$  излучения. Насыщение водородом проводилось электролитически.

Было установлено, что в исходном состоянии в образце после его приготовления возникают упругие напряжения ( $\sigma$ ) сжатия, направленные вдоль поверхности образца, величина которых  $\sigma = -60 \text{ кг/мм}^2$ . После электролитического насыщения образца водородом при плотности тока 40 мА/см<sup>2</sup> в течение 15 мин богатая водородом  $\beta$ -фаза не образуется, хотя, согласно литературным данным, должна существовать смесь  $\alpha$ - и  $\beta$ - фаз [3-4]. Влияние водорода сводится к тому, что существенно уменьшается абсолютная величина упругих напряжений ( $\sigma = -15 \text{ кг/мм}^2$ ), и дифракционные максимумы становятся многопиковыми, что согласуется с данными [1-2]. Подобный результат можно объяснить тем, что еще до насыщения сплава водородом в нем имеется большое число дефектов, о чем свидетельствует сильное размытие дифракционных максимумов. Поэтому повторное насыщение проводилось при вдвое увеличенной плотности тока. Такое гидрирование привело к образованию  $\beta$ - и  $\alpha$ - фаз. Расчеты показали, что количество  $\beta$ -фазы в областях разной кристаллографической ориентировки оказалось разным, и общее содержание водорода в  $\beta$ -фазе  $n_H/n_{Pd} = 0.44$ . При релаксации образца в нормальных условиях наблюдался процесс  $\beta \rightarrow \alpha$  превращения, который идет с возрастающей скоростью. Через 8 ч релаксации наличие  $\beta$ -фазы в образце не наблюдали. Было установлено, что упругие напряжения сжатия в  $\alpha$ -фазе трансформировались в упругие напряжения растяжения ( $\sigma = 45 \text{ кг/мм}^2$ ), тогда как в  $\beta$ -фазе они сохранились, но их абсолютная величина возросла ( $\sigma = -25 \text{ кг/мм}^2$ ).

Показано, что и в случае образования  $\beta$ -фазы в  $\alpha$ -фазе идет многофазовый распад. Подобный результат был получен впервые.

### Литература

1. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. //Создание материалов для водородной энергетики: эволюция структуры и проблемы повышения времени хранения водорода в палладии и его сплавах// Драгоценные материалы и драгоценные камни, 11 (131) с.160-166 (2004)
2. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. //Рентгенкинетическое изучение структурной релаксации сплавов после насыщения водородом// Заводская лаборатория. Диагностика материалов, т.69, № 9 с.25-34, 2003
3. Водород в металлах. Под ред. Алефельда Г.И., Фелкля И. М.: Мир, 1981. Т. 1. 475 с.
4. Гельд П.В., Рябов Р.А., Мохрачева Л.Л. //Водород и физические свойства металлов и сплавов// М.: Наука, 1985. 231 с.
5. Ревкевич Г.П., Свешников С.В., Кацнельсон А.А. //Стабилизация  $\beta$ - фазы в системе палладий-водород // Изв. вузов. Физика. 1988, Т. 31. Вып. 5. С. 102-104.
6. Ревкевич Г.П., Олемской А.И., Кацнельсон А.А., Христов В. Кинетика  $\beta \rightarrow \alpha$ -превращения в системе Pd-H // Металлофизика. 1990. Т. 12. Вып. 3. С. 71-77.
7. Ревкевич Г.П., Князева М.А., Олемской А.И., Кацнельсон А.А. Стабилизация  $\beta$ - фазы и кинетика  $\beta \rightarrow \alpha$  превращения в системе Pd-H // ФММ. 1993. Т. 76. Вып. 1. С. 101-109.
8. Кацнельсон А.А., Князева М.А., Олемской А.И., Ревкевич Г.П // Вестник МГУ, сер.3, 38, 6, 45, 1997.

УДК 538.9

## ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ УГЛЕРОДНЫХ ПРИМЕСЕЙ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ЖЕЛЕЗА, НИКЕЛЯ И ИХ СОЕДИНЕНИЯХ

Мутигуллин И.В.

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

В течение последних нескольких лет экспериментальными методами активно исследовалось влияние металлических катализаторов переходных металлов группы железа (Fe, Co, Ni) на процесс графитизации углерода [1-3]. Эти исследования показали сильное влияние катализатора на морфологию и рост углеродных наноструктур (нанотрубки, нановолокна и т.д.). Начальные стадии этих процессов обусловлены взаимодействием углерода с катализатором на поверхности и в кристаллическом объеме. В этой работе мы проводим первопринципное изучение твердых растворов C в кристаллах Fe, Ni и их соединениях: FeNi<sub>3</sub>, FeNi, Fe<sub>3</sub>Ni. Свойства углеродных примесей в металлах изучались методом первопринципной динамики на основе теории функционала плотности с использованием базиса плоских волн и ультрамягких псевдопотенциалов [4]. Расчеты показали, что углерод предпочитает занимать октаэдрические пустоты в решетке металла, так как это минимизирует энергию деформации кристаллической решетки. Образование твердых растворов внедрения энергетически выгодней, чем образование твердых растворов замещения. Размещение углерода в октопорах приводит к сильным деформациям решеток металлов. Известно, что ячейки ОЦК-железа и ГЦК-никеля содержат одну октаэдрическую пустоту, ячейки же сплавов - два неэквивалентных октаэдрических положения (так, например, для FeNi<sub>3</sub> центр первой пустоты имеет

6 атомов никеля в первой координационной сфере, а второй – 4 атома никеля и 2 железа). Результаты расчетов показали, что в железе расстояние от атома углерода (центр октаэдрической пустоты) до атомов железа в первой координационной сфере увеличилось на 26 % по отношению к идеальному расстоянию в монокристалле, в никеле на 6%, а в сплаве  $\text{FeNi}_3$  для первого октоузла на 5 % до ближайших атомов никеля, и во втором октоузле на 5 % до атомов никеля и на 7 % до атомов железа. Для всех систем вычислялась энергия растворимости атома углерода в позициях внедрения. Результаты расчетов показали, что растворимость в ОЦК-железе (энергия растворимости 0.27 эВ) выше, чем в ГЦК-никеле (0.79 эВ), а также в структуре сплава  $\text{FeNi}_3$  (энергия растворимости углерода в первом положении решетки  $\text{FeNi}_3$  1.07 эВ, а во втором 1.36 эВ). Таким образом, в этом сплаве углероду раствориться значительно труднее, нежели в чистых металлах. Эти результаты подтверждаются тем экспериментальным фактом, что выделение углеродных фаз при катализе происходит гораздо эффективнее на поверхностях никелевых катализаторов и катализаторов, представляющих собой сплав железа и никеля, чем на поверхностях железа [2, 5]. С другой стороны, расчеты энергии активации диффузии атома углерода внутри кристаллического объема показали, что величина диффузионного барьера при переходе углерода из одного октаэдрического положения в соседнее для ОЦК-железа на 0.7 эВ меньше величины барьера для ГЦК-никеля [6]. Этот результат согласуется с экспериментальными наблюдениями: коэффициент диффузии углерода в  $\alpha$ -железе значительно больше, чем в никеле [3].

Работа поддержана грантом РФФИ № 04-02-17417

#### Литература

1. Yudasaka M., Kasuya Y., Kokai F., Takahashi K., Takizawa M., Vandow S., Iijima S. *Appl. Phys. A* **74**, 377-385 (2002);
2. Huang Z.P., Wang D.Z., Wen J.G., Sennett M., Gibson H., Ren Z.F. *Appl. Phys. A* **74**, 387-391 (2002).
3. Новакова А.А., Киселева Т.Ю., Тарасов Б.П., Мурадян В.Е. *Поверхность. Рентген-синхротр. нейтр. исслед.*, 2004. №3. с. 70-73
4. Чесноков В.В., Буянов Р.А. *Успехи химии*, т.69 (2000) 675
5. Kresse G., Furthmuller J. *Phys. Rev. B* **54**, 11169 (1996).
6. Yudasaka M., Kasuya Y., Kokai F., Takahashi K., Takizawa M., Vandow S., Iijima S. *Appl. Phys. A* **74**(2002) 377
7. Siegel Donald. J., Hamilton J.C. *Phys. Rev. B* **68** (2003) 094105.

УДК 538,9

## ИССЛЕДОВАНИЕ АБСОРБЦИИ ВОДОРОДА В СПЛВАХ НА ОСНОВЕ ВОДОРОДА С ПЕРЕХОДНЫМИ МЕТАЛЛАМИ

Минибаев Р.Ф.

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

Как известно, запасы углеводородного топлива сильно ограничены и относятся к категории невозобновляемых природных ресурсов. В результате возникает необходимость поиска новых альтернативных, возобновляемых, а также экологических чистых источников энергии. Такой альтернативой является водород. Однако его хранение в качестве сжатого газа или в качестве криогенной жидкости является неудобным и экономически неэффективным. По этой причине хранение водорода в структурах пе-

реходных металлов и сплавов, или в качестве металлических гидридов рассматривается как один из перспективных путей создания новых топливных элементов для водородной энергетики [1-3]. В данной работе проводилось теоретическое исследование абсорбции водорода в объеме сплавов Pd<sub>3</sub>Me на основе палладия с 3d-, 4d-переходными металлами (Me= 3d (Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn), 4d (Zr, Nb, Mo, Tc, Ru, Rh, Pd, Ag, Cd)) с целью изучения свойств водородной сорбции в зависимости от легирующей примеси. Исследование проводилось с помощью первопринципных расчетов, опирающихся на теорию функционала плотности (ТФП), с использованием метода полного потенциала в базисе линейно присоединенных плоских волн (ЛППВ) и в приближении локальной плотности (ЛЛП) [4]. Кристаллическая структура сплавов строилась с использованием гранцентрированной кубической решетки палладия, в центре граней которой находились атомы палладия, а в углах – атомы примеси. Анализ атомно-кристаллической структуры показал, что водород может занимать два различных октаэдрических положения. В первом октоузле атом водорода окружен шестью атомами палладия в первой координационной сфере, тогда как во втором октоузле водород окружают четыре атома палладия и два атома примесного элемента. При внедрении водорода оказывает давление на сплав, из-за которого наблюдалось увеличение параметра решетки сплава. По результатам первопринципных расчетов свойств атомных и электронных структур сплавов была выявлена следующая закономерность: энергия абсорбции водорода убывает по мере заполнения d-оболочки переходного металла примеси. Анализ электронной структуры сплава показал, что водород лучше абсорбируется в тех случаях, когда центр масс занятой части плотности электронных состояний лежит ближе к уровню энергии Ферми. Кроме того, при абсорбции водорода вблизи атома примеси, обладающего магнитным моментом, магнетизм ухудшает растворимость водорода в сплаве. Исследования свойств атомно-кристаллической структуры сплавов показали, что свойства водородной сорбции так же зависят от состава и структуры сплава. На примере сплава PdTa с объемноцентрированной тетрагональной решеткой [5] было установлено, что при размещении водорода в локальном окружении атомов палладия его растворимость выше, чем в структуре Pd<sub>3</sub>Ta.

### Литература

1. Xuezhi Ke, Gert Jan Kramer // Phys Condens Matter 16 (2004) 6267-6277
2. Morinaga, H Yukawa // Materials Sci. And Engin., 268 (2002) A329-331
3. Кулькова С.Е., Егорушкин В.Е., Еремеев С.В., Бажанов Д.И., Кульков С.С., Чудинов Д.В. // Физическая мезомеханика, 2004, №7 (спец выпуск Ч.1), 225-228
4. K. Schwarz, P. Blaha // Comput. Materials Science 28 (2003) 259-273
5. Шанк Ф. Структуры двойных сплавов. Москва «Металлургия» 1973

## РАСЧЕТ ПРЯМОГО ПУЧКА МАЛОУГЛОВОЙ УСТАНОВКИ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Комзин С.В., Киселев М.А., Елзов Т.В.

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

Малоугловое рассеяние нейтронов является эффективным методом структурных исследований задач в физике конденсированного состояния вещества, физической химии дисперсных систем, биологии, биофизики. В последнее время МУРН используется в исследованиях структуры новых материалов [1]. Метод МУРН обычно используется в

исследовании надатомных структур с характеристическими размерами порядка  $10 \div 1000 \text{ \AA}$ . Наиболее эффективно применение МУРН в исследованиях структуры и свойств органических наночастиц в водных растворах [1].

Расчет физических параметров малоугловых установок является необходимым начальным условием их создания. Важнейшими физическими параметрами установки являются поток нейтронов на образце функция разрешения установки. Функция разрешения установки при малых углах рассеяния определяется главным образом разрешением прямого пучка [2].

Данная работа посвящена расчетам параметров прямого пучка и их зависимости от параметров малоугловой установки рассеяния нейтронов. Расчеты выполнены методом Монте-Карло и аналитически.

Любая малоугловая установка состоит из источника нейтронов, двух коллиматоров, расположенных последовательно и детектора. Геометрические размеры основных элементов установки определяет ее угловое разрешение.

Расчеты методом Монте-Карло проводились с помощью программного пакета McSats [3].

На основе этого пакета написаны программы по расчету интенсивности прямого пучка как функции угла рассеяния и вектора рассеяния. По результатам проведенных расчетов показано, что:

Использование криогенного замедлителя увеличивает интенсивность и улучшает разрешение

Лучший вариант конфигурации установки типа ЮМО, соответствующий максимальной интенсивности и минимальному угловому разрешению реализуется при условии равенства радиуса первого коллиматора его критическому значению, рассчитанному в данной работе

Расчеты углового разрешения методом Монте-Карло и аналитически хорошо совпадают при малых углах рассеяния. Для больших углов рассеяния необходимо применение метода Монте-Карло.

1. Свергун Д.И., Фейгин Л.А. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние М., 1986
2. Jan Skov Pedersen, Dorthe Posselt, Kell Mortensen "Analytical treatment of the resolution function for small-angle scattering" // J. Appl. Cryst., 1990, **23** p. 321-333
3. <http://neutron.risoe.dk/mcstas/>

## МОДЕЛИРОВАНИЕ АТОМАРНОЙ СТРУКТУРЫ И ДИФФУЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВАКАНСИЙ В А-ЖЕЛЕЗЕ

\*\*Валикова И.В.

*Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет)*

Один из методов, который позволяет определить один из механизмов диффузии в материале, - это изучение влияния давления на коэффициент диффузии. Такое влия-

---

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

ние определяется величиной активационного объема, являющегося суммой двух составляющих: объема образования и миграции дефектов. Немногочисленные результаты расчетов объемов миграции дефектов плохо согласуются между собой и с экспериментальными данными [1,2]. В данной работе используется новая модель, позволяющая рассчитывать объемы образования и миграции точечных дефектов в кристаллах при помощи метода молекулярной статики и учитывающая смещения атомов в упругой среде, окружающей расчетную ячейку.

В модели взаимодействие атомов описывается в соответствии с потенциалом Джонсона [3]. Расчетная ячейка содержит до 20000 атомов. Смещения атомов в упругой среде вдали от дефекта определяются уравнением [3]:

$$\mathbf{u} = c \cdot \mathbf{r}/r^3 \quad (1)$$

где  $r$  – расстояние от дефекта до узла идеальной решетки,  $c$  – константа, которая рассчитывается на основании результатов моделирования смещений атомов в расчетной ячейке для координационных сфер, находящихся примерно посередине между дефектом и границей расчетной ячейки. Далее в соответствии с известным значением  $c$  смещаются атомы третьей зоны относительно своих положений в идеальной решетке. Реализована самосогласованная итерационная процедура последовательного вычисления атомарной структуры в окрестности дефекта и константы  $c$ , характеризующей смещение атомов под влиянием дефекта в окружающей расчетную ячейку упругой среде. Константа  $c$  сходится к некоторому постоянному значению за несколько итераций.

Данный алгоритм используется и в случае миграции дефекта (моделирования скачка атома в вакансию). Для этого осуществляется пошаговый перенос соседнего с вакансией атома в направлении (111) к вакансии. При чем, т.к. происходит нарушение центральной симметрии, для определения смещений атомов и константы  $c$  вводятся два центра дилатации. Первый центр дилатации располагается в вакансии, а второй совпадает с начальным положением мигрирующего атома. Таким образом, можно разложить поле смещений на две составляющие относительно двух указанных центров дилатации, вклад каждого из которых определяется весовым множителем.

Объемы релаксации и миграции вакансии рассчитаны на основе полученных значений констант  $c$  по формулам  $\Delta V = 4\pi c$  [3] и  $V^m = 4\pi(c' - c)$ , где  $c$ ,  $c'$  – константы для конфигурации системы с перемещаемым атомом в основной и седловой позиции соответственно.

Показано, что смещения атомов вблизи дефекта, рассчитанные на основании теории упругости, сильно расходятся со смещениями, полученными при моделировании (см. рис. 1).

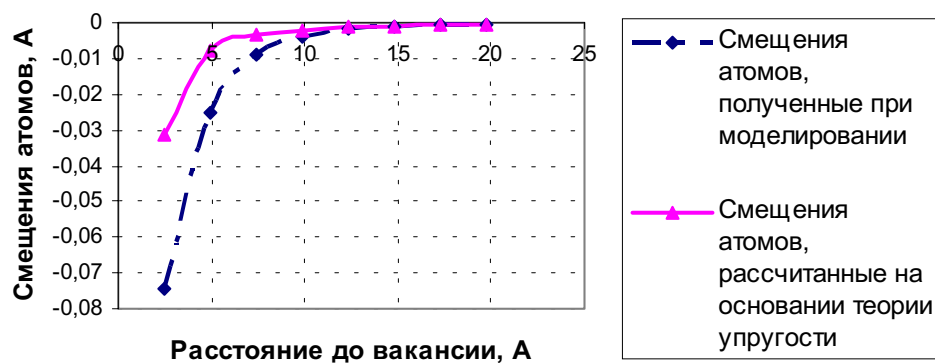


Рис. 1

Как видно, эти расхождения уменьшаются при удалении от дефекта. Объемы образования и миграции дефектов очень чувствительны к атомарной структуре в окрестности дефекта. Поэтому, размер расчетной ячейки должен быть достаточно велик (более 5000 атомов).

При моделировании, кроме того, принималась во внимание зависимость энергии системы от внешнего давления. Эта зависимость дает дополнительный вклад в объемы образования и миграции дефекта [4]. Результаты показали, что этот вклад следует учитывать при расчете объема миграции, т.к. по абсолютной величине он превосходит традиционно принимающуюся в расчет часть.

#### Литература

1. Kedves F.J., Erdelyi G. Diffusion under high pressure // Defect and Diffusion Forum, 1989, v. 66-69, p. 175-188
2. Philibert J. Diffusion under stress // Metal Physics and Advanced Technologies, 1999, v. 21, N1, p. 3-18
3. Johnson R.A. Interstitials and vacancies in  $\alpha$  iron // Phys. Rev., v. 134, № 5A, 1964, p. 1329-1336
4. Nazarov A.V., Ganchenkova M.G., Mikheev A.A. Theory of diffusion under pressure // Defect and Diffusion Forum, 2001, p. 194-199

УДК 539.219.3

## ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПЛЕКСОВ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МЕТАЛЛАХ

Селезнева Л.В.

*Московский инженерно-физический институт  
(Государственный университет)*

Взаимодействие точечных дефектов с примесями в металлах приводит к образованию комплексов вакансия – примесь, что оказывает влияние на диффузионную подвижность этих дефектов. Экспериментальные работы [1, 2] показывают аномальный характер диффузии углерода в  $\alpha$ -железе, который заключается в том, что зависимость логарифма коэффициента диффузии от обратной температуры не является прямолинейной, и наблюдается ускорение диффузии в области высоких температур. Одной из возможных причин этого ускорения является вклад в диффузию атомов углерода быстро диффундирующих комплексов вакансия – примесь. Поэтому цель данной работы – изучение диффузионных характеристик таких комплексов.

Нами разработана модель, позволяющая рассчитывать атомарную структуру в окрестности этих комплексов и потенциальные барьеры, которые атом, совершающий скачок, должен преодолеть при переходе в соседние равновесные позиции в зависимости от взаимного расположения дефектов. А также позволяет определять коэффициенты диффузии точечных дефектов (вакансия, внедренный атом примеси) в зависимости от различных параметров (температура, давление).

Моделирование включает в себя два этапа: расчет энергетических характеристик точечных дефектов (энергия образования, энергия связи, энергия миграции) методом молекулярной статистики; определение коэффициентов диффузии методом Монте-Карло.

Комбинация этих методов позволяет учесть дальнедействующий характер эффективно-го взаимодействия точечных дефектов и обеспечить возможность изучения их взаимного влияния на локальные диффузионные характеристики.

Физическая модель разработана, исходя из основных понятий физики твердого тела: кристаллит представляется трехмерным массивом координат узлов, в которых находятся атомы металла, подчиняющиеся некоторому закону межатомного взаимодействия [3, 4]. При образовании вакансии или внедрения атома примеси в структуру происходит изменение как энергии атома, так и энергии системы в целом. Значение высоты потенциального барьера при переходе атома из одного равновесного положения в другое рассчитывается путем перетаскивания атома из одного узла в другой вакантный узел и подсчета энергии системы после выполнения процедуры релаксации всех атомов системы на каждом шаге [5, 6]. Сравнивая энергии переходов атома в различных направлениях, можно рассчитать вероятности скачка атома в том или ином направлении. Набор таких вероятностей позволяет построить траекторию блуждания атома по кристаллической решетке с учетом влияния на его движение присутствующих в кристалле дефектов и вычислить эффективный коэффициент диффузии [7].

На основе этой модели разработан программный комплекс для вычисления энергетических и диффузионных характеристик комплексов точечных дефектов. Расчеты проведены для систем Ni-C,  $\alpha$ -Fe-C,  $\alpha$ -Fe-H.

Моделирование точечных дефектов на атомном уровне позволяет не только получить их энергетические характеристики, но и приобрести знания и понимание тех процессов, которые происходят на микроскопическом уровне, и недоступны визуальному наблюдению. Так полученные результаты для системы Ni-C показывают, что атом углерода и вакансия образуют комплекс, который мигрирует в связанном состоянии. Для системы  $\alpha$ -Fe-C показано, что вакансия притягивает атом углерода, в результате чего происходит изменение его диффузионной подвижности, причем предварительные результаты показывают, что при высоких температурах возможно и ускорение. Таким образом, изменяется картина диффузионной подвижности внедренных атомов. А на графике зависимости логарифма коэффициента диффузии от обратной температуры наблюдается отклонение от прямолинейной зависимости.

Проведено сравнение диффузии комплексов вакансия-углерод в ОЦК и ГЦК структурах, а также особенности диффузионного поведения комплексов вакансия-водород в  $\alpha$ -Fe.

### Литература

1. Бешерс Д.Н. «Диффузия примесей внедрения в металлах с объемно-центрированной кубической решеткой» // Сб. «Диффузия в металлах с объемноцентрированной решеткой», 1969, с. 159
2. Хоман К.Дж. «Диффузия углерода в  $\alpha$ -железе» // Сб. «Диффузия в металлах с объемноцентрированной решеткой», 1969, с. 83
3. Wynblatt P. // *Jour. Phys. And Chem. of Solids*, 1968, Vol. 29, № 2, pp. 215-224.
4. Ruda M., Farkas D., Abriata J. «Interatomic potentials for carbon interstitials in metals and intermetallics» // *Scripta Materialia*, 2002, Vol. 46, pp.349-355.
5. Селезнева Л.В., Назаров А.В. «Моделирование спектра потенциальных барьеров для скачков атомов углерода и вакансий в ГЦК никеле, учитывая взаимное влияние дефектов» // Сб. научных трудов «Научная сессия МИФИ-2003», 2003, т. 14, с.173-175.
6. Селезнева Л.В., Назаров А.В. «Моделирование влияния взаимодействия точечных дефектов на диффузионную подвижность внедренных атомов в ОЦК – структурах» // Сб. научных трудов «Научная сессия МИФИ-2005», 2005, т. 15, с.162-163.



7. Selezneva L.V., Nazarov A.V. «Simulation of interstitial atom diffusion in fcc metals with point defects» // Defect and Diffusion Forum, 2005, Vols. 237-240, pp. 1275-1280.

УДК: 537226.4

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА БАРИЯ-СТРОНЦИЯ С ФОТОРЕФРАКТИВНЫМИ ПРИМЕСЯМИ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ

Педько Б.Б., Маркова С.С., Румянцева И.В.

*Тверской государственный университет*

Ниобат бария-стронция  $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$  - сегнетоэлектрик-релаксор, обладающий уникальным набором электрофизических, оптических, фоторефрактивных и др. свойств, является одним из наиболее перспективных материалов оптоэлектроники. В связи с этим представляется актуальным исследование реальной структуры SBN с фоторефрактивными примесями.

В работе проведено исследование дефектной и доменной структуры монокристаллов SBN чистых и с примесями Sr и Се методом химического травления (Рис. 1, масштаб 10 мкм).

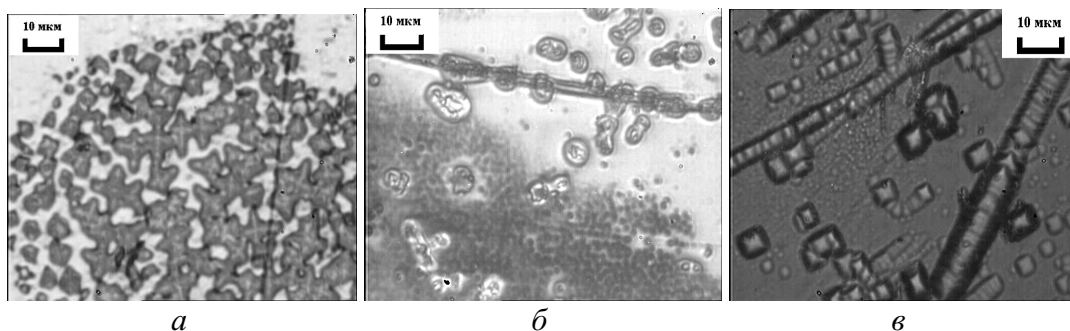


Рис. 1

В кристаллах чистого SBN области сегнетоэлектрических доменов располагаются в «шахматном» порядке, по терминологии авторов работы [1], (рис. 1а), а в целом доменная структура чистого монокристалла SBN представляется в виде матрицы основного домена с вкраплениями полидоменных областей. Высокотемпературный отжиг при  $T=200^{\circ}\text{C}$  в течении 6 часов приводит к измельчению доменной структуры и выделению областей иной фазы. Вследствие поляризации ( $T=126^{\circ}\text{C}$ , время поляризации 6 часов, поле 6 кВ/см) кристалл становится униполярным, поверхностный слой монодоменизируется, в то время как объем кристалла остается полидоменным, при этом степень униполярности падает от 100% до 60% при глубине травления до 10 мкм. В кристаллах SBN с примесью Sr доменная структура заметно измельчена по сравнению с чистым SBN (рис. 1б). При более глубоком травлении выявляется дислокационная структура (рис. 1в). Травление кристаллов с примесью Се показывает наличие иной фазы и структур, связанных с условиями роста.

**Литература**

1. Иванов Н.Р., Волк Т.Р., Ивлева Л.И. и др. //Кристаллография, 2002, т. 47, №6. с. 1065-1072.

УДК 536.25; 541.1

**ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ  
НА РЕЖИМЫ ПРОТЕКАНИЯ МЕХАНОХИМИЧЕСКИХ  
ПРЕВРАЩЕНИЙ В РЕАГИРУЮЩИХ ПОРОШКОВЫХ СМЕСЯХ****\*\* Дмитриева М.А., Орлов С.А.***Томский государственный университет*

Одним из перспективных направлений развития порошковой металлургии является ударный синтез, позволяющий реализовывать условия запуска твердофазных превращений и режимы формирования наноструктур. Формирование наноструктур приводит к повышению механических и термодинамических характеристик материалов, поэтому изучение влияния различных факторов на условия образования наноструктур является актуальной задачей. В работе исследуется влияние размерных характеристик порошковых частиц на процессы механохимических превращений, инициированных в результате ударного воздействия. Моделирование физико-химических процессов ударного синтеза основано на модели реагирующей порошковой среды и включает в себя моделирование процессов тепло- и массопереноса в реагирующем порошковом слое и химических превращений. Рассматривается порошковый компакт Ni-Al предварительно спрессованный до достижения начальной пористости  $P_0$ . В исходном компакте материал частиц считается однородным и изотропным с заданными физико-химическими свойствами. Проведена серия вычислительных экспериментов для смесей Ni-Al с исходными размерами частиц 5 мкм и 20 мкм для различных значений  $P_0 = 0,2; 0,3; 0,4$ , дисперсии распределения алюминия  $D_0 = 3,5 \cdot 10^{-5}; 1,7 \cdot 10^{-2}; 5,1 \cdot 10^{-2}$ . Полагается, что для порошков с размером частиц 5 мкм возможно образование наноструктур. Во всех случаях порошковая смесь с начальным распределением температуры  $T_0=293$  К подвергалась действию ударного импульса 3 ГПа длительностью 1 мкс. В результате работы выявлены некоторые особенности протекания механохимических процессов. Степень механической активации реагирующих компонентов порошковых компактов с размером частиц 5 в момент окончания действия ударного импульса ниже, чем в порошках с частицами 20 мкм. Выявлены различия в режимах протекания процессов превращения: в ультрадисперсных порошках реализуются сверхбыстрые твердофазные химические превращения в режиме послойного горения, заканчивающиеся еще до конца действия ударного импульса. Химические превращения в порошках с крупными частицами идут в некоторых областях в режиме теплового взрыва, в других областях в режиме послойного горения, сопровождаются более высокими температурами и плавлением алюминия, реакции протекают медленнее.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования РФ и CRDF в рамках программы BRNE (проект № 016-02).

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

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМОВ ГАФНИЯ И ЖЕЛЕЗА В КРЕМНИИ

Далиев Ш.Х., Бозорова О.А.

*Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека*

В последние годы вопросы межпримесного взаимодействия являются одними из наиболее важных проблем физики глубоких центров в полупроводниках. Взаимодействие примесей, создающих глубокие энергетические состояния в запрещенной зоне кремния, может привести к значительному изменению электрических и фотоэлектрических свойств полупроводника, формированию различных кластеров и выделений второй фазы.

В связи с этим в данной работе приводятся результаты исследования межпримесного взаимодействия в кремнии, одновременно легированном гафнием и железом с помощью DLTS. Изучался также энергетический спектр глубоких уровней (ГУ) в кремнии, раздельно легированном гафнием и железом.

Для экспериментов использовался кремний n- и p- типа проводимости, выращенный методом Чохральского с удельным сопротивлением  $0.3 \div 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

Раздельное и одновременное легирование кремния гафнием и железом производилось диффузионным методом из газовой фазы в откачанных кварцевых ампулах при  $T=900 \div 1250^\circ\text{C}$  в течение  $2 \div 100$  часов, с последующим охлаждением с различными скоростями.

Из анализа спектров DLTS в образцах n-Si<Hf> установлено, что диффузионное введение атомов гафния приводит к образованию одного глубокого уровня в верхней половине запрещенной зоны, с фиксированным значением энергии ионизации  $E_c - 0.25 \text{ эВ}$  и сечением захвата электронов  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ .

Показано, что диффузионное введение атомов Fe в Si, приводит к образованию трех ГУ в запрещенной зоне, с фиксированными энергиями ионизации  $E_v + 0.21 \text{ эВ}$ ,  $E_v + 0.41 \text{ эВ}$  и  $E_c - 0.54 \text{ эВ}$ , и сечениями захвата электронов и дырок  $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_n = 1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , соответственно.

Параметры обнаруженных нами уровней совпадают с параметрами известного глубокого центра  $E_v + 0.41 \text{ эВ}$ , связанного с нейтральными атомами Fe в состоянии  $\text{Fe}^0$ , а ГУ  $E_c - 0.54 \text{ эВ}$  - с одиночными атомами Fe. По всей вероятности, ГУ  $E_v + 0.21 \text{ эВ}$  является дефектом термообработки, поскольку он наблюдается и в контрольных термообработанных (без примеси) образцах.

Обнаружено, что эффективность образования ГУ железа в образцах n-Si<Fe> существенно зависит от  $v_{\text{охл}}$ : концентрация ГУ  $E_v + 0.41 \text{ эВ}$  в быстро охлажденных образцах на порядок выше, чем в образцах Si<Fe>, медленно охлажденных после диффузии.

Установлено, что при одновременном и последовательном введении Hf и Fe в Si, глубокие уровни, связанные с электрически активными атомами железа не образуются, на спектрах DLTS наблюдаются только ГУ, обусловленные гафнием в кремнии, концентрация же электрически активных атомов Hf не изменяется с введением железа.

Таким образом, присутствие Hf в объеме Si препятствует образованию глубоких уровней железа. Вероятно, что наличие гафния в решетке кремния приводит к дезактивации атомов железа с переходом их на какие-либо неактивные стоки, которыми могут быть несовершенства структуры, дефекты на поверхности и т.д.

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КРЕМНИЯ,  
ЛЕГИРОВАННОГО ЛАНТАНОМ

Далиев Ш.Х., Каландаров Э.К.

*Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека*

Известно, что в объеме кремния, помимо специально введенных примесей всегда присутствуют неконтролируемые примеси, так называемые технологические примеси. Такими примесями в кремнии являются атомы кислорода и углерода, всегда присутствующие в его кристаллической решетке в высоких концентрациях до  $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что характерной особенностью атомов кислорода и углерода является склонность к различным взаимодействиям. В связи с этим нами было исследовано взаимодействие атомов лантана с атомами технологических примесей в кремнии.

Для экспериментов в качестве исследуемых образцов использовался кремний n и p- типа проводимости, выращенный методом Чохральского с концентрацией оптически активных кислорода и углерода  $N_0^{\text{опт}} = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $N_c^{\text{опт}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , соответственно. Примесь лантана вводилась в кремний в процессе выращивания из расплава. Толщина полированных образцов, в зависимости от поставленной задачи, составляла 1÷2 мм.

В качестве контрольного образца использовался полированный кремний n- и p- типа проводимости, выращенный методом Чохральского при тех же условиях, что и Si, легированный La (но без примеси). Эталонным образцом служил полированный бескислородный кремний той же толщины, что и исследуемые образцы с  $N_0^{\text{опт}} \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_c^{\text{опт}} = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Установлено, что введение атомов лантана в Si из расплава приводит к некоторому снижению (в отдельных образцах - на 10-15%) концентрации кислорода. Это эффект, вероятно, обусловлен взаимодействием атомов лантана и кислорода в кремнии.

В исследуемых образцах эффекта уменьшения оптически активного углерода не наблюдалось.

Изучены спектры ИК-поглощения в образцах кремния, легированного лантаном в процессе выращивания из расплава и после различных циклов высокотемпературных обработок. Показано, что после термических обработок образцов n-Si<La> концентрация оптически активного междоузельного кислорода увеличивается на 10-20% в зависимости от температуры ВТО и содержания атомов лантана. С увеличением температуры обработки наблюдаемый эффект сильнее.

Показано, что условия роста кристаллов приводят к неравномерному распределению примеси редкоземельных элементов по длине и диаметру монокристаллических слитков, что способствует образованию примесных выделений, т.е. преципитатов.

Показано, что преципитаты, обнаруженные нами в образцах кремния с примесями лантана, приблизительно на 50% состоят из редкоземельных элементов. Вполне вероятно, что в состав таких преципитатов с РЗЭ входят и технологические примеси, всегда присутствующие в расплаве кремния.

По-видимому, ВТО образцов кремния с лантаном в интервале температур  $900 \div 1200^\circ \text{C}$  приводит к распаду этих преципитатов, в результате чего и увеличивается концентрация оптически активного кислорода.

УДК 548.33:548.737.001.57

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР ГЕТЕРОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ МЕТОДОМ ДИСКРЕТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УПАКОВОК

\*\*Житков И.К., Малеев А.В., Рау В.Г.

*Владимирский государственный педагогический университет*

Одним из методов генерации кристаллических структур является метод дискретного моделирования упаковок (МДМ) молекул в кристаллах [1], который основан на аппроксимации молекул дискретными моделями, поликубами [2]. Достоинствами МДМ по сравнению с методами непрерывного изменения ориентационных и энергетических параметров при генерации кристаллических структур являются сокращение расчетов и возможность конечного перебора вариантов упаковок без априорного знания параметров элементарной ячейки. В [2] и [3] предложены алгоритмы генерации кристаллических структур гомомолекулярных соединений, содержащих одну молекулу и две молекулы, связанные центром инверсии, на примитивную ячейку. Однако значительная часть молекулярных кристаллов является гетеромолекулярными. Случай, когда на примитивную ячейку приходится две или три симметрически независимых молекулы рассмотрен в [4].

В данной работе в развитие метода предлагается алгоритм генерации гетеромолекулярных соединений, содержащих четыре молекулы в примитивной элементарной ячейке, две из которых имеет произвольную форму, две другие молекулы имеют форму близкую к шарообразной, молекулы в ячейке попарно центрально симметричны. Требование примерной шарообразности двух молекул связано с тем, что в предлагаемом алгоритме ориентация этих молекул остается неопределенной. К таким структурам можно отнести, например, дикатион-дианионные комплексы с галоген-, тетрафторборат-, гексафторфосфат-анионами или сольватные соединения с двумя молекулами растворителя, имеющими форму близкую к шарообразной. Алгоритм генерации кристаллических структур гетеромолекулярных соединений, содержащих две структурные единицы, связанные центром инверсии, включает в себя следующие этапы:

- 1) аппроксимация органического катиона (основной молекулы сольвата) и аниона (молекула растворителя) дискретными моделями – поликубами;
- 2) расчет всех возможных вариантов упаковки поликубов катионов, связанных центром инверсии, и поликубов анионов с заданным коэффициентом упаковки;
- 3) приведение параметров ячейки к стандартному виду и расчет координат атомов, по полученным вариантам упаковок поликубов;
- 4) оптимизация параметров решетки трансляций, ориентации катионов и положения анионов.

На основе рассмотренного алгоритма разработан комплекс компьютерных программ для ПЭВМ типа *IBM PC*. Апробация комплекса проведена на ряде кристаллических структур, исследованных ранее методом РСА. Кристаллографические данные о структурах взяты в Кембриджской базе структурных данных (**КБСД**) [5]. Ниже приведены некоторые результаты генерации кристаллических структур гидрохлорида 1-азабицикло[3.3.3] ундекана (брутто-формула  $C_{10}H_{20}N_1^{1+} \cdot Cl_1^{1-}$ ) [6]. На рис.1 представлены шаро-стержневая модель, геометрическая модель и поликуб молекулы катиона. В табл.1 приведены параметры решетки экспериментальной и близкой к ней модельной кристаллической структуры указанного химического соединения.

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

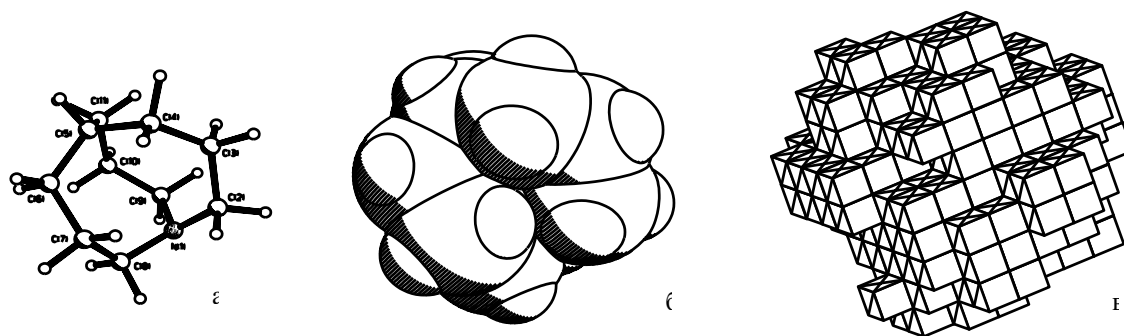


Рис. 1. Шаро-стержневая модель – а, геометрическая модель – б и поликуб молекулы катиона

Таблица 1. Параметры решетки экспериментальной и модельной кристаллической структуры

Рефкод структуры	$a$ (Å)		$b$ (Å)		$c$ (Å)		$\alpha$ (град.)		$\beta$ (град.)		$\gamma$ (град.)	
	РСА	МДМ	РСА	МДМ	РСА	МДМ	РСА	МДМ	РСА	МДМ	РСА	МДМ
AZUDEC10	10.830	10.30	7.122	7.27	7.014	7.10	97.97	94.1	90.4	92.2	96.28	96.1

В докладе представлены комплекс компьютерных программ, созданных на основе алгоритма, и приведены примеры его апробации для кристаллических структур данного класса.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант №04-02-16835.

### Литература

1. Малеев А.В., Рау В.Г., Потехин К.А. и др. // Докл. АН СССР, 1990, Т.315, №6, С.1382.
2. Малеев А.В. // Кристаллография, 2001, Т.46, №1, С.19.
3. Малеев А.В. // Кристаллография, 2002, Т.47, №5, С.797.
4. Малеев А.В., Житков И.К., Рау В.Г. // Кристаллография (принята к публикации в 2004 г.).
5. CSD version 5.25 (November 2003).
6. Wang A.H.-J., Missavage R.J., Byrn S.R., Paul I.C. // J. Am. Chem. Soc., 1972, V. 94, P. 7100.

## ГЕНЕРАЦИЯ МОДЕЛЕЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛОВ (СТРУКТУРНЫЙ КЛАСС P-1, Z=2(1))

Гращенко Е.А.

*Владимирский государственный педагогический университет*

Моделирование кристаллических структур молекулярных кристаллов является актуальной задачей в связи с тем, что их физические свойства определяются в значительной степени упаковкой молекулы. Также это интересно с точки зрения прогнозирования возможных кристаллических структур для данного химического соединения.

Метод дискретного моделирования упаковок молекул в кристаллах [1] является одним из методов генерации кристаллических структур. Данный метод основан на замене (аппроксимации) молекул дискретными моделями, поликубами [2].

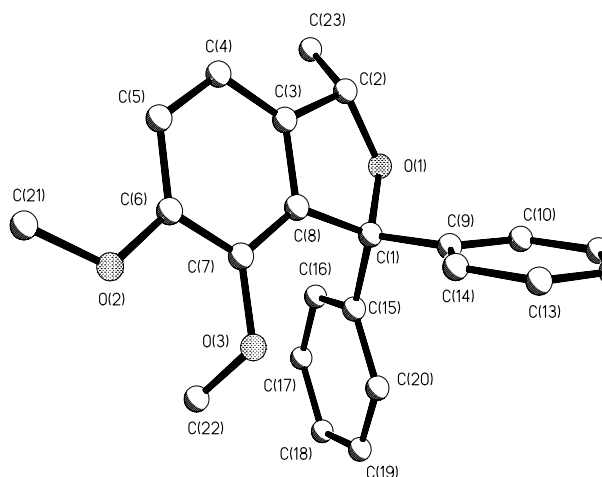


Рис. 1. Перспективный вид молекулы

В данной работе была предпринята попытка моделирования кристаллической структуры сложного органического соединения, перспективный вид молекулы которого, с нумерацией неводородных атомов, представлен на рис.1.

На первом этапе моделирования по известной структурной формуле молекулы методом молекулярной механики построена её геометрическая модель, т. е. получены координаты атомов в ортонормированной системе координат.

На втором этапе для девяти случайных ориентаций молекулы построено 198 поликубов с шагом аппроксимации 0,60 ... 0,80 Å. По критерию качества аппроксимации [2] было отобрано пять поликубов.

Для отобранных поликубов был выполнен расчет всех возможных вариантов их упаковки при условии, что в элементарной ячейке имеются два поликуба, связанные центром инверсии [3] (коэффициент упаковки варьировался от 0,60 до 0,64). В результате было получено 621 вариант упаковки поликубов.

Для полученных вариантов упаковки поликубов рассчитаны модели кристаллических структур и проведено их уточнение.

Анализ результатов моделирования будет представлен в докладе.

### Литература

1. Малеев А.В., Рау В.Г., Потехин К.А. и др. «Метод дискретного моделирования упаковок в молекулярных кристаллах» // Докл. АН СССР, 1990, Т. 315, № 6, С. 1382.
2. Малеев А.В. «Генерация молекулярных структур Бравэ методом дискретного моделирования упаковок» // Кристаллография, 2001, Т. 46, № 1, С. 19.
3. Малеев А.В. «Генерация структур молекулярных кристаллов с двумя молекулами, связанными центром инверсии, в примитивной элементарной ячейке»// Кристаллография, 2002, Т. 47, № 5, С. 797.

УДК 621.315.592.08

## ИССЛЕДОВАНИЕ СОЕДИНЕНИЙ $Cu_{1+x}S$ МЕТОДОМ ЯКР $^{63,65}Cu$

Сафонов А.Н., Погорельцев А.И., Матухин В.Л.

*Казанский государственный энергетический университет, кафедра физики*

Медные сульфиды привлекают повышенный интерес многих исследователей благодаря своим уникальным структурным и электрическим характеристикам, что позволяет рассматривать их как модельные соединения для исследования различных фи-

зических свойств и, в частности, для исследования механизмов сверхпроводимости. В настоящей работе представлены результаты изучения соединений  $\text{Cu}_{1+x}\text{S}$  ( $x = 1 \div 1.4$ ) методом ядерного квадрупольного резонанса на ядрах меди (ЯКР  $^{63,65}\text{Cu}$ ).

Исследования спектров ЯКР  $^{63,65}\text{Cu}$  проводились на импульсном ЯКР спектрометре в температурном диапазоне 4.2-300К. Основу структуры ковеллина  $\text{CuS}$  составляет гексагональный (пространственная группа  $\text{C}_{6v}/\text{mms}$ ) трехслойный пакет АВА. Слой А слогаается тетраэдрами  $\text{CuS}_4$ . Слой В представляет собой сетку из треугольников  $\text{S}_3$ , в центрах которых находятся атомы  $\text{Cu}$ . В пределах пакета тетраэдры ориентированы своими вершинами навстречу друг другу, имея общими атомы  $\text{S}$  слоя В. Между собой пакеты соединены посредством коротких ( $2.09\text{\AA}$ ) связей  $\text{S-S}$  (радикалы  $\text{S}^{-2}$ ), образующих основания тетраэдров. Расстояния  $\text{Cu-S}$  в тетраэдрах равны  $2.30$  (три связи при основании) и  $2.34\text{\AA}$  (связь при вершине). В тригональном комплексе  $\text{CuS}_3$  длины связей  $\text{Cu-S}$  одинаковы и равны  $2.19\text{\AA}$ . Электрические свойства ковеллина также необычны - он имеет низкое электрическое сопротивление ( $\sim 10^{-7}$  ом· м), полупроводниковую зонную щель при комнатной температуре ( $\sim 1$  эв), и после фазового перехода в орторомбическую фазу при 55К становится сверхпроводником при 1.7К. Эта комбинация слоистой структуры и электрических свойств делают ковеллин уникальным среди бинарных сульфидов.

Несмотря на то, что в ковеллине имеются два неэквивалентных положения меди, ЯКР  $^{63,65}\text{Cu}$  спектр наблюдается только от одного положения ( $14.7\text{МГц}$  при 77К). Вопрос о соотношении наблюдаемой ЯКР линии является в настоящий момент дискуссионным и во многом определяется валентностью меди в том или ином структурном положении (двухвалентная медь, как, правило, не дает сигнала ЯКР), а также распределением ГЭП в районе квадрупольного ядра. Результаты проведенных температурных исследований указывают на то, что наблюдается линейный рост частоты ЯКР  $^{63,65}\text{Cu}$  по мере уменьшения температуры от 300 до 60К. Далее температурная зависимость  $\nu_Q(T)$  выходит на плато вплоть до температур  $\sim 7\text{К}$ , что вероятнее всего связано с переходом исследуемого соединения в орторомбическую фазу при 55К. Проведенные аналогичные исследования температурной зависимости скорости ядерной спин-решеточной релаксации  $T_1^{-1}(T)$  также указывают на особенность в диапазоне 35-55К: на кривой  $T_1^{-1}(T)$  наблюдается "ступенька", что также может быть связано со структурным переходом при 55К.

Для соединения с содержанием меди  $1.4 > x > 1$  отсутствуют данные о кристаллографической структуре, в частности, данные о позициях атомов в кристаллической решетке. В спектрах с содержанием меди  $x > 1$  наряду с "линией ковеллина" наблюдается еще дополнительно 4 ЯКР линии. При этом по мере увеличения содержания меди интенсивность "линией ковеллина" заметно падает. В то же время полученные нами спектры ЯКР  $^{63,65}\text{Cu}$  состоят из относительно узких линий, что позволяет предположить наличие пяти стабильных кристаллографических позиций меди в данных соединениях. Результаты температурных исследований (77-300К) частот ЯКР  $^{63,65}\text{Cu}$  исследований указывают на то, что три новых линии имеют величину  $d\nu/dT$  примерно аналогичную "линией ковеллина", в то время как у четвертой линии температурный градиент частоты заметно выше.

Нами также были выполнены *ab initio* оценки градиента электронной плотности (ГЭП) на ядрах меди. Расчеты выполнялись в рамках самосогласованного неограниченного метода Хартри-Фока (SCF-LCAO-UHF). По результатам проведенных расчетов были построены карты распределения электронной плотности в области квадрупольных ядер.



УДК 518.1

## ТОЧЕЧНЫЕ ГРУППЫ КРИСТАЛЛОВ В ВЕКТОРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Гей С.Л.

*Гродненский государственный университет им. Янки Купалы*

Основная задача рентгеноструктурного анализа: по дифракционным данным “восстановить кристаллическую структуру” - решается в настоящее время или непосредственно (статистическим отысканием фаз или знаков структурных амплитуд) или путем расчета межатомных векторов. Первые подходы объединяются под названием прямых методов, вторые известны как патерсоновские, по имени Л. Патерсона, предложившего функцию межатомных векторов, распределенных в векторном пространстве [1].

Для полного воспроизведения структуры кристалла методами фурье-анализа части данных не хватает, однако известны квадраты структурных амплитуд  $|F_{hkl}|^2$ . Патерсон применил известную в теории рядов Фурье функцию “свертки” или “конволюции”, и таким способом вывел в виде ряда Фурье функцию, зависящую только от  $|F_{hkl}|^2$ , которая теперь всем известна под названием функции Патерсона.

Целью работы является исследование зависимости между пространством кристалла и векторным пространством. В основе анализа заложена предпосылка, что свойства функции не зависят от конкретной структуры, а определяются только ее симметрией [2]. Учет этих условий определяет новый подход к функции Патерсона, как системе точек с определенной симметрией их расположения.

Весь процесс расшифровки структуры можно разделить на две стадии. На первой отыскиваются ключевые патерсоновские пики, по которым определяются фазы рефлексов в первом приближении. На второй стадии устанавливаются знаки других амплитуд или идентифицируются. Циклы повторяются, пока приближения  $n$  и  $(n+1)$  не окажутся равными. Далее можно использовать “метод проб и ошибок”.

В работе показаны основные соотношения между структурой кристалла и его патерсоновской функцией и обсуждается принципиальная возможность построения алгоритма перехода от распределения межатомных векторов к структуре кристалла. Это означает, что функцию Патерсона, соответствующую структуре из дискретных атомов, можно расшифровать. Тот факт, что из дифракционных данных всегда можно вычислить патерсоновскую функцию, которая может быть расшифрована, означает, что кристаллическая структура в принципе может быть определена по дифракционным данным [3].

Каждый метод определения кристаллических структур без знания фаз всегда имеет пределы применимости. Если уровень фона функции Патерсона приближается к высотам пиков функции, то сама функция приближается к границе неразрешимости. С таким положением приходится считаться при увеличении числа атомов в элементарной ячейке.

В дальнейшем планируется рассмотреть теорию и метод расчета среднего значения электронной плотности (среднее значение функции Патерсона).

**Литература**

1. Бургер М. Структура кристаллов и векторное пространство. - М.: ИИЛ, 1961. - с.384.
2. Белов Н.В., Илюхин В.В., Калинин В.Р., Невский Н.Н. Расшифровка структур соединений с неизвестной формулой. - М.: Наука, 1982. - с.144.
3. Лиопо В.А. Матричная кристаллография. Гродно, 1998. - с.78.

УДК 77.021.11

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ ПЛОСКИХ МИКРОКРИСТАЛЛОВ AgBr ОТ ВЕЛИЧИНЫ $r_{Br}$ РОСТА

Афонькина Ю.Н., Сотникова Л.В., Безъязычная М.А.

Кемеровский государственный университет, Россия

Данная работа посвящена исследованию фотографических характеристик плоских микрокристаллов (Т-МК), структура которых формировалась при различных  $r_{Br}$ .

Для этого нами была синтезирована "ядровая эмульсия" (эм. 1), содержащая Т-МК со средним эквивалентным диаметром ( $d$ ) 0,40 мкм и коэффициент вариации по размерам ( $C_v$ ) 29%, методом двухструйной кристаллизации. Далее "ядровую эмульсию" разделили на три порции, в которых установили величины  $r_{Br}$ , соответствующие росту определенных граней AgBr: (эм. 2 –  $r_{Br}=1,5$ , эм. 3 –  $r_{Br}=2$ , эм. 4 –  $r_{Br}=2,5$ ). Все фотоэмульсии подвергали сернисто-золотой химической сенсibilизации (S+Au) и (S+Au) с KSCN и использовали для получения фотослоев. Сенситометрические испытания фотослоев проводили в стандартных условиях. Характеристики фотослоев (светочувствительность ( $S$ ), оптическая плотность вуали ( $D_0$ ) и максимальная плотность ( $D_{max}$ ),  $d$  и  $C_v$ ) приведены в таблице 1:

Табл. 1

№ эмульсии	$r_{Br}$ роста	$d$ Т-МК, мкм	$C_v, \%$	$[Na_2S_2O_3] \times 10^{-5}$ моль/моль Ag	$[KSCN] \times 10^{-3}$ моль/моль Ag	$[HAuCl_4] \times 10^{-5}$ моль/моль Ag	S	$D_0$	$D_{max}$
1	1,3	0,40	29	5,6	-	1,9	55	0,02	3,7
				5,6	2,4	1,9	100	0,05	4,1
2	1,5	0,65	48	5,6	-	1,9	60	0,06	3,8
				5,6	2,4	1,9	130	0,09	4,8
3	2,0	0,50	41	5,6	-	1,9	40	0,04	3,5
				5,6	2,4	1,9	120	0,07	4,5
4	2,5	0,45	35	5,6	-	1,9	25	0,03	3,1
				5,6	2,4	1,9	100	0,06	4,1

Из таблицы следует, что от величины  $r_{Br}$  роста Т-МК зависят многие параметры. Средний размер Т-МК с увеличением  $r_{Br}$  уменьшается, т.е. МК растут в толщину. Однако при этом повышается их однородность, что видно по уменьшению  $C_v$ . Исследование фотосвойств полученных Т-МК показало, что фотоэмульсии, сенсibilизированные в одинаковых условиях, отличаются уровнем  $S$  и  $D_{max}$ . С увеличением величины  $r_{Br}$  роста Т-МК снижается  $S$  и  $D_{max}$  фотослоев. Добавление KSCN при (S+Au) приводит к увеличению  $S$  и  $D_{max}$ . Наблюдаемые закономерности могут быть связаны с не одинаковым размером полученных Т-МК. Т.к. исходная "ядровая эмульсия" имеет гранулометрические и фотохарактеристики близкие к эмульсии 4. Из-за роста кристаллов в толщину нам не удалось корректно сравнить фотосвойства Т-МК с заданной внутренней структурой. Однако обнаруженное различие фотосвойств Т-МК связано не только с разной толщиной МК. Поэтому необходимо совершенствовать методику синтеза МК, для обеспечения оптимальной структуры с эффективным концентрированием фотоли- тического серебра.

УДК: 537.226.4

## ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ В БЕСПРИМЕСНЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ SBN И SBN:Cr, Ce

Мовчикова А.А., Малышкина О. В., Педько Б.Б.

*Тверской государственной университет*

При наличии в образце неоднородного распределения поляризации пирокоэффициент, рассчитанный по величине пиротока, зависит от степени монодоменизации образца. Таким образом, его можно считать эффективным пирокоэффициентом, характеризующим униполярность сегнетоэлектрика и зависящим от координаты. В настоящей работе исследовался характер распределения эффективного значения пирокоэффициента в поверхностном слое беспримесных кристаллов ниобата бария-стронция (SBN) конгруэнтного состава и SBN, легированных ионами Ce и Cr. Для исследования поляризации в глубоких слоях образцов необходимо использовать низкие частоты модуляции теплового потока, в этом случае обычные измерения (с использованием вольтметра средних значений) невозможны, поэтому нами предложен цифровой метод обработки сигнала.

Во всех поляризованных образцах SBN как с примесью Cr, так и с примесью Ce, не подвергавшихся высокотемпературному отжигу, наблюдалось неоднородное распределение пирокоэффициента по толщине образца, свидетельствующее о том, что поляризация в этом слое больше, чем вблизи поверхности и в глубине кристалла.

Отжиг (в воздушной атмосфере при температуре 200°C) приводит к полной деполяризации примесных кристаллов SBN. В то же время отжиг беспримесного кристалла SBN приводит к частичной переполаризации образца. Так, по направлению пиротока установлено, что вектор поляризации с обеих сторон образца, направлен из глубины к поверхности.

Исследования образцов, поляризованных после отжига, показывают, что в этом случае распределение поляризации по толщине кристалла более однородно.

Различие в поляризации отожженных и девственных образцов может быть связано с тем, что отжиг приводит к перераспределению ионов Sr и Ba в структуре этих кристаллов.

Авторы благодарят профессоров S. Karphan и R. Pankrath (Университет г. Оснабрюк, ФРГ) за предоставленные для исследования кристаллы.

УДК 621.039.738

## АНАЛИЗ НЕПРЕРЫВНОГО МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ ГАЛЛАМ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Литвинов В.Л.

*Томский государственный университет*

В ряде отраслей науки и промышленности требуются особо чистые щелочные металлы (литий, натрий, калий) и изотопы лития. В настоящее время технология разде-

ления щелочных металлов основана на амальгамно-обменном методе, в котором одним из основных компонентов является амальгама лития. Требования к экологической безопасности определили необходимость разработки новых методов разделения, исключающих применение высокотоксичной ртути. В настоящее время предложено использовать новые обменные системы, в которых ртуть заменена на экологически безопасный галлий.

В настоящем сообщении представлена физико-математическая модель, описывающая непрерывный метод получения галламы лития. Метод заключается в процессе диффузии лития в галлий при непрерывном прохождении капель жидкого галлия под действием силы тяжести через слой расплавленного лития. Рассматривались следующие процессы: каплеобразование, гравитационное осаждение капель, диффузионные процессы.

В таком режиме обеспечивается высокая эффективность контакта реагирующих фаз. В соответствии с этим принципом была предложена конструкция установки для непрерывного получения галламы лития.

С помощью разработанной модели можно подобрать оптимальные геометрические и режимные параметры процесса в соответствии с требованиями, предъявляемыми к технологии производства галлам щелочных металлов. Адекватность физико-математической модели подтверждена результатами экспериментов на лабораторной установке.

Работа выполнена при поддержке Минобразования РФ (грант Е02-12.3-108) и CRDF в рамках программы BRNE (проект № 016-02).

УДК: 537.533.2

## ИЗМЕНЕНИЕ ФОТОЭМИССИИ ПОВЕРХНОСТИ Р-МЕТАЛЛОВ ПРИ АДСОРБЦИИ ВОДОРОДА

Калажоков З.Х., Пономаренко Н.С., Калажоков Х.Х.

*Кабардино-Балкарский государственный университет*

Водород является одним из компонентов остаточных газовых сред вакуумных приборов [1]. Его часто используют в различных технологических процессах. Поэтому важно знать, как меняются поверхностные свойства материалов при их взаимодействии с водородом.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального изучения кинетики адсорбции водорода на поверхностях поликристаллических таллия и олова. Опыты проводились с использованием высоковакуумной металлической установки, описанной в [2]. Исследуемая поверхность металла была получена в высоком вакууме ( $P \leq 10^{-5}$  Па) продавливанием жидкого металла через стеклянный капилляр диаметром  $d \sim 1$  мм. Исследуемый образец, полученный в предварительно нагретой корундовой чашечке, снова подвергался термовакuumному отжигу в течение одного часа при температуре  $T < 0,8T_{пл}$  для достижения равновесного состояния его поверхности. Затем опускали температуру до комнатной и в камеру напускали очищенный водород через игольчатый газовый натекаль. В процессе адсорбции водорода на поверхности металла проводилась непрерывная запись фотоэмиссионного тока ( $j$ )

и давления ( $P$ ) водорода, натекающего в реакционную камеру со временем. Результаты экспериментов представлены на рис.1 и рис. 2.

С использованием кривых  $j(t)$  и  $p(t)$ , сделан расчет изменения работы выхода электрона в зависимости от экспозиции металлической поверхности в водороде. Для всех изученных металлов наблюдается понижение фотоэмиссионного тока ( $j_{\phi}$ ) и повышение работы выхода электрона при адсорбции водорода.

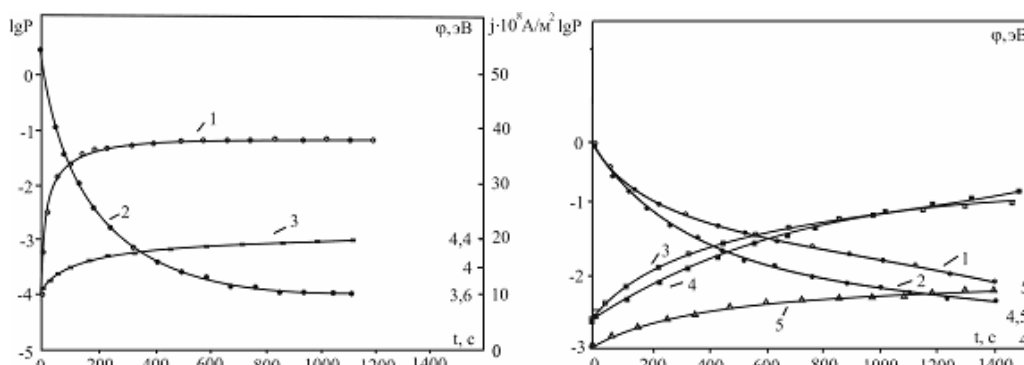


Рис.1. Изменение давления  $\text{H}_2$  (1), фото-токов (2) и работы выхода таллия (3) в зависимости от времени натекания водорода в камеру  $\lambda=248 \text{ нм}$

Рис.2. Изменение давления  $\text{H}_2$  (1, 2), фото-токов (3, 4) и работы выхода (5) олова в зависимости от времени натекания водорода в камеру. 1 и 3 -  $\lambda=248 \text{ нм}$ ; 2 и 4 -  $\lambda=245 \text{ нм}$

Из обработки результатов кривых адсорбции определены средняя энергия адсорбции водорода на поликристаллической поверхности металла и время релаксации системы поверхность-газовая фаза.

### Литература

1. Остаточные газы в электронных лампах //Материалы первого и второго международного симпозиумов 1965 и 1972гг. /Под ред. КТН Глебова Г.Д. М.: «Энергия», 1967г.
2. Калажиков Х.Х. Влияние адсорбции компонентов и активных газовых сред на работу выхода электрона металлических систем //Дис. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. Нальчик. КБГУ. 1989г. 168с.

УДК: 537.533.2

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА ИНДИЯ, ОЛОВА, СВИНЦА, ТАЛЛИЯ И НЕКОТОРЫХ ИХ БИНАРНЫХ СПЛАВОВ

Калажиков З.Х., Калажиков Х.Х., Пономаренко Н.С.

*Кабардино-Балкарский государственный университет*

Изучена температурная зависимость фотоэлектронной эмиссии чистых поликристаллических металлов In, Sn, Pb и Tl и некоторых бинарных сплавов в твердом и жидком состояниях методом измерения фототока. При этом особое внимание уделено изменению фотоэмиссии в процессе фазового перехода твердое тело-жидкость. Опыты проводились в вакууме  $\sim 10^{-5} \text{ Па}$  при непрерывном изменении (увеличении) температу-

ры образца с заданной скоростью от комнатной до температуры плавления и выше. В процессе повышения температуры образца производилась непрерывная регистрация температуры и фотоэлектрического тока. В качестве примера на рисунках 1 и 2 представлены кривые изменений температуры и фототока со временем, а также работы выхода электрона в зависимости от температуры для олова.

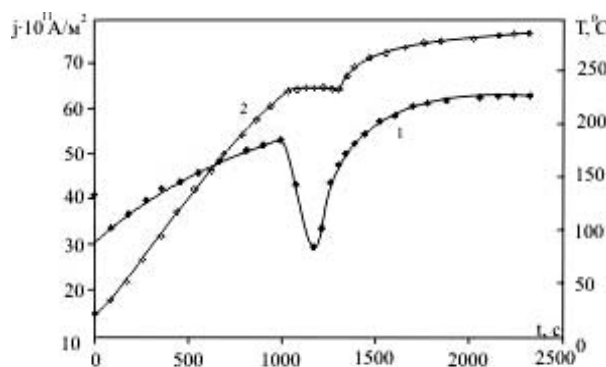


Рис.1. Изменение температуры и фототока олова со временем  
1-изменение температуры,  
2-изменение фототока

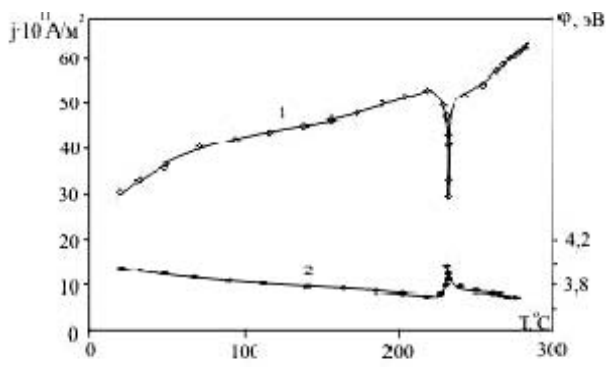


Рис.2. Температурная зависимость фототоков и работы выхода электрона олова

По полученным данным фотоэлектрических измерений вычислена работа выхода электрона (РВЭ) с использованием формулы

$$\frac{j}{j_0} = \left(1 + \frac{\Delta\varphi}{\mu - h\nu - \varphi_0}\right)^{-1/2} \cdot \left(1 - \frac{\Delta\varphi}{h\nu - \varphi_0}\right)^2,$$

где  $\mu$  - химпотенциал электронов в металле,  $h\nu$  - энергия фотонов,  $\varphi_0$  - РВЭ в начале нагрева,  $\Delta\varphi$  – изменение РВЭ. Результаты наших опытов не подтверждают обнаруженные в [1, 2 и др.] «особенности» температурной зависимости фотоэмиссии. Показано, что в области твердого состояния температурный коэффициент изменяется с температурой. В процессе фазового перехода (плавления) наблюдаются изменения знаков температурных коэффициентов фотоэмиссионного тока и РВЭ, а значение РВЭ чистого металла увеличивается. В жидком состоянии РВЭ чистого металла монотонно уменьшается с повышением температуры. Однако, для жидких свинца и таллия при относительно высокой температуре после плавления снова наблюдается увеличение РВЭ и уменьшение фотоэмиссии.

В случае бинарных сплавов обнаружено более заметное изменение фотоэмиссии и работы выхода в области твердо-жидкого состояния сплавов. Для сплава состава 35%Pb+65%Sn обнаружен резкий рост фотоэмиссионного тока вблизи температуры перитектической реакции. Предложено качественное объяснение наблюдаемым явлениям.

### Литература

1. Куршев О.И., Шебзухов М.Д. Особенности фотоэмиссии сплавов бинарной системы олово-свинец. Нальчик, КБГУ: Вестник КБГУ. Сер. физ. наук, 2000, № 5. с. 10.
2. Куршев О.И., Шебзухов М.Д. Работа выхода электрона сплавов олово-свинец. Нальчик, КБГУ: Вестник КБГУ. Сер. физ. наук, 2000, № 5. с. 11-12.

УДК: 532.533

## ЭМИССИЯ БОЛЬШИХ КЛАСТЕРОВ ПРИ ИОННОМ РАСПЫЛЕНИИ МЕТАЛЛА

Кочкин С.А.

*Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Во многих случаях экспериментальные исследования процессов ионного распыления твердых тел направлены на выяснения механизмов распыления многоатомных частиц. Обычно проводятся измерения энергетических спектров и распределений нейтральных и однократно заряженных кластеров по размерам в зависимости от типа мишени, состава и тока бомбардирующих частиц, а также зависимостей выхода нейтральных и заряженных кластеров от температуры мишени, несущих более подробную информацию о механизмах формирования кластеров. Ранее [1, 2] нами была разработана теория ионного распыления металла в виде больших кластеров с числом атомов в их составе  $N \geq 5$ . Основой механизма ионного распыления, согласно этой теории, является представление о распылении металла в виде кластеров путем внезапной «раздачи» импульсов атомам мишени от движущегося иона. Под внезапной передачей подразумевается, что атомы мишени получают импульсы за время, существенно меньшее, чем характерный период колебаний атома мишени. В теории вводится варьируемый параметр  $q$ , имеющий смысл средней величины импульса, полученного атомом мишени при развитии каскада столкновений. Значения этого параметра подбирались из экспериментальных данных и были табулированы для различных комбинаций ион-мишень. В настоящей работе на основе физических представлений, предложенных Линдхардом [3, 4], и метода расчета полного выхода кластеров [2] получено простое выражение для среднего импульса  $q$ , зависящего от энергии, определяющей глубину осцилляторной ямы, в которой находится каждый атом твердого тела, массы атома и параметра взаимодействия, лежащего в основе подхода, предложенного Линдхардом. Тем самым, в данной работе устраняется недостаток теории ионного распыления, когда одна из основных физических величин не вычислялась из первых принципов.

В результате, согласно [1], вероятность вылета кластера из  $N$  атомов и зарядом  $Qe$  ( $e$  - заряд электрона) имеет следующий вид:

$$\bar{W}_N^Q = \left[ 1 - \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{\bar{\epsilon}}{U_N} \right)^{-3/2} \right] \exp \left( -N \frac{\bar{\epsilon}}{\Delta} \right) \frac{1}{D_N} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(Q - Q_0)^2}{(\Delta Q_N)^2 + \beta} \right\}, \quad (1)$$

где  $\bar{\epsilon} = q^2 / (2m) = \Delta / (s - 1)^s$  - вычисленная в работе средняя энергия, которой обладают атомы мишени при развитии каскада столкновений,  $\Delta$  - глубина осцилляторной ямы, в которой находится каждый атом твердого тела,  $s$  - параметр взаимодействия [3, 4], который для столкновений ионов с энергиями порядка нескольких кэВ и средних масс атомов и ионов составляет величину порядка двойки,  $m$  - масса атома,  $U_N = \sigma S_N = \delta N^{2/3}$  - энергия связи кластера с металлом [1,2],  $\delta$  - имеет смысл энергии связи кластера, отнесенной к одному атому в составе кластера (и, вообще говоря,  $\delta$  отличается от  $\Delta$ ). В формуле (1)

$$D_N = \sum_Q \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(Q - Q_0)^2}{(\Delta Q_N)^2 + \beta} \right\},$$

$$\overline{(\Delta Q_N)^2} = \frac{3^{1/3} m_e \Theta}{\pi^{4/3} \hbar^2} \left( \frac{V}{N} \right)^{2/3} \gamma^{1/3} N,$$

$$Q_0 = \frac{3^{1/3} m_e \Delta \mu}{\pi^{4/3} \hbar^2} \left( \frac{V}{N} \right)^{2/3} \gamma^{1/3} N,$$

где  $m_e$  - масса электрона зоны проводимости,  $V$  - объем кластера,  $\Theta$  - температура мишени,  $\gamma$  - валентность атомов металла,  $\hbar$  - постоянная Планка,  $\beta$  - параметр, соответствующий квантовым флуктуациям заряда при нулевой температуре мишени,  $\Delta \mu$  - разность между уровнями Ферми в металле и в кластере.

В работе рассчитаны в зависимости от числа атомов в составе кластеров: полные выходы и энергетические спектры однозарядных и нейтральных кластеров тантала, ниобия и железа при бомбардировке атомарными ионами аргона, золота и ксенона. Достигнуто хорошее согласие с экспериментами.

Авторы благодарны Минобразованию РФ за финансовую поддержку работы (шифр гранта А04-2.9-918).

### Литература

1. Матвеев В.И. Распределения кластеров по зарядам и размерам при ионном распылении металла // ЖТФ, 2002, Т. 72, С. 115-119.
2. Матвеев В.И., Кочкин С.А. Энергетические спектры и температурные распределения кластеров при ионном распылении металла // ЖТФ, 2004, Т. 74, С. 65-71.
3. Sigmund P. Theory of Sputtering // Phys. Rev., 1969, Vol. 184, P. 383-416.
4. Фальконе Д. Теория распыления // УФН, 1992, Т. 162, С. 71-117.

УДК 539.219.3

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ОЦК МЕТАЛЛАХ

Чирков А.С., Назаров А.В.

*Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет).*

Известно, что при вакансионном механизме диффузии, который является доминирующим в чистых металлах, основными характеристиками, определяющими коэффициент диффузии, являются энергия образования и миграции вакансии; влияние давления определяется, в свою очередь, величиной активационного объёма, являющегося суммой двух составляющих: объёма образования и миграции вакансии.

$$D = D_0 \exp \left( -\frac{E_v^f + E_v^m + V_v^f p + V_v^m p}{kT} \right). \quad (1)$$



Для описания межатомных взаимодействий в данной работе применён метод эмпирических многочастичных потенциалов. В его основе лежит формализм Финниса-Синклера [1], являющийся приближением второго порядка теории сильной связи. Данный подход определяет энергию ансамбля атомов следующим образом:

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^N \Phi_{ij}(R_{ij}) - \sum_{i=1}^N f(\rho_i), \quad \rho_i = \sum_{j=1}^N \varphi(R_{ij}), \quad (2)$$

где  $\Phi_{ij}$  – парная, отвечающая за отталкивание часть потенциала,  $\varphi_{ij}$  – вклад в электронную плотность в позиции атома  $i$  от окружающих атомов  $j$ ,  $\rho_i$  – электронная плотность в позиции атома  $i$ ,  $f$  – многочастичная функция,  $R_{ij}$  – межатомное расстояние.

Для расчёта указанных диффузионных характеристик в данной работе использована новая модель, основанная на использовании метода молекулярной статистики для определения атомарной структуры в окрестности дефекта. При этом расчётная ячейка условно разделяется на три зоны. В первых двух зонах выполняется поочерёдная релаксация атомов, при этом атомы третьей, пограничной области остаются жёстко зафиксированы. Все атомы считаются погружёнными в упругую сплошную среду, смещения атомов в которой сводятся к решениям уравнений статической изотропной упругости. В первом приближении это поле смещений представимо следующим образом:

$$\vec{u} = C \frac{\vec{r}}{r^3}; \quad \Delta V_{rel} = \iint u dS = 4\pi C, \quad (3)$$

где  $C$  – константа, рассчитываемая на основе смещений атомов во второй зоне. Далее в соответствии с известным значением  $C$  смещаются атомы третьей зоны относительно своих положений в идеальной решётке. На основании первого уравнения (3) построена самосогласованная итерационная процедура, выполняющая расчёт константы  $C$  и смещение атомов и получена устойчивая сходимость константы  $C$  к некоторому постоянному значению. Изменение объёма системы, связанное с образованием равновесной вакансии, определяется суммой объёма, приходящегося на атом и объёма релаксации, определяемого из значения равновесной константы  $C$  (3).

Данный алгоритм может быть распространён на случай миграции дефекта. Для этого осуществляется пошаговый перенос соседнего с вакансией атома в направлении наиболее плотной упаковки ОЦК решётки (111) к вакансии. При этом смещения атомов перестают быть изотропными, и для определения константы  $C$  вводится два центра дилатации. Первый центр дилатации располагается в вакансии, а второй совпадает с начальным положением мигрирующего атома. Таким образом, можно разложить поле смещений на две компоненты относительно двух указанных центров дилатации. В результате, получаем для объёмов релаксации и миграции следующие выражения:

$$V_v^f = \Omega + \Delta V_{rel} + \Delta V_p^{E_f} \quad V_v^m = \Delta V'_{rel} - V_{rel}^0 + \Delta V_p^{E_m} \quad (4)$$

Последние слагаемые в этих формулах позволяют учесть влияние давления на структуру в окрестности дефекта, а, следовательно, и на энергию системы. Изменение объёма, связанное с миграцией атомов по кристаллической решётке, можно описать с использованием равновесных термодинамических потенциалов, и получить добавки к активационным объёмам. Для определения этих добавок был использован новый подход, учитывающий зависимость энергии системы, в т.ч. системы с дефектом от давления [2]. В рамках данной теоретической модели получено выражение для объёма миграции в приближении парных потенциалов [2]. Аналогично, в рамках данного подхода можно получить соответствующее выражение для случая многочастичных взаимодействий:

$$\Delta V_p^{E_m}_{N-body} = -\frac{1}{3K_0} \sum_i^N \left[ (f'_i + f'_s) R_{is}^W \frac{\partial \varphi}{\partial R} \Big|_{R_{is}^W} + R_{is}^W \frac{\partial \Phi}{\partial R} \Big|_{R_{is}^W} \right] + \frac{1}{3K_0} \sum_i^N \left[ (f'_i + f'_s) R_{is}^0 \frac{\partial \varphi}{\partial R} \Big|_{R_{is}^0} + R_{is}^0 \frac{\partial \Phi}{\partial R} \Big|_{R_{is}^0} \right] \quad f' \equiv \frac{\partial f}{\partial \rho} \quad (5)$$

Здесь  $K_0$  – модуль всестороннего сжатия. Аналогичным образом учитывается зависимость энергии от давления для объёма образования вакансии.

Результаты исследования диффузионных свойств двух ОЦК металлов представлены в таблице. Характеристики  $\alpha$ -Fe исследовались с помощью парного потенциала Джонсона и многочастичного потенциала Экланда (Ackland) [3]. Расчёты для  $\beta$ -Zr проводились с помощью многочастичного потенциала Уилльяма-Массобрио (Willaime-Massobrio) [4].

Табл. 1

Характеристики	$\alpha$ -Fe		$\beta$ -Zr
	Многочастичный потенциал Экланда	Парный потенциал Джонсона	Многочастичный потенциал WM1
$E_v^f, \text{ эВ}$	1,70	2,91	1,55
$E_v^m, \text{ эВ}$	0,79	0,69	0,32
$E_v^{SD}, \text{ эВ}$	2,49	3,78	1,87
$\Delta V_{rel} / \Omega$	-0,159	-0,132	-0,472
$\Delta V_p^{E_f} / \Omega$	0,021	0,015	0,014
$V_v^f / \Omega$	0,862	0,854	0,542
$(\Delta V_{rel}' - \Delta V_{rel}^0) / \Omega$	0,009	0,011	$10^{-4}$
$\Delta V_p^{E_m} / \Omega$	0,041	-0,032	0,089
$V_v^m / \Omega$	0,050	-0,022	0,089
$V_v^{SD} / \Omega$	0,912	0,832	0,631

Из таблицы 1 видно, что величина нетрадиционного слагаемого объёма миграции в формулах (4) отрицательна, что говорит, вероятно, о неадекватности модели парных потенциалов. Соответствующая величина, полученная для многочастичного потенциала Экланда, хорошо согласуется с известными оценочными значениями. Для циркония энергии образования и миграции довольно малы, а значение активационного объёма миграции относительно высоко.

### Литература

1. Finnis M.W., Sinclair J.E. A simple N-body potential for transition metals. Philosophical magazine A, 1984, Vol. 50, No 1, p. 45-55.
2. Nazarov A.V., Ganchenkova M.G. and Mikheev A.A. Theory of diffusion under pressure, Defect and Diffusion Forum, 2001, Vol. 194-199, p 49.
3. Ackland G.J., Bacon D.J., Calder A.F., Harry T. Computer simulation of point defect properties in dilute Fe-Cu alloy using a many-body potential. Philosophical magazine A, 1997, Vol. 75, No 3, p. 713-732.
4. Willaime F., Massobrio C. Development of an N-body interatomic potential for hcp and bcc zirconium. Physical review B, 1991, Vol. 43, No 14, p. 11653.

УДК 539.219.3

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ ВАКАНСИЙ И ИХ КОМПЛЕКСОВ В АЛЮМИНИИ

Никитин В.В.

*Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет)*

Теория метода функционала электронной плотности основана на теореме Хоэнберга и Кона, согласно которой все свойства основного состояния неоднородного взаимодействующего электронного газа могут быть описаны с помощью введения некоторых функционалов от электронной плотности  $\rho(\mathbf{r})$ . Обычный гамильтониан системы заменяется на функционал следующей структуры:

$$E[\rho] = \int d\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) v_{ext}(\mathbf{r}) + \iint d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + G[\rho],$$

где  $v_{ext}(\mathbf{r})$  - внешнее поле, в которое входит поле ядер, а функционал  $G[\rho]$  является универсальным и не зависит от внешнего поля. Шем и Кон предложили представить функционал  $G[\rho]$  в виде:

$$G[\rho] = T[\rho] + E_{xc}[\rho],$$

где  $T[\rho]$  – кинетическая энергия системы невзаимодействующих электронов плотности  $\rho(\mathbf{r})$ , а функционал  $E_{xc}[\rho]$  содержит многоэлектронные эффекты, такие как обмен и корреляция.[1] Также для расчетов используется адиабатическое приближение Борна – Оппенгеймера, т.е. предполагается, что электроны практически безинерционно следуют за движением ионов.

В данной работе метод функционала электронной плотности применялся для моделирования перераспределения электронной плотности в окрестности вакансий в чистом алюминии. Для расчета была выбрана ячейка размером 4x4x4 (256 атомов). Было рассмотрено три конфигурации системы содержащие вакансии: моновакансия, бивакансия образованная двумя вакансиями расположенными в первых координационных сферах относительно друг друга и бивакансия образованная двумя вакансиями расположенными во вторых координационных сферах относительно друг друга.

Для бездефектного алюминия был определен параметр решетки  $a_{Al} = 4,0468 \text{ \AA}$ , который хорошо согласуется как с другими работами по моделированию [2], так и с экспериментальными данными.

Для исследуемых вакансионных конфигураций проведен расчет смещений атомов и перераспределения электронной плотности. Также рассчитаны энергии образования вакансий и их комплексов. Полученные результаты (рис. 1а и б) свидетельствуют о существенном перераспределении электронной плотности в ближайшей окрестности вакантного узла.

Исходя из полученных результатов можно сделать важный вывод о том, что бивакансия, образованная двумя моновакансиями, расположенными в первых координационных сферах относительно друг друга (рис. 1а), по-видимому, должна рассматриваться, как единый дефект и метод позитронной аннигиляции такую конфигурацию будет идентифицировать как единый объект, а бивакансия образованная двумя монова-

кансиями расположенными во вторых координационных сферах относительно друг друга (рис. 1б) не является единым объектом, и может рассматриваться как две моновакансии, что, по-видимому, и покажет метод позитронной аннигиляции в данном случае.

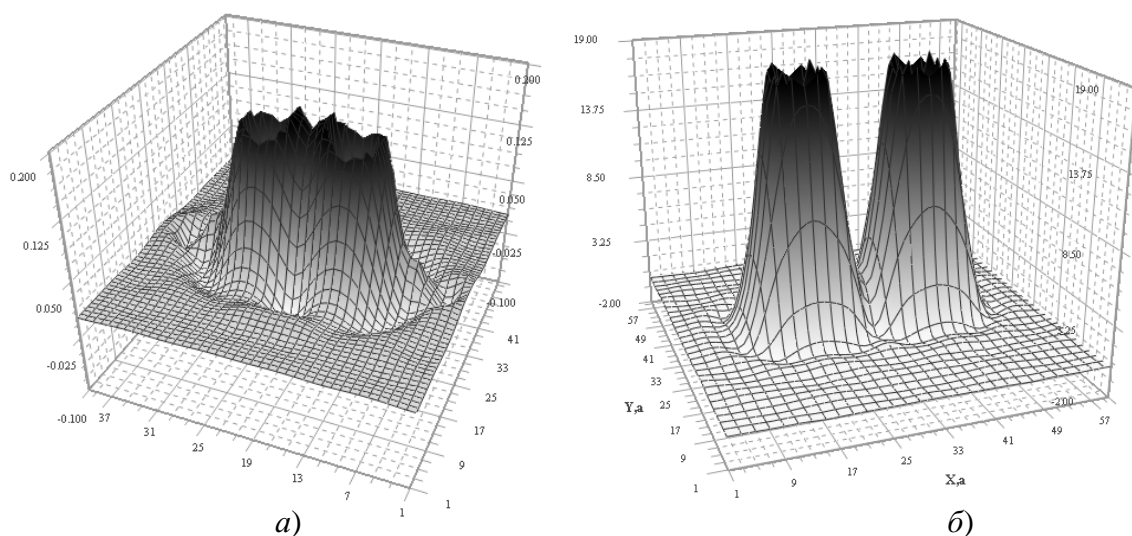


Рис 1. Разностные функции распределения электронной плотности в окрестности бивакансий: а) вакансии находятся в первых координационных сферах относительно друг друга; б) вакансии находятся во вторых координационных сферах относительно друг друга

### Литература

1. Неможкаленко. Физика твердого тела. Зонная теория металлов. Киев: Наукова думка, 1985. – 408 с.
2. Turner D.E., Zhu Z.Z., Chan C.T., and Ho K.M. Energetics of vacancy and substitutional impurities in aluminum bulk and clusters. // 1997, Phys. Rev. B, 55, 13842.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....	3
<b>Подсекция РАДИОФИЗИКИ Стр. 5–38</b>	
ДИФРАКЦИОННЫЕ ПОТЕРИ В УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЯХ С УЧЁТОМ ЯВЛЕНИЯ СДВИГА ГУСА–ХЭНХЕНА **Тарабрин С.П. ....	5
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ СО СВЕРХЗВУКОВЫМИ ПОТОКАМИ ВОЗДУХА Бауров А.Ю., Колесников Е.Б. ....	6
ПАРАДОКС НЕРАДИАЛЬНОСТИ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ОДНОРОДНЫХ ИЗОТРОПНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ Козлов А.В., Можаяев В.Г. ....	8
ЛАЗЕРНАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ **Девиченский А.Ю. ....	10
ЭФФЕКТЫ И ПРОЯВЛЕНИЯ КОНТАКТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ Коршак Ю.Б., Коршак Б.А. ....	12
АДАПТИВНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА ПРИ ПРИЁМЕ ЧАСТИЧНО РАССЕЯННЫХ И ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОЛЕЙ **Гребенюков В.В. ....	14
МИКРОЦУНАМИ НА КАПЛЕ В ПОЛЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН **Зырянова А.В., Коршак Б.А., Можаяев В.Г. ....	16
ДИАГНОСТИКА ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В СВАРНЫХ ШВАХ ЛАЗЕРНЫМ УЛЬТРАЗВУКОВЫМ МЕТОДОМ Ивочкин А.Ю. ....	18
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ НА ПРОБНЫХ МАССАХ ИЗ ПЛАВЛЕННОГО КВАРЦА Прохоров Л.Г. ....	20
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ХОЛОДНЫЙ КАТОД НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНОГО ВОЛОКНА *Белоконова Ю.Г. ....	22
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУКРАТНОГО БРЭГГОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ Юшков К.Б. ....	24

---

\* — доклад, отмеченный грамотой конференции как лучший на подсекции.

\*\* — доклад, отмеченный жюри как один из лучших на подсекции.

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ РЕЗОНАТОРА НА НЕЛИНЕЙНУЮ ДИНАМИКУ АБСОЛЮТНОЙ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОГРАНИЧЕННОЙ ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВА Сепехри Д.Н. ....	26
К НЕЛИНЕЙНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЭП В ЦИРКУЛЯРНОМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ НАКАЧКИ Сепехри Д.Н. ....	28
ШИРОКОПОЛОСНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ПРОЕКТЕ LIGO С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗЕРКАЛА РЕЦИРКУЛЯЦИИ СИГНАЛА Лазебный В.И. ....	30
АНАЛИЗ ЧИСЛОВЫХ РЯДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОСТОЯННОЙ Эннс В.В. ....	30
ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ «БЕЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ» **Роженко Е.П. ....	31
СМЕСИТЕЛЬ ММ/СММ ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ РАЗОГРЕВА 2D ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ AlGaAs/GaAs Смирнов А.В., Морозов Д.В., Ляхов В.А. ....	32
СВЕТОГЕНЕРАЦИОННЫЕ СЕНСОРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ СОВРЕМЕННЫХ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ Рахманов З.Т., Спажакин А.Г. ....	34
О СОЗДАНИИ НОВОГО ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ПРИБОРА Сидоров И.В. ....	35
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ФОТОАКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ Бадулина А.Н., Семенов Д.Н., Одина Н.И. ....	36

**Подсекция  
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ  
И ЭЛЕКТРОННЫХ  
СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ  
Стр. 39–58**

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА InN Комиссарова Т.А., Матросов Н.Н., Хохлов Д.Р. ....	39
СТРУКТУРНЫЕ СКУТТЕРАДИТОВ $AFe_4SB_{12}$ (A = La, Ca, Na): ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ЯКР, ЯМР Охотников К.С. ....	40
ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ $A^{IV}$ Катаева Е.А., Гусева М.Б., Божко А.Д. ....	40
МОРФОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В АБРИКОСОВСКИХ СТРУКТУРАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ 2-ГО РОДА Смирнов А.С. ....	42

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОДНОФОТОННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ *Минаева О.В., Корнеев А.А., Дивочий А.В. ....	43
СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ИНФРАКРАСНОГО СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА *Слепнёва С.К., Рубцова И.А. ....	45
ИЗМЕНЕНИЕ СТЕПЕНИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЗАРОДЫША СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЫ В МНОГОСЛОЙНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ РАЗНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ Ильина Е.А. ....	47
СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ПЛАЗМЫ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ОСАЖДЕНИИ ПЛЕНОК Y-Ba-Cu-O Филимонова С.В., Пляка П.С. ....	48
СВОЙСТВА АЖ-ВИХРЕЙ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ Айнбиндер Р.М., Максимова Г.М. ....	49
СТРУКТУРА И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ ФАЗ АУРИВИЛЛИУСА Дранников Д.С. ....	50
ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ОСАЖДЕНИЯ A-Si:H НА ЛОКАЛЬНУЮ ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ Панков К.Н. ....	52
СООТНОШЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ИОННЫХ ЛИНИЙ КИСЛОРОДА ПРИ НАПЫЛЕНИИ ПЛЕНОК СЛОЖНЫХ ОКСИДОВ Пляка П.С., Филимонова С.В. ....	52
ПЕРКОЛЯЦИОННЫЕ И МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ Si-МДП СТРУКТУРАХ **Феклисов М.А., Бугаев А.С., Веденеев А.С. ....	53
ВНУТРЕННИЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА – ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СВИДЕТЕЛЬСТВО В ПОЛЬЗУ КВАЗИДВУМЕРНОГО ТРАНСПОРТА В ДОПИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ Bi-2212 Скипетров А.Е. ....	55
ВОЗБУЖДЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ ПЕРЕМЕННЫМ ДЖОЗЕФСОНОВСКИМ ТОКОМ В КОНТАКТАХ НА БАЗЕ ДОПИРОВАННОГО ВИСМУТОВОГО КУПРАТА Bi-2212 Ананов А.А. ....	56
ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ $Mg_{1-x}Al_xB_2$ МЕТОДАМИ ТУННЕЛЬНОЙ И МИКРОКОНТАКТНОЙ (АНДРЕЕВСКОЙ) СПЕКТРОСКОПИИ Дубень В.В. ....	57

**Подсекция  
ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ  
НАНОЭЛЕКТРОНИКИ  
Стр. 59–87**

ОДНО И ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CDSE ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ Косых А.В., Ластовкина М.А., Лясковский В.Л. ....	59
--	----

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ЭПР **Дёмин В.А.....	61
ФОРМИРОВАНИЕ НАНОАЗОРОВ МЕЖДУ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ПЛЕНОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМИГРАЦИИ Кутуров А.Н., Масленников В.А.....	63
ГЕНЕРАЦИЯ МОЛЕКУЛ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА С ПОМОЩЬЮ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ Белогорохов И.А., Рябчиков Ю.В. ....	64
ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОАЗОРОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО МЕТОДА Зязин А.С. ....	66
ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В НАНОПОРИСТОМ TiO <sub>2</sub> Данилин А.А.....	67
РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В АНСАМБЛЯХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ Палёнов Д.А. ....	69
ПОДВЕШЕННЫЕ ОДНОСТЕННЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ: ПОЛУЧЕНИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА *Касумов Ю.А.....	72
ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ НА ТЕКСТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ Свеженцова Е.В., Сизов Ф.Ф., Мельниченко Н.Н.....	74
ИССЛЕДОВАНИЕ ТОПОГРАФИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОДЛОЖЕК И СФОРМИРОВАННЫХ НА НИХ ПЛЕНОК НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ <sup>76</sup> Служавый С.Н., Свеженцова Е.В., Мельниченко Н.Н.....	75
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В АМОРФНОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ЗОНДА КЕЛЬВИНА Авачев А.П., Уточкин И.Г. ....	76
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ С НАНОТРУБКАМИ НА ГРАФИТОВОЙ БУМАГЕ И С ПОМОЩЬЮ МАГНЕТРОНА Антоненко С.В., Малиновская О.С., Мальцев С.Н. ....	77
ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ Ермаков С.А. ....	78
ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА, ЗАКЛЮЧЕННОГО В МИКРОПОРИСТЫЕ МАТРИЦЫ Гусейнов Э.Г., Гусейнов Г.Г.....	80
СИНХРОТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР Турищев С.Ю. ....	81
СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ Смовж Д.В. ....	82



ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСЛОЁВ SNOX Чуvenкова О.А. ....	83
МЕЖСЛОЕВАЯ ОБМЕННАЯ СВЯЗЬ В МНОГОСЛОЙНЫХ Co/Cu/Co НАНОСТРУКТУРАХ Самардак А.С. ....	84
ДВУХСЛОЙНАЯ НАНОТРУБКА КАК ПРОСТЕЙШИЙ НАНОДВИЖИТЕЛЬ Белослудцев А.В. ....	85
ОБРАЗОВАНИЕ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННЫХ НАНОМЕТРОВЫХ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР В Ge Горлищев А.В., Гречкина М.В. ....	86

**Подсекция  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ФИЗИКИ  
Стр. 88–116**

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ЖИДКОСТИ **Николаева О.П. ....	88
СПИН-ТОКОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КВАНТОВОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ Андреев П.А., Кузьменков Л.С., Харабадзе Д.Э. ....	88
ТРЕХФАЗОВАЯ КИРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ SU(2)-КВАРКОВОГО МЕШКА В 3+1 D Малахов И.Ю. ....	90
К ПРОБЛЕМЕ $Z > 137$ Улыбышев М.В. ....	91
ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В КЛАССИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ СИСТЕМАХ Малыхин Е.М., Лопaeв Д.В., Намиот В.А. ....	93
ИСТОЧНИКИ СР-НАРУШЕНИЯ В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ И ЕЕ РАСШИРЕНИЯХ Сукачев А.И. ....	95
СУММИРОВАНИЕ ДИАГРАММ ФЕЙНМАНА В N=1 СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ В ЧЕТЫРЕХПЕТЛЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ *Пименов А.Б., Степаньянц К.В. ....	97
ВАКУУМНЫЕ КОНДЕНСАТЫ РАЗМЕРНОСТИ ДВА В КАЛИБРОВОЧНО ИНВАРИАНТНЫХ ТЕОРИЯХ **Быков Д.В. ....	99
СКАЛРИЗМ В 5-МЕРНОЙ ТЕОРИИ КАЛУЦЫ **Владимиров Ю.С., Михайлов А.С. ....	102
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕДПОЛЬНОЙ ДИАГРАММЫ В ТЕОРИИ ПОЛЯ СУПЕРСТРУН Рычков Д.В. ....	101
САМОДЕЙСТВИЕ ТОЧЕЧНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ В ИСКРИВЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ Спирин П.А. Штауб С. ....	104

ПЕРЕСЕКАЮЩИЕСЯ S-БРАНЫ И АНИЗОТРОПНЫЕ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ **Орлов Д.Г.....	106
ПОСТРОЕНИЕ ДИОНЫХ ГИПЕРБРАН МЕТОДОМ ЦЕПОЧЕК ТОДЫ Орлов Д.Г.....	107
ТОЧНО ИНТЕГРИРУЕМАЯ МОДЕЛЬ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ АГРЕГАЦИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ Андриевский А.А.....	109
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЁЛОГО АТОМА С УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ *Пашев И.Н. ....	110
НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕКУРРЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ЕСТЕСТВЕННЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ Золотова Н.В. ....	111
ФАЗА БЕРРИ УРАВНЕНИЯ ТИПА ХАРТРИ С КВАДРАТИЧНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ Литвинец Ф.Н.....	113
АЛГОРИТМ НЕПЕРТУРБАТИВНОГО ОПИСАНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КВАНТОВЫХ СИСТЕМ Иванов А.А. ....	114
ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ И ДИССИПАТИВНЫХ СРЕД Лысов Р.В. ....	115
ПРИМЕНЕНИЕ ФОРМАЛИЗМА НЬЮМЕНА-ПЕНРОУЗА К ЗАДАЧАМ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ВАКУУМА **Соколов В.А. ....	116

**Подсекция  
ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ  
В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ  
Стр. 117–130**

ВЫРАЩИВАНИЕ И СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{KTiOPO}_4$ , ЛЕГИРОВАННЫХ ЦИРКОНИЕМ *Агапова Е.И.....	117
ОСОБЕННОСТИ ИНДУЦИРОВАННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ СОРАЗМЕРНАЯ - НЕСОРАЗМЕРНАЯ ФАЗА В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ **Жданов А.Г.....	118
ИЗУЧЕНИЕ ПРИРОДЫ СПИНОВЫХ ЦЕНТРОВ В ОКСИДЕ ТИТАНА (АНАТАЗ), ЛЕГИРОВАННОМ АЗОТОМ Цыганков К.С. ....	119
СУПЕРИОННЫЕ КИСЛОРОДОПРОВОДЯЩИЕ ПРОВОДНИКИ В СИСТЕМЕ $\text{V}_2\text{WO}_6 - \text{V}_2\text{VO}_{5.5}$ **Рудницкая О.Г.....	121
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В СВЕРХТОНКИХ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЕНКАХ ФТАЛОЦИАНИНА ВАНАДИЛА Корешков Д.В.....	122

СТРУКТУРА И КРИСТАЛЛО-СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ $Yb(Fe_{1-x}Al_x)_2$ Цырулин Н.Л., Галат В.А.....	123
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕОРИИ САМООРГАНИЗАЦИИ Ларина Т.Г. ....	124
ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $Pb_2CdWO_6$ Пруцакова Н.В., Куприянов М.Ф., Кабиров Ю.В.....	126
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ДИФфуЗИОННАЯ КИНЕТИКА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ С ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ Минин Д.Н.....	126
ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТГС И ДТГС, ОБЛУЧЕННЫХ СИЛЬНОТОЧНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ Иванов В.В., Иванова Т.И., Маркова Т.А., Макаров В.В., Самсонова О.В. ....	127
ПРОЦЕССЫ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ КОБАЛЬТСОДЕРЖАЩИХ КРИСТАЛЛОВ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА Тянтова И.Е. ....	128
ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ТИТАНАТА БАРИЯ С ПРИМЕСЬЮ НИОБИЯ Большакова О.В. ....	129
РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ТГС В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ **Требунских С.Ю. ....	130

**Подсекция  
ФИЗИКИ  
МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ  
Стр. 131–166**

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Калиш А.Н., Белотелов В.И. ....	131
ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР $\{CoFeZr(x)-aSi(y)\}_n$ **Батырев А.С., Вашук М.В., Тульский И.И.....	132
МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Co/Mo/Co$ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР **Перепелова Е.В., Козловский Л.В.....	134
ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ГИГАНТСКИЕ ЗНАЧЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ $Fe/Fe$ Крашенинников А.П., Антипов С.Д., Смирницкая Г.В. ....	136
ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Ni$ ПЛЕНОК Мукашева М.А., Козловский Л.В.....	138
МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ **Борискина Ю.В., Ерохин С.Г.....	140

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТНО-МЯГКИХ ПЛЁНОК Fe-Zr-N И Fe-Ni **Самсонова В.В., Шевердяева П.М., Перов Н.С. ....	142
ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОГЕННЫХ (НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ/АМОРФНЫХ) Fe <sub>80.5</sub> Nb <sub>7.5</sub> B <sub>12</sub> СПЛАВОВ **Мельников В.А., Молоканов В.В. ....	143
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО РАЗМЕРУ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ХОД КРИВОЙ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ АНСАМБЛЕЙ НАНОЧАСТИЦ Белюсова В.А., Теннов В.А., Перов Н.С. ....	145
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СОЕДИНЕНИЯХ Gd <sub>x</sub> La <sub>1-x</sub> MnSi Цхададзе Г.А. ....	146
МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ В ОКРЕСТНОСТИ МЕТАМАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА Зубков И.Н., Ильин М.И. ....	148
ОБНАРУЖЕНИЕ В МАНГАНИТАХ ГИГАНТСКОЙ ОБЪЕМНОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ Демин Р.В. ....	150
УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ НА КРАЮ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ В МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ГРАНАТОВ *Жданов А.Г. ....	152
ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ НА БОЗЕ- ЭЙНШТЕЙНОВСКУЮ КОНДЕНСАЦИЮ 2D МАГНИТОЭКСИТОНОВ Думанов Е.В. ....	152
МАГНИТНАЯ И КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА LaCo <sub>0.5</sub> Fe <sub>0.5</sub> O <sub>3</sub> Карпинский Д.В., Троянчук И.О. ....	153
МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛАСТЕРООБРАЗОВАНИЯ И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАГНЕТИКОВ ТИПА CdIn <sub>2</sub> S <sub>4</sub> :Cr Редин В.В. ....	155
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА В МАРГАНЕЦ ЦИНКОВЫХ ФЕРРИТАХ Хорьяков А.А. ....	157
ЭФФЕКТ МАГНИТОПРОПУСКАНИЯ В ПЛЕНКАХ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА, ОБЛАДАЮЩИХ КОЛОССАЛЬНЫМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., Кауль А.Р. ....	157
ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В СИЛЬНО НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАГНЕТИКАХ МЕТОДАМИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ФИЗИКИ Бабаев А.Б., Азнаурова Г. ....	159
МАГНИТНЫЕ И КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛЕЙ МАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК С ПЕРЕМЕННЫМ МЕЖСЛОЙНЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ Хизриев К.Ш. ....	160

ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ МАГНИТО-ИМПУЛЬСНЫЙ ПРИВОД Козлов С.А., Григорьев А.С., Клименков Ю.С.....	161
ОБ УМЕНЬШЕНИИ ВЕЛИЧИНЫ ПОЛЯ СТАРТА И ЕГО ФЛУКТУАЦИЙ В АМОРФНОМ МАГНИТНОМ МИКРОПРОВОДЕ В СТЕКЛЯНОЙ ОБОЛОЧКЕ Каримова Г.В.....	161
ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ЛЕГКООСНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ Савченко А.С. Тарасенко С.В.....	162
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СПЕКТРОВ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ГЕКСАФЕРРИТА $CoZnW$ НА СВЧ Доценко О.А. ....	163
ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И АНИЗОТРОПИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК С КОСВЕННОЙ ОБМЕННОЙ СВЯЗЬЮ Огнев А.В.....	165
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ДВУМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ЭКСИТОНОВ Подлесный И.В. ....	166

**Подсекция  
ФИЗИКИ  
ПОЛИМЕРОВ  
Стр. 167–180**

ГЛОБУЛЫ АМФИФИЛЬНЫХ МАКРОМОЛЕКУЛ **Ушакова А.С.....	167
СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ГЕЛЕВЫХ КОМПОЗИТОВ С ВКЛЮЧЕННЫМИ ДИСПЕРСИЯМИ БЕНТОНИТА И МОНТМОРИЛЛОНИТА НАТРИЯ *Лаврентьева Е.К. ....	169
ВЯЗКОУПРУГИЕ СВОЙСТВА ВОДНЫХ РАСТВОРОВ АНИОННОГО ПАВ — ОЛЕАТА КАЛИЯ Молчанов В.С.....	170
ГЕТЕРОПОЛИМЕРЫ С НАСЫЩАЮЩИМИСЯ СВЯЗЯМИ: КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ Ермак О.М. ....	171
КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЕ И МИЦЕЛЛООБРАЗОВАНИЕ В РАЗБАВЛЕННЫХ РАСТВОРАХ БЛОК-ИОНОМЕРОВ И ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАРЯЖЕННЫХ ПОЛИИОНОВ Минакова М.С., Крамаренко Е.Ю.....	172
К КЛАССИФИКАЦИИ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ АССОЦИИРУЮЩИХ СИСТЕМ С НЕСКОЛЬКИМИ ТИПАМИ ТЕРМООБРАТИМЫХ ХИМИЧЕСКИХ СВЯЗЕЙ Белюсов М.В. ....	173
ПСЕВДОУЗЛЫ В РНК-ПОДОБНОМ СОПОЛИМЕРЕ: КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ Бодрова А.С., Чертович А.В. ....	175
ЭФФЕКТ СПОНТАННОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ МАКРОИОНОВ ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАРЯЖЕННЫМИ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТАМИ Осколков Н.Н., Потемкин И.И., Хохлов А.Р. ....	175

СВОЙСТВА ГРЕБНЕОБРАЗНЫХ СОПОЛИМЕРОВ, АДсорбированных НА ПОВЕРХНОСТИ **Попов К.И., Потемкин И.И. ....	176
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЖЕСТКО-ЦЕПНЫХ ПОЛИИОНОВ ВБЛИЗИ ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАРЯЖЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ Спирин Л.А., Иванов В.А. ....	178
ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛИМЕРОВ И МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ Жолудь А.А. Игнатьев А.А. ....	179
СИНТЕЗ ПОЛИЭНОВЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПВХ И ПЭНП. Кадыров Р.Г. ....	180

**Подсекция  
ФИЗИКИ  
ТВЕРДОГО ТЕЛА  
Стр. . 181–213**

РЕЗОНАНСНАЯ ДИФРАКЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОКСИДЕ ЦИНКА: ТЕРМОИНДУЦИРОВАННЫЕ «ЗАПРЕЩЕННЫЕ» ОТРАЖЕНИЯ Колчинская А.М. ....	181
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ РЕЗОНАНСНОГО МАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ МАГНИТНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР *Смехова А.Г. ....	183
ПРОЦЕССЫ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СИСТЕМЕ ПАЛЛАДИЙ-МЕДЬ-ВОДОРОД Змиенко Д.С. ....	186
ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ УГЛЕРОДНЫХ ПРИМЕСЕЙ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ЖЕЛЕЗА, НИКЕЛЯ И ИХ СОЕДИНЕНИЯХ Мутигуллин И.В. ....	187
ИССЛЕДОВАНИЕ АБСОРБЦИИ ВОДОРОДА В СПЛВАХ НА ОСНОВЕ ВОДОРОДА С ПЕРЕХОДНЫМИ МЕТАЛЛАМИ Минибаев Р.Ф. ....	188
РАСЧЕТ ПРЯМОГО ПУЧКА МАЛОУГЛОВОЙ УСТАНОВКИ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО Комзин С.В., Киселев М.А., Елзов Т.В. ....	189
МОДЕЛИРОВАНИЕ АТОМАРНОЙ СТРУКТУРЫ И ДИФФУЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВАКАНСИЙ В А-ЖЕЛЕЗЕ **Валикова И.В. ....	190
ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПЛЕКСОВ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МЕТАЛЛАХ Селезнева Л.В. ....	192
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА БАРИЯ-СТРОНЦИЯ С ФОТОРЕФРАКТИВНЫМИ ПРИМЕСЯМИ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ Педько Б.Б., Маркова С.С., Румянцева И.В. ....	194
ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА РЕЖИМЫ ПРОТЕКАНИЯ МЕХАНОХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В РЕАГИРУЮЩИХ ПОРОШКОВЫХ СМЕСЯХ **Дмитриева М.А., Орлов С.А. ....	195

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМОВ ГАФНИЯ И ЖЕЛЕЗА В КРЕМНИИ Далиев Ш.Х., Бозорова О.А. ....	196
ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ЛАНТАНОМ Далиев Ш.Х., Каландаров Э.К. ....	197
МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР ГЕТЕРОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ МЕТОДОМ ДИСКРЕТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УПАКОВОК **Житков И.К., Малеев А.В., Рау В.Г. ....	198
ГЕНЕРАЦИЯ МОДЕЛЕЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛОВ (СТРУКТУРНЫЙ КЛАСС P-1, Z=2(1) Гращенко Е.А. ....	199
ИССЛЕДОВАНИЕ СОЕДИНЕНИЙ $Cu_{1+x}S$ МЕТОДОМ ЯКР $^{63,65}Cu$ Сафонов А.Н., Погорельцев А.И., Матухин В.Л. ....	200
ТОЧЕЧНЫЕ ГРУППЫ КРИСТАЛЛОВ В ВЕКТОРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ Гей С.Л. ....	202
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ ПЛОСКИХ МИКРОКРИСТАЛЛОВ $AgBr$ ОТ ВЕЛИЧИНЫ $RBR$ РОСТА Афонькина Ю.Н., Сотникова Л.В., Безъязычная М.А. ....	203
ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ В БЕСПРИМЕСНЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ $SbN$ и $SbN:Cr, Ce$ Мовчикова А.А., Малышкина О. В., Педько Б.Б. ....	204
АНАЛИЗ НЕПРЕРЫВНОГО МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ ГАЛЛАМ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ Литвинов В.Л. ....	204
ИЗМЕНЕНИЕ ФОТОЭМИССИИ ПОВЕРХНОСТИ P-МЕТАЛЛОВ ПРИ АДСОРБЦИИ ВОДОРОДА Калажоков З.Х., Пономаренко Н.С., Калажоков Х.Х. ....	205
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА ИНДИЯ, ОЛОВА, СВИНЦА, ТАЛЛИЯ И НЕКОТОРЫХ ИХ БИНАРНЫХ СПЛАВОВ Калажоков З.Х., Калажоков Х.Х., Пономаренко Н.С. ....	206
ЭМИССИЯ БОЛЬШИХ КЛАСТЕРОВ ПРИ ИОННОМ РАСПЫЛЕНИИ МЕТАЛЛА Кочкин С.А. ....	208
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ОЦК МЕТАЛЛАХ Чирков А.С., Назаров А.В. ....	209
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ ВАКАНСИЙ И ИХ КОМПЛЕКСОВ В АЛЮМИНИИ Никитин В.В. ....	212

